

Thèse de DOCTORAT de l'Université Paris 7

présentée par

Isabel Cristina RÉGOA MATOS AFONSO

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Université Paris 7

Spécialité : Astrophysique et Techniques Spatiales

**RECHERCHE D'ÉVÉNEMENTS DE MICROLENTILLE
GRAVITATIONNELLE VERS LE CENTRE DE NOTRE
GALAXIE AVEC EROS II**

Soutenue le 10 octobre 2001, devant le jury composé de :

Mme.	Isabelle	Grenier	Président
M.	Yannick	Giraud-Héraud	Rapporteur
M.	Yannick	Mellier	Rapporteur
M.	James	Rich	Directeur de thèse

Table des matières

1	L'énigme de la matière noire	1
1.1	Le modèle cosmologique	1
1.1.1	Le paramètre cosmologique de densité Ω	2
1.1.2	L'Univers primordial	4
1.2	Mise en évidence de la matière noire à l'échelle cosmologique	5
1.2.1	Les prévisions de la théorie de l'inflation	5
1.2.2	Le paramètre de densité baryonique Ω_B déduit de la nucléosynthèse primordiale	6
1.2.3	Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_Λ par les supernovæ lointaines du type Ia	7
1.2.4	Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_Λ par le rayonnement fossile	8
1.3	Mise en évidence de matière noire à l'échelle des galaxies et amas de galaxies	10
1.3.1	La rapport masse sur luminosité M/L	10
1.4	La nature de la matière noire	17
1.4.1	Candidats baryoniques	18
1.4.2	Candidats non-baryoniques	23
2	La matière noire dans notre galaxie	25
2.1	Les composantes de la Voie Lactée	25
2.1.1	Le disque mince	26
2.1.2	Le disque épais	28
2.1.3	Le milieu interstellaire et les bras spiraux	29
2.1.4	Le sphéroïde	30
2.1.5	Le halo sombre	31
2.1.6	Le Centre Galactique (< 100 pc)	32
2.1.7	Le bulbe/barre	33
2.2	Les contraintes dynamiques	37
2.2.1	La vitesse de rotation	37
2.2.2	Les mesures dynamiques de la densité de masse au voisinage du soleil	41
2.3	Le comptage d'étoiles	43
2.3.1	La densité de masse "visible" au voisinage du soleil	43
2.3.2	La fonction de masse initiale	44
2.3.3	La fonction de masse initiale dans le disque	45
2.3.4	La fonction de masse initiale dans le bulbe	45
2.4	La détection de matière noire par effet de microlentille	46

2.4.1	Introduction	46
2.4.2	Brève description du phénomène	47
2.4.3	Profondeur Optique	47
2.4.4	Taux d'événements	48
2.4.5	Étude du bulbe et du disque-Les résultats vers le Centre Galactique	48
2.4.6	Sondage d'un halo noir-Recherche vers les Nuages de Magellan	56
2.5	Contexte Scientifique du projet de thèse	61
3	Formalisme des Lentilles Gravitationnelles	65
3.1	Les grandeurs fondamentales des lentilles gravitationnelles	66
3.1.1	L'équation de propagation d'un rayon lumineux pour le modèle standard : lentille et source ponctuelles	66
3.1.2	L'amplification	68
3.1.3	La courbe de lumière	68
3.1.4	La profondeur optique	71
3.1.5	Le nombre et le taux d'événements	72
3.1.6	Résumé du modèle de microlentille standard	74
3.2	Les déviations du modèle standard	74
3.2.1	Effet de taille finie : Source étendue	74
3.2.2	Lentille binaire	79
3.2.3	Effet de parallaxe annuelle	80
3.2.4	Effet de <i>blending</i>	83
4	L'Expérience EROS II	89
4.1	L'appareillage d'EROS II	90
4.1.1	L'optique	90
4.1.2	Le système de pointage et de guidage	92
4.1.3	Les caméras CCD	93
4.1.4	La cryogénie	94
4.1.5	Le système d'acquisition	94
4.1.6	La réduction en ligne des données	97
4.1.7	La base de données	98
4.2	Les programmes scientifiques d'EROS II	99
4.2.1	Le Centre Galactique-CG	99
4.2.2	Les Bras Spiraux	99
4.2.3	Les Nuages de Magellan	100
4.2.4	Le système d'alerte en ligne	100
4.2.5	La recherche automatique de supernovæ à décalage spectral intermédiaire	102
4.2.6	La recherche de naines blanches et naines rouges du halo par mouvement propre	102
4.2.7	L'étude des étoiles Céphéides des Nuages de Magellan	103
5	Prise de données	105
5.1	Prise de données selon les différentes lignes de visée	105

5.1.1	La répartition de la prise de données entre les différents programmes	105
5.1.2	La distribution des champs EROS II	107
5.1.3	Le volume de données	107
5.2	Prise de données vers le Centre Galactique	109
5.2.1	Choix des champs Centre Galactique	109
5.2.2	Stratégie d'observation vers le Centre Galactique	112
5.2.3	Liste des champs Centre Galactique	117
6	Réduction Photométrique des données Centre Galactique	121
6.1	Le programme de traitement d'images PEIDA	122
6.1.1	Le détecteur d'étoiles CORRFIND	122
6.1.2	Photométrie	123
6.1.3	L'alignement géométrique	123
6.1.4	L'alignement photométrique relatif	124
6.1.5	L'erreur sur le flux d'une étoile	125
6.2	Création des catalogues d'étoiles de référence	126
6.2.1	Sélection des images de référence	127
6.2.2	Ajustement des paramètres du détecteur d'étoiles	132
6.2.3	Comparaison des étoiles d'EROS II et d'OGLE dans la fenêtre de Baade	133
6.2.4	L'élimination d'étoiles saturées et d'aigrettes	137
6.2.5	Sélection d'étoiles brillantes pour le catalogue de référence	138
6.3	Création des courbes de lumière	142
6.3.1	Production des fichiers de suivi	142
6.3.2	Champs du Centre Galactique produits	143
6.3.3	Qualité de la photométrie	143
7	Préparation de l'analyse	147
7.1	Filtrage des fichiers de suivi	148
7.2	Nettoyage des données	148
7.2.1	Élimination des mauvaises images	148
7.2.2	Élimination des mauvaises étoiles	152
7.2.3	Nettoyage des courbes de lumière	153
7.3	Correction des flux	154
7.3.1	Corrélation du flux avec le <i>seeing</i>	155
7.3.2	Corrélation du flux avec l' <i>airmass</i>	155
7.3.3	Corrélation du flux avec l'angle horaire et avec le fond	155
7.3.4	Méthode de correction des flux	159
7.3.5	Résultats de la correction des flux	159
7.4	Détermination de la ligne de base	163
7.4.1	Méthode 1 : Détermination du mode de la distribution du flux	164
7.4.2	Méthode 2 : Test des changements de signe	165
7.4.3	Comparaison des méthodes	165
7.5	Simulation d'événements de microlentille	168
7.5.1	Méthode de simulation	168
7.5.2	Génération des paramètres	169

8	Analyse des données EROSII vers le Centre Galactique	173
8.1	Critères de sélection des événements de microlentille	174
8.1.1	Définition et recherche d'une fluctuation	174
8.1.2	Recouvrement temporel des fluctuations rouge et bleue	175
8.1.3	Recherche d'une fluctuation significative	176
8.1.4	Élimination des étoiles variables	179
8.1.5	Coupure sur la qualité de l'ajustement d'un effet microlentille par rapport à l'ajustement d'un flux constant	189
8.1.6	Coupure sur les paramètres de l'ajustement microlentille	190
8.2	Fraction d'étoiles satisfaisant les coupures	195
9	Les candidats microlentilles	203
9.1	Caractéristiques des candidats microlentille	203
9.1.1	Liste des candidats	203
9.1.2	Élimination de candidats à problèmes	206
9.1.3	Candidats avec un effet de parallaxe	206
9.1.4	Candidats avec un effet de <i>blending</i>	213
9.2	Les courbes de lumière des candidats microlentille	221
10	L'Interprétation des résultats	241
10.1	L'efficacité de l'analyse	241
10.2	Détermination de la profondeur optique	244
10.2.1	Caractéristiques des candidats microlentille	245
10.2.2	La distribution des paramètres des candidats microlentille	247
10.2.3	La valeur de la profondeur optique	251
10.2.4	Erreur sur la profondeur optique	254
11	Comparaison avec les résultats de MACHO et OGLE	257
11.1	Recherche des alertes et candidats de MACHO et OGLE	257
11.1.1	Sélection des alertes et candidats MACHO et OGLE	258
11.1.2	Recherche des alertes et des candidats de MACHO	259
11.1.3	Recherche des alertes et candidats d'OGLE	263
11.1.4	Résultat global de la recherche	265
11.2	Discussion des résultats d'EROS, MACHO et OGLE	299
11.2.1	Profondeurs optiques attendues pour différents modèles galac- tiques	299
11.2.2	La distribution des durées des événements de microlentille et la fonction de masse qui lui est associée	307
11.2.3	Discussion finale	311
	Conclusion	319
A	Recherche de la position et des limites du <i>clump</i> de géantes rouges	321
A.1	Principe de l'algorithme	321
A.1.1	Détermination de la position du <i>clump</i>	321
A.1.2	Calcul des limites du <i>clump</i> de géantes rouges	323
A.1.3	Calcul des limites d'autres types d'étoiles	324

TABLE DES MATIÈRES	vii
B Masquage d'étoiles saturées	327
B.1 Principe de l'algorithme	327
B.1.1 Détermination des positions des étoiles saturées	327
B.1.2 Méthode de calcul de l'extension du profil d'une étoile	328
B.2 Résultats du masquage	329
C Liste des membres d'EROS	331
Bibliographie	335
Table des figures	349
Liste des tableaux	357

Remerciements

Je remercie tout le groupe EROS qui m'a accueilli pendant ma thèse, en particulier Michel Spiro pour m'avoir acceptée au sein de son service et Jim Rich pour m'avoir prise en thèse. Je remercie Pierre Bareyre, le premier membre d'EROS que j'ai connu et qui a fait les démarches pour que je puisse travailler dans EROS. Je le remercie également pour son extrême gentillesse et pour avoir toujours cru en moi. Je voudrais remercier infiniment Éric Lesquoy pour son aide technique indispensable à la réduction des données.

Des remerciements sincères pour Yannick Giraud-Héraud et Yannick Mellier pour avoir accepté être les rapporteurs de mon mémoire, ainsi que Isabelle Grenier pour être la présidente de mon jury. Je suis également reconnaissante à Alain Milsztajn, Jacques Haissinski et Jim Rich pour avoir pris le temps de relire ma thèse.

Je voudrais aussi remercier Daniel Vignaud qui m'a permis de finir ma thèse au Collège de France.

Je remercie de tout mon coeur mon mari, Bertrand, thésard au même département que moi et au même moment, pour son support moral pendant cette période qui s'est révélée par moment très difficile pour les deux.

Finalement, je voudrais remercier mes très chers parents, Julieta et Luis, et mon frère, Pedro, pour leur soutien précieux.

Résumé

L'effet de microlentille gravitationnelle mis en pratique par les groupes EROS, MACHO et OGLE a fait preuve de son efficacité pour la recherche de matière noire à l'échelle de notre Galaxie. Les profondeurs optiques observées par les groupes MACHO ($\tau \sim 3 - 4 \times 10^{-6}$) et OGLE ($\tau \sim 3.3 \times 10^{-6}$) vers le Centre Galactique ne sont pas en accord avec les valeurs prévues par les modèles galactiques standard. Un bulbe en forme de barre semble nécessaire pour tenir compte des profondeurs optiques mesurées. Toutefois les valeurs attendues avec des modèles tenant compte d'une barre prévoient des profondeurs systématiquement plus petites que les valeurs observées. De plus, l'excès d'événements de courte durée dans les distributions des durées d'amplification des candidats microlentille trouvés, ne peut pas être expliqué par les fonctions de masse connues. Le pic de courtes durées peu être dû à une population inconnue de naines brunes dans le bulbe ou un effet de *blending* qui induit une sous-estimation des durées. Une analyse indépendante de celles de MACHO et d'OGLE semblait donc nécessaire. Dans cette thèse nous présentons la première analyse des données EROS II vers le Centre Galactique avec un échantillon d'étoiles sources géantes rouges qui sont suffisamment brillantes pour que l'effet de *blending* soit négligeable. On commence par introduire le problème de matière noire et les contraintes de la structure galactique, suivis d'une présentation du contexte scientifique du projet de thèse. Ensuite, on décrit l'instrumentation du groupe EROS II et la stratégie observationnelle, ainsi que la méthode d'analyse. Finalement on présente les candidats, on en déduit la profondeur optique vers le Centre Galactique et on termine par l'interprétation de nos résultats en tenant compte des connaissances actuelles de la structure galactique. Le suivi et l'analyse de 2.7×10^6 ont permis de trouver 38 candidats. On a choisi les candidats (16 au total) les plus amplifiés et dont l'étoile source est une géante rouge pour permettre une détermination fiable de la profondeur optique. La valeur ainsi obtenue, $\tau = 0.94_{-0.29}^{+0.27} \times 10^{-6}$, est en bon accord avec la profondeur optique attendue pour un modèle du bulbe en forme de barre.

Abstract

Gravitational microlensing observations by several groups : EROS, MACHO and OGLE, have proven to be a successful method to search for baryonic dark matter in our Galaxy. Microlensing results towards the Galactic Center by the MACHO and OGLE groups seem to be in conflict with standard astronomical observations. The observed optical depths are up to 3 times larger than expected for a standard disk+bulge model. The MACHO optical depth is of the order $\tau \sim 3 - 4 \times 10^{-6}$ and OGLE's $\tau \sim 3.3 \times 10^{-6}$. A bar shaped bulge or a strong elongated bulge along the line-of-sight seems necessary to account for the large observed optical depth. Nevertheless, all models even those with a bar-shaped bulge, systematically predict lower values for the optical depth than the observed ones. Moreover, the timescale distributions of the observed MACHO and OGLE microlensing events, are not well explained by the mass functions known today. In fact, the measured distribution has a peak towards low timescales in the order of 16 days. Attempts have been made to explain the “too many” short events towards the bulge. The excess could be due to a brown dwarf population in the bulge, but the need for such a population depends on the models used. The peak of short events could also be explained by a systematic effect caused by blending which causes the microlensing amplification duration to be systematically underestimated. Thus, an analysis, independent of the MACHO and OGLE groups was required to solve these puzzles. The first analysis of EROS II bulge data is presented in this work. First we discuss the scientific motivations of dark matter search in our Galaxy, then we present the EROS II experimental setup, followed by the observational strategy. The analysis of 2.7×10^6 stars observed during 3 bulge seasons is described in detail. We found 38 microlensing candidates. Of this sample we used the most amplified candidates whose source is a red giant to avoid blending effects. An optical depth $\tau = 0.94_{-0.29}^{+0.27} \times 10^{-6}$ was obtained with the 16 most reliable candidates. This value is in good agreement with the predicted optical depth by a standard bulge/bar model.

Introduction

Les observations de l'effet de microlentille gravitationnelle par les groupes EROS, MACHO et OGLE, ont prouvé la faisabilité de la recherche de matière noire baryonique par cette méthode. Les résultats de la détection d'événements de microlentille dans la direction du centre de notre Galaxie, notamment par les groupes MACHO et OGLE, semblent être en conflit avec les observations astronomiques standard. En effet, la profondeur optique τ ¹ est trois fois plus grande que la valeur attendue pour un modèle galactique standard. Les différentes valeurs de profondeur optique mesurées par le groupe MACHO sont de l'ordre de $\tau \sim 3 - 4 \times 10^{-6}$ et celle d'OGLE $\tau \sim 3.3 \times 10^{-6}$. La présence d'une barre dans le Centre Galactique semble nécessaire pour expliquer ces mesures. Des observations de différents ordres, notamment cinématiques et photométriques ont en effet mis en évidence une barre dans le bulbe de notre Galaxie, toutefois les modèles qui en tiennent compte prévoient des profondeurs optiques systématiquement plus petites que les valeurs observées.

De plus, les distributions des durées d'amplification des candidats de microlentille trouvés par MACHO et OGLE sont difficilement reproduites par les fonctions de masse du disque et du bulbe connues à l'heure actuelle. Un excès d'événements de courte durée, de l'ordre de 16 jours, semble indiquer la présence de naines brunes dans le bulbe. Cependant, la nécessité d'une telle population sous-stellaire varie en fonction des modèles utilisés. Le pic des courtes durées peut également être dû à l'effet de *blending*², qui fait sous-estimer de façon systématique les durées observées.

Le besoin d'une analyse indépendante des groupes MACHO et OGLE s'est ainsi imposé. La première analyse des données EROS II vers le Centre Galactique est présentée dans cette thèse. Après avoir introduit le problème de la matière noire, les différentes composantes de notre Galaxie et les contraintes observationnelles de la structure galactique, on présente les motivations scientifiques de l'expérience EROS II. Une description détaillée de l'instrumentation, de la stratégie d'observation est ensuite donnée, suivie de la présentation de la méthode d'analyse. Pour minimiser l'effet de *blending* nous avons choisi d'analyser les courbes de lumière des étoiles géantes rouges. Ces étoiles sont suffisamment brillantes pour être moins affectées par cet effet. Nous présentons ensuite les candidats trouvés et l'efficacité de détection. Une valeur pour la profondeur optique vers le Centre Galactique est donnée et finalement nous tentons

1. La profondeur optique est la probabilité que la lumière d'une étoile d'arrière-plan (la source) soit amplifiée de plus de 34%, lorsque un objet compact en avant plan (la lentille) traverse la ligne de visée de la source.

2. Dans un champ encombré les étoiles peuvent cacher une ou plusieurs étoiles.

d'interpréter nos résultats à la lumière des connaissances actuelles de la structure galactique.

Chapitre 1

L'énigme de la matière noire

Sommaire

1.1	Le modèle cosmologique	1
1.1.1	Le paramètre cosmologique de densité Ω	2
1.1.2	L'Univers primordial	4
1.2	Mise en évidence de la matière noire à l'échelle cosmologique	5
1.2.1	Les prévisions de la théorie de l'inflation	5
1.2.2	Le paramètre de densité baryonique Ω_B déduit de la nucléosynthèse primordiale	6
1.2.3	Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_Λ par les supernovæ lointaines du type Ia	7
1.2.4	Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_Λ par le rayonnement fossile	8
1.3	Mise en évidence de matière noire à l'échelle des galaxies et amas de galaxies	10
1.3.1	La rapport masse sur luminosité M/L	10
1.4	La nature de la matière noire	17
1.4.1	Candidats baryoniques	18
1.4.2	Candidats non-baryoniques	23

1.1 Le modèle cosmologique

La vision moderne de l'univers a commencée véritablement au début du 20^e siècle, grâce aux observations à l'échelle cosmologique et au développement d'un support théorique. En effet, d'énormes progrès ont été faits dès les années 1920 sur les connaissances galactiques et extragalactiques. La cosmologie moderne s'est ainsi construite sur certains faits observationnels : le paradoxe d'Olbers, l'expansion de l'Univers, le rayonnement cosmique, les abondances relatives des éléments légers et l'existence de matière noire.

Le *paradoxe d'Olbers*, établi en 1826, consiste dans le constat simple et naturel que la nuit le ciel est noir. En supposant un univers infini et une distribution uniforme des galaxies dans l'espace, en regardant dans n'importe quelle direction on rencontrerait inévitablement des galaxies. Du fait que la luminosité de surface ne dépend pas de

la distance, chaque point dans l'espace devrait apparaître aussi brillant que le Soleil. Ceci n'étant pas le cas, le paradoxe pourrait être expliqué soit par un univers statique, dans ce cas les étoiles n'auraient commencé à radier qu'à partir d'une certaine époque, ce qui impliquerait un univers limité dans le temps (vers le passé), soit un univers en expansion. Edwin Hubble apporte une réponse à cela dans les 1920, en découvrant que les lignes spectrales des galaxies se décalent vers le rouge proportionnellement à leur distance. Le décalage étant dû à l'effet Doppler, les galaxies s'éloignent les unes des autres avec des vitesses proportionnelles à leur séparation, ce qui signifie que l'univers est en expansion. En terme de décalage spectral z

$$z = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0 \quad (1.1)$$

la loi de Hubble s'écrit

$$z = (H/c)r \quad (1.2)$$

ou pour $v \ll c$, le décalage spectral est $z = V/c$ et on a

$$v = Hr \quad (1.3)$$

où c est la vitesse de la lumière, r la distance à la galaxie et H la constante de Hubble, qui en vérité n'est pas constante, car elle varie dans le temps.

La Relativité Générale, développée par Einstein dans les années 1910, permet non seulement une interprétation théorique de l'Univers, en rejetant les modèles qui ne sont pas en accord avec les observations, mais également de prévoir certains phénomènes physiques, comme la courbure de la lumière en présence d'un objet massif. Einstein présenta ainsi un modèle de l'univers, basé sur la Relativité Générale. Il supposa un espace sphérique, avec un volume invariant et en accord avec le Principe Cosmologique, selon lequel l'univers est homogène et isotrope. Afin d'obtenir un univers statique, Einstein introduisit la constante cosmologique Λ , qui représente une force répulsive et qu'il abandonna après la découverte de l'expansion de l'Univers par Hubble. Nous verrons néanmoins dans la section 1.2.3 que la constante cosmologique est à présent en pleine réhabilitation due aux nouveaux résultats des observations de supernovæ du type Ia. D'autres modèles de l'univers ont suivi celui de l'univers statique d'Einstein, notamment le modèle de [de Sitter, 1917] et le modèle de [Lemaître, 1950], qui supposent tous une constante cosmologique $\Lambda \neq 0$. Nous présentons ci-dessous l'équation de Friedmann, qui régit l'évolution du paramètre d'échelle $R(t)$ et dont les solutions, en considérant $\Lambda = 0$, sont connues sous le terme de modèle standard ou modèle de Friedmann-Robertson-Walker.

1.1.1 Le paramètre cosmologique de densité Ω

Si l'on considère que l'univers est homogène et isotrope, sa géométrie peut être décrite par la métrique de Robertson-Walker

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right) \quad (1.4)$$

où r, θ, ϕ sont les coordonnées co-mobiles et $R(t)$ le facteur d'échelle. Le paramètre k caractérise la courbure de l'Univers ; il vaut 0, 1 ou -1 . À partir des équations de

la Relativité Générale, associées à la métrique de Robertson-Walker et en supposant que le contenu de l'univers ressemble à un fluide parfait de densité d'énergie $\rho(t)$ et de pression $P(t)$, on obtient les équations de Friedmann, qui traduisent l'évolution du facteur d'échelle $R(t)$

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3c^2} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.5)$$

$$\Rightarrow \frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.6)$$

où $H(t)$ est le paramètre de Hubble, ρ est la densité de matière, Λ est la constante cosmologique et k le rayon de courbure. L'expansion de l'univers est donc liée à un terme de densité de matière, à celui de la constante cosmologique et à un terme de courbure. La constante cosmologique correspondrait à une densité du vide ρ_{vide} , qui exercerait une sorte de force négative dans le cas où $\Lambda > 0$, liée à la pression du vide P_{vide} par

$$\rho_{vide} = \frac{\Lambda}{8\pi G} = \frac{-P_{vide}}{c^2} \quad (1.7)$$

La densité du vide ρ_{vide} ne varie pas dans le temps et dans l'espace, d'où la désignation *constante cosmologique*.

On peut réécrire l'équation 1.5 en considérant $\rho_{tot} = \rho + \rho_{vide}$

$$H^2 = \frac{8\pi G\rho_{tot}}{3} - \frac{k}{R^2}. \quad (1.8)$$

Pour $k = 0$ on définit la densité critique d'énergie ρ_c par

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2.8 \times 10^{11} h_0^2 M_\odot \text{ Mpc}^{-3} \quad (1.9)$$

où $h_0 = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ est un paramètre qui varie entre 0.5 et 0.8 du fait de l'incertitude sur de la constante de Hubble actuelle H_0 , la valeur de celle-ci étant de l'ordre de $50 - 80 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

On peut enfin définir le paramètre de densité Ω en fonction de la densité de matière, de la densité du vide et de la densité critique

$$\Omega = \frac{\rho_{tot}}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2} + \frac{\Lambda}{3H^2} = \Omega_{mat} + \Omega_\Lambda \quad (1.10)$$

L'équation 1.8 s'écrit simplement

$$\Omega_{mat} + \Omega_\Lambda - 1 = \Omega - 1 = \frac{k}{H^2 R^2} \quad (1.11)$$

Ainsi le type de géométrie de l'Univers dépend de la densité Ω , car celle-ci est le rapport entre l'énergie gravitationnelle et l'énergie cinétique

$$\begin{array}{lll} k = +1 & \iff & \Omega > 1 & \text{Univers fermé} \\ k = 0 & \iff & \Omega = 1 & \text{Univers plat} \\ k = -1 & \iff & \Omega < 1 & \text{Univers ouvert} \end{array}$$

L'univers ouvert, de géométrie hyperbolique, serait en expansion éternelle. L'univers fermé, avec une géométrie sphérique, selon un scénario d'oscillation s'effondrerait dans un *Big Crunch* et éventuellement reprendrait l'expansion après un nouveau *Big Bang*. La contraction de l'univers n'a pas forcément lieu pour $\Omega > 1$ si la constante cosmologique Λ est supérieure à zéro. L'univers plat, de géométrie euclidienne est un cas intermédiaire, pour lequel l'expansion se fait plus lentement (en $R \propto t^{2/3}$) que pour le cas ouvert en l'absence de constante cosmologique. L'univers plat est le scénario suggéré par la théorie standard de l'inflation, dont il sera question dans la section 1.2.1.

1.1.2 L'Univers primordial

La théorie du Big Bang, qui décrit les phases primordiales de notre univers, est actuellement bien établie par diverses observations : l'expansion de l'univers, le rayonnement fossile, les fluctuations de densité primordiales confirmées par la légère anisotropie du rayonnement fossile et la nucléosynthèse primordiale. On décrit ci-dessous les phases principales de l'évolution de l'univers primordial.

À partir des équations de Friedmann 1.5 et 1.6 on obtient l'équation de la conservation de l'énergie, qui décrit la variation de la densité de matière ρ en fonction de l'expansion ou de la contraction de l'Univers, en tenant compte du travail fourni par la pression du fluide

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{R}}{R}(\rho + P) \quad (1.12)$$

Si on suppose que $P = \gamma\rho$, ρ étant une constante dépendante du temps, on obtient l'évolution de la densité ρ en fonction du facteur d'échelle R

$$\rho \propto R^{-3(1+\gamma)} . \quad (1.13)$$

Si l'univers est dominé par la radiation on a $P = \frac{1}{3}\rho$ et $\rho \propto R^{-4}$. Si l'univers est dominé par la matière on a $P = 0$ et $\rho \propto R^{-3}$. Finalement si l'univers est dominé par l'énergie du vide on a $P = -\rho$ et $\rho \propto \text{constant}$.

Par la relation

$$t = \int \frac{dR}{\dot{R}} , \quad (1.14)$$

on peut avoir l'évolution du facteur d'échelle R en fonction du temps. Dans un univers dominé par la radiation on a $R \propto t^{1/2}$. Dans un univers dominé par la matière on a $R \propto t^{2/3}$ et enfin dans un univers dominé par le vide on a $R \propto (Ht)$.

À partir de l'équation

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho , \quad (1.15)$$

il est alors facile d'obtenir le comportement de la densité en fonction du temps

$$(\Omega - 1) \propto (t)^{2-2\alpha} \quad (1.16)$$

1.2 Mise en évidence de la matière noire à l'échelle cosmologique

1.2.1 Les prévisions de la théorie de l'inflation

Malgré le succès de la théorie du Big Bang, quelques paradoxes subsistaient, notamment le problème de l'horizon et le problème de la planéité de l'Univers, étroitement reliés.

Le problème de l'horizon concerne l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers actuel. Comme nous le verrons plus loin, à partir des données de COBE on a constaté que le rayonnement fossile, correspondant aux premières phases d'existence de l'Univers est extrêmement homogène. Dans différentes directions la température est en effet la même $T = 3\text{ K}$, à $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ près. De plus, la nucléosynthèse primordiale prédit que l'univers était déjà uniforme au moment du début de la nucléosynthèse à $t_s = 1\text{ s}$. Ceci ne peut pas être expliqué par la cosmologie standard, car les distances parcourues par un signal de lumière à cette époque, $l(t) = R(t) \int_{t_i}^t du/R(u)$ sont bien inférieures à la taille de l'Univers primordial, $d_U(t) \sim R(t)H_0^{-1}/R_0$ en tenant compte de sa taille actuelle, $H_0^{-1} \sim 10^{28}\text{ cm}$ [Hu et al., 1994]. Ainsi, la condition nécessaire pour que l'univers soit homogène à $t_s = 1\text{ s}$ est

$$l(t_s) = R(t_s) \int_{t_i}^{t_s} dt'/R(t') > \frac{R(t_s)H_0^{-1}}{R_0} \quad (1.17)$$

Or en cosmologie standard pour les lois d'expansion $R(t) \propto t^{1/2}$, correspondant à l'ère de la radiation ($t \lesssim 10^{11}\text{ s}$) et $R(t) \propto t^{2/3}$ respective à l'ère de la matière ($t \gtrsim 10^{11}\text{ s}$), la condition 1.17 n'est pas satisfaite.

Le problème de la planéité de l'univers consiste dans la très grande sensibilité de l'évolution de l'univers aux conditions initiales, notamment Ω doit être très proche de 1 dans les premières phases de l'univers. En effet, si $\Omega \gg 1$ l'univers se serait effondré en 10^{-43} s ou si $\Omega \ll 1$ l'expansion aurait été trop rapide, et aucune étoile n'aurait pu se former. Le rayon de courbure R_{courb} décroît avec le rayon de Hubble H^{-1}

$$R_{\text{courb}} = R(t)|k|^{-1/2} = \frac{H^{-1}}{|\Omega - 1|^{1/2}} \quad (1.18)$$

L'Univers devient donc de moins en moins plat, le rayon de courbure actuel étant de $R_{\text{courb}} \gtrsim H_0^{-1} \sim 10^{28}\text{ cm}$. Ceci signifie qu'à sa naissance l'Univers était extrêmement plat. L'extrême planéité de l'Univers primordial implique que le paramètre de densité Ω soit très proche de 1, $|\Omega - 1| = (R_{\text{courb}}H)^{-2}$, de l'ordre de $|1 - \Omega| < 10^{-60}$, au moment du temps de Planck, c'est-à-dire $t_{pl} = 10^{-43}\text{ s}$ après le *Big Bang*.

La théorie de l'inflation a permis de résoudre ces paradoxes, en ajoutant un degré de complexité à la théorie du Big Bang. Ainsi, contrairement à l'expansion standard qui décroît dans le temps, l'expansion de l'inflation s'accélère, du fait de l'énergie du vide, qui étire l'espace à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière. Durant

cette phase l'équation d'état est $P = -\rho_{vide}$, pour laquelle le facteur d'échelle a une croissance exponentielle dans le temps

$$R(t) \propto \exp \frac{8\pi G \rho_{vide}}{3} t = \exp Ht \quad (1.19)$$

Indépendamment de la courbe initiale, l'expansion rapide "gonfle" l'espace à des échelles colossales. L'Univers devient alors plat et $\Omega \sim 1$

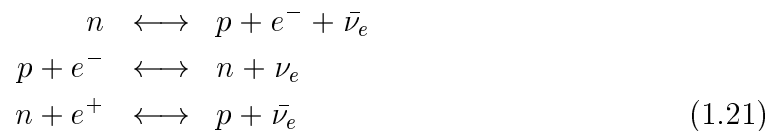
$$\lim_{t \rightarrow \infty} |1 - \Omega| = \lim_{t \rightarrow \infty} \exp -2Ht = 0 \quad (1.20)$$

Après cette ère d'inflation, allant de 10^{-34} à 10^{-33} s après le Big Bang, l'évolution reprend les lois de l'expansion standard. La théorie de l'inflation libère ainsi l'évolution de l'univers de ses conditions initiales, très restreintes et résout le problème de l'homogénéité de l'univers actuel. De plus elle prévoit que le paramètre de densité actuel soit $\Omega_0 \sim 1$.

1.2.2 Le paramètre de densité baryonique Ω_B déduit de la nucléosynthèse primordiale

La formation d'éléments légers, deutérium, ^3He , ^4He , ^7Li , durant les premières minutes de l'Univers est décrite par la nucléosynthèse primordiale dans la théorie du Big Bang.

Lorsque l'Univers primordial a une température très élevée, de l'ordre de $T \sim 100$ MeV à un âge $t \ll 1$ s, les noyaux ne peuvent se former, tous les baryons se trouvant sous la forme de neutrons et protons libres. Ils subissent des réactions d'interaction faible, qui se trouvent en équilibre



La rupture de l'équilibre a lieu quand la température atteint $T_{gel} \sim 1$ MeV à $t \sim 1$ s, car la section efficace des interactions faibles est alors insuffisante. Les neutrons et les protons évoluent alors différemment : la désintégration des neutrons se poursuit, tandis que les protons sont stables. Bien au-dessous de l'énergie de liaison du deutérium à $T_N \sim 70$ ($E_{liaison} = 2.2$ MeV) les noyaux de deutérium se forment de façon stable en consommant presque la totalité des neutrons. Dès lors la densité de neutrons n_n sur la densité de protons n_p ne change pas

$$\frac{n_n}{n_p} \simeq 0.163 (\Omega_b h^2)^{0.004} \left(\frac{N_\nu}{3} \right)^{0.2}, \quad (1.22)$$

où Ω_B est la contribution de baryons à la densité totale de l'univers et N_ν est le nombre de familles de neutrons légers. Au fur et à mesure que la température baisse, les noyaux de hélium se forment. Son abondance primordiale relative en fraction de masse peut être donnée par

$$Y_{He} = 0.228 \pm 0.010 \ln (\eta 10^{10}) + 0.185 \frac{t_N - 887}{887} + 0.012 (N_\nu - 3), \quad (1.23)$$

où $\eta = n_B/n_\gamma$ et n_B et n_γ sont la densité de baryons et de photons respectivement. À partir de la comparaison des valeurs mesurées et attendues, on peut obtenir une valeur inférieure et supérieure de densité de baryons. Sur la figure ?? on peut voir les abondances prédites et mesurées des éléments légers D, ^3He , ^4He , ^7Li (par rapport à l'hydrogène) en fonction de Ω_B . La bande grise donne les contraintes observationnelles sur Ω_B

$$0.007 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.025 . \quad (1.24)$$

Si on compare la limite inférieure de la densité de baryons à la densité de matière visible $\Omega_{vis} \sim 0.005 h^{-1}$, on constate qu'il y a au moins deux fois plus de baryons noirs que de baryons visibles, en considérant $h_0 \sim 0.65$.

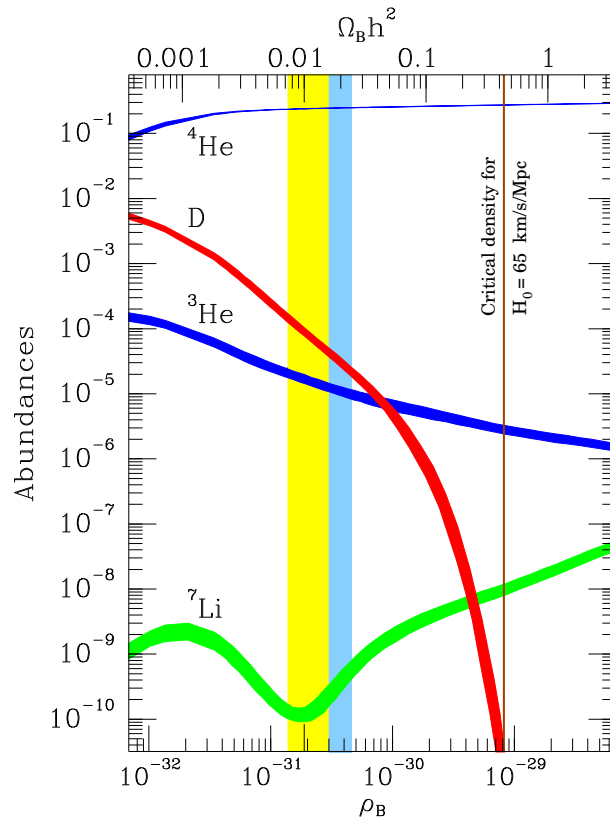


Fig. 1.1: Abondances prédites et mesurées des éléments légers : ^4He , D, ^3He , et ^7Li (par rapport à l'hydrogène) en fonction du paramètre Ω_B [Turner, 1999]. La largeur des courbes indique l'intervalle théorique à 2σ . La bande grise donne les contraintes observationnelles sur la densité de baryons.

1.2.3 Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_Λ par les supernovæ lointaines du type Ia

La recherche de supernovæ du type Ia est d'un grand intérêt cosmologique. Elles sont le résultat de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche, qui a atteint sa masse critique (dite masse de Chandrasekhar) de $\sim 1.4 M_\odot$, par l'accrétion de la matière de son compagnon. La courbe de lumière présente un pic, dont le flux

est plusieurs milliards de fois plus brillant que le Soleil. Au-delà du maximum la décroissance est presque exponentielle et dure plusieurs mois. Les courbes de lumière des supernovæ du type Ia sont très homogènes, la magnitude absolue du pic étant indépendante de la supernova. Elles sont de ce fait reconnues comme des chandelles standard. Ainsi, en mesurant le flux en fonction du temps, on obtient la distance de la supernova et celle de la galaxie à laquelle elle appartient. Dans le diagramme de Hubble, la magnitude bolométrique relative $m(z)$ d'une chandelle standard pour un certain décalage vers le rouge z est fonction des paramètres cosmologiques Ω_{mat} et Ω_Λ et la constante de Hubble H_0

$$m(z) = M + 5 \log D_L(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda) \quad (1.25)$$

$$M = M - 5 \log H_0 + 25 \quad (1.26)$$

où $D_L = H_0 d_L$ et d_L est la distance de luminosité et M la magnitude bolométrique absolue. Comme on l'a vu précédemment, la géométrie de l'Univers dépend de la densité de matière Ω_{mat} et de la densité d'énergie due à la constante cosmologique Ω_Λ . Dans la première partie du diagramme de Hubble, jusqu'à $z = 0.2$, les différents modèles d'Univers sont indiscernables. Au-delà de cette valeur on peut distinguer plusieurs courbes, qui dépendent des valeurs de Ω_{mat} et Ω_Λ . Pour des petits décalages spectraux, l'équation 1.25 peut être écrite sous la forme $m(z) = M + 5 \log cz$. La magnitude M peut alors être calculée à partir des magnitudes apparentes pour des petits décalages spectrales, sans connaître H_0 . En utilisant la valeur M ainsi obtenue et un ensemble de mesures de supernovæ lointaines ($z \geq 0.5$), on peut déterminer les valeurs de Ω_{mat} et Ω_Λ , qui s'ajustent au mieux à l'équation 1.25. Dans la figure 1.2, on voit le diagramme de Hubble pour plusieurs supernovæ proches et lointaines, détectées respectivement par le projet de Calan/Tololo [Hamuy et al., 1996] et le Supernova Cosmology Project [Perlmutter et al., 1999]. Les courbes qui correspondent à diverses valeurs de Ω_{mat} et Ω_Λ sont également montrées. En supposant un modèle cosmologique plat, $\Omega_{mat} + \Omega_\Lambda = 1$, le meilleur ajustement est obtenu pour $(\Omega_{mat}, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$. Les données ne sont pas compatibles avec une constante cosmologique $\Lambda = 0$ d'un univers plat. De même pour $\Lambda = 0$, en considérant un univers ouvert.

Dans le cadre d'un univers où la matière domine, l'expansion de l'univers serait à présent moins rapide que dans le passé. Contrairement aux prévisions, la densité due à la constante cosmologique Ω_Λ étant supérieure à la densité de matière Ω_{mat} , l'expansion de l'Univers est en accélération. La constante cosmologique longtemps considérée égale à zéro semble donc être réhabilitée et jouer un rôle majeur dans le destin de notre univers.

1.2.4 Contraintes sur Ω_{mat} et Ω_Λ par le rayonnement fossile

Une des découvertes les plus importantes après celle de l'expansion de l'univers par Hubble dans les années 1920, est la découverte d'un fond cosmologique, prédit par George Gamow dans les années 1940 et découvert par Arno Penzias et Robert Wilson en 1965. Ce rayonnement micro-onde universel présente un spectre de corps noir à une température d'environ 3 Kelvins et est le fossile du rayonnement très chaud des premières phases du début de l'univers, qui s'est ensuite refroidi au long de l'expansion de celui-ci. L'existence de ce fond cosmologique est une preuve en fa-

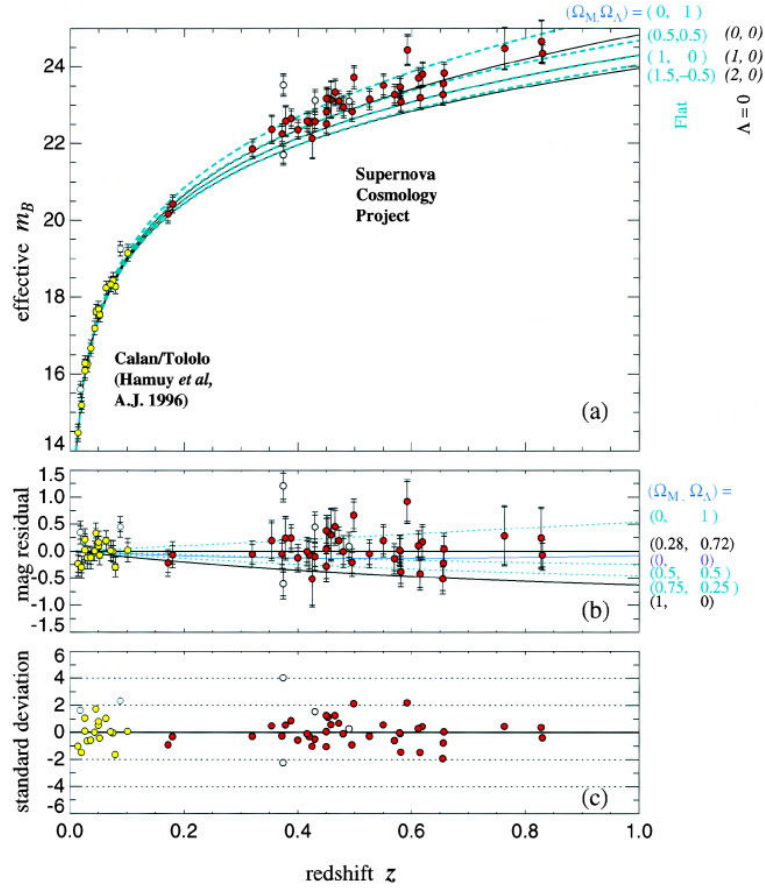


Fig. 1.2: (a) Diagramme de Hubble pour 42 supernovæ lointaines du type Ia du Supernova Cosmology Project et 18 supernovæ Ia proches du Calán/Tololo Supernova Survey. Les trois courbes pleines correspondent à des modèles théoriques avec une constante cosmologique $\Lambda = 0$: $(\Omega_{mat}, \Omega_\Lambda) = (0,0); (1,0); (2,0)$. Les courbes en pointillés se réfèrent à plusieurs modèles cosmologiques plats : $(\Omega_{mat}, \Omega_\Lambda) = (0,1); (0.5,0.5); (1,0); (1.5,-1.5)$. (b) Les résidus en magnitude pour le meilleur ajustement à un modèle cosmologique plat, $(\Omega_{mat}, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$. (c) l'écart standard des résidus pour le meilleur ajustement à un modèle cosmologique plat, $(\Omega_{mat}, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$.

veur du modèle du *Big Bang*. Le satellite COBE¹ a cartographié pour la première fois le ciel, obtenant une température de 2.73 ± 0.01 K [Mather et al., 1994]. Bien que le fond cosmologique soit isotrope à 0.1% près, après élimination du terme dipolaire, une légère anisotropie a été détectée, une variation de température de l'ordre de $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ pour des échelles angulaires supérieures à 7° [Smoot et al., 1992]. Ces fluctuations sont interprétées comme étant les signatures des instabilités gravitationnelles au moment du *Big Bang*, qui ont donné naissance aux structures dans l'univers. Pour étudier en profondeur les fluctuations, des expériences avec des ballons-sondes [Johnson et al., 1999] ou des satellites [Lesgourgues et al., 1999] sont en cours ou en projet. Cela permettra de mieux contraindre les modèles de formation de galaxies, selon un scénario de matière noire, froide ou chaude, ou baryonique ou un mélange des trois et selon le type d'inhomogénéités (inflation ou défauts topologiques). Pour un certain modèle, le premier pic acoustique peut donner des renseignements sur la densité de matière Ω . Pour des perturbations de densité adiabatiques, le premier pic acoustique l aura lieu à $l = 220\Omega^{-1/2}$ [Kamionkowski et al., 1994]. Dans la figure 1.3 on peut voir que les observations actuelles ne sont pas suffisamment précises pour distinguer les modèles. Cependant, les données actuelles sont mieux ajustées par des modèles de matière noire froide dont les instabilités primordiales sont adiabatiques et la densité $\Omega \sim 1$ et $\Omega_\Lambda = 0.5$ [Dodelson and Knox, 1999].

1.3 Mise en évidence de matière noire à l'échelle des galaxies et amas de galaxies

1.3.1 La rapport masse sur luminosité M/L

L'évolution des structures dans l'univers en expansion a redistribué les baryons, du plasma de l'époque de la nucléosynthèse d'éléments légers, en une variété d'états, condensé : atomique, moléculaire et plasma dans des nuages de gaz et de poussière, des planètes, des étoiles et des résidus stellaires après évolution. Ceux-ci sont à leur tour regroupés en galaxies, en groupes et amas de galaxies. L'abondance de baryons dans différents états et formes, permet ainsi de comprendre la formation et évolution des structures cosmiques et également de sonder la nature de matière noire à l'échelle galactique et cosmologique.

La contribution relative de matière noire peut être décrite par le rapport masse sur luminosité M/L . Ceci reflète la masse totale par unité de luminosité à une certaine échelle. Le rapport M/L en moyenne croît en allant de la partie lumineuse des galaxies à leur halo sombre [Ostriker et al., 1974], [Blumenthal et al., 1984], [Rubin, 1993]. Contrairement à l'idée admise pendant longtemps que vers des échelles plus grandes, l'univers devenait plus noir [Blumenthal et al., 1984], le paramètre M/L est constant quand on atteint les groupes de galaxies (à des échelles ~ 1 Mpc) et des amas de galaxies (~ 10 Mpc). Ceci suggère que la plupart de la matière noire réside dans les halos sombres, la masse de ces structures pouvant en effet être comptabilisée par les galaxies individuelles, en prenant en compte leurs halos sombres, sans ajout supplémentaire

1. Cosmic Background Explorer

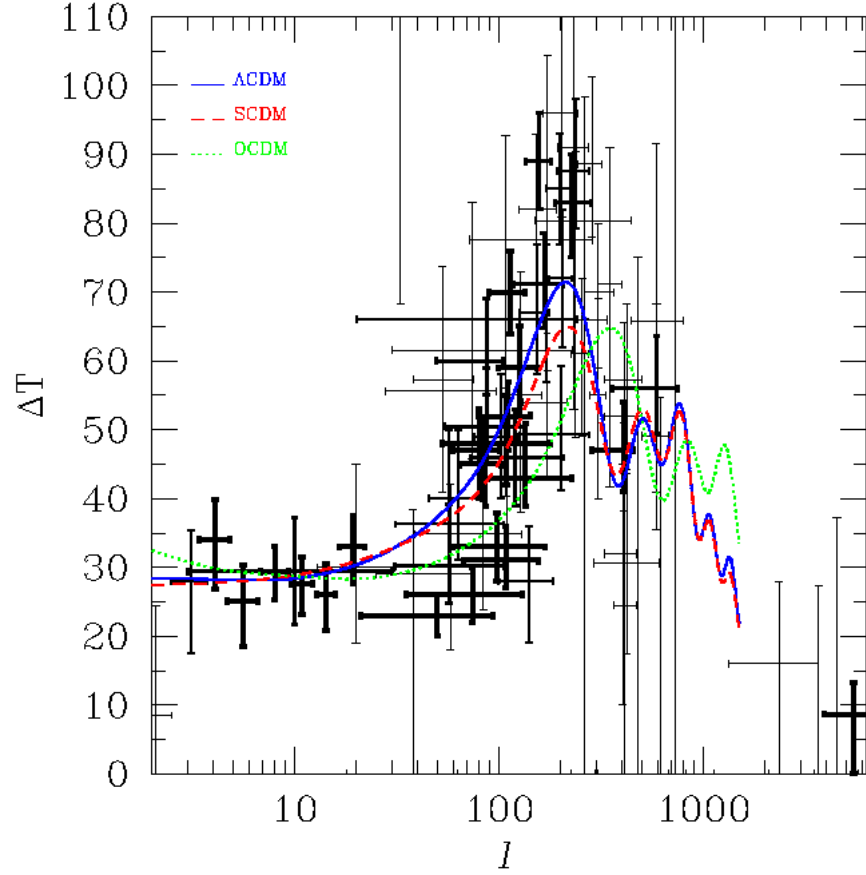


Fig. 1.3: Compilation des observations du rayonnement des anisotropies du rayonnement fossile. Les barres d'erreurs verticales représentent une incertitude de 1σ , trop grande pour permettre de différencier les modèles de matière noire froide : standard avec $\Omega = 1$ -SCMD, univers ouvert avec $\Omega = 0.5$ -OCMD et constante cosmologique non nulle avec $\Omega = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0.5$ -ACMD. Le meilleur ajustement aux données semble néanmoins présenter un pic acoustique à $l \sim 200$, avec une amplitude proche du modèle Λ CMD.

de matière noire [Bahcall et al., 1995], [David et al., 1995]. Dans la figure 1.4 on peut voir l'évolution de M/L en fonction de l'échelle de taille.

La densité actuelle Ω_{mat} dans des galaxies et amas de galaxies peut être déduite du rapport masse sur luminosité M/L par l'expression suivante

$$\Omega_{mat} = \rho_{mat}/\rho_c = \langle M/L \rangle \times \mathcal{L}/\rho_c \quad (1.27)$$

où $\rho_c = 2.775 \times 10^{11} h^2 M_\odot \text{Mpc}^{-3}$ est la densité de masse critique, ρ_{mat} est la densité actuelle, $\langle M/L \rangle$ est la moyenne du rapport masse sur luminosité et \mathcal{L} est la densité de luminosité moyenne.

La valeur du paramètre Ω_{mat} ainsi obtenue peut éventuellement être extrapolée à l'échelle cosmologique, quand le système de galaxies étudié est de dimension suffisamment importante, c'est-à-dire quand le système se trouve à grand décalage spectral pour être représentatif de l'univers. Lors des contraintes de Ω_{mat} et Ω_Λ apportées par la recherche de supernovæ du type Ia, nous avons vu en effet sur le

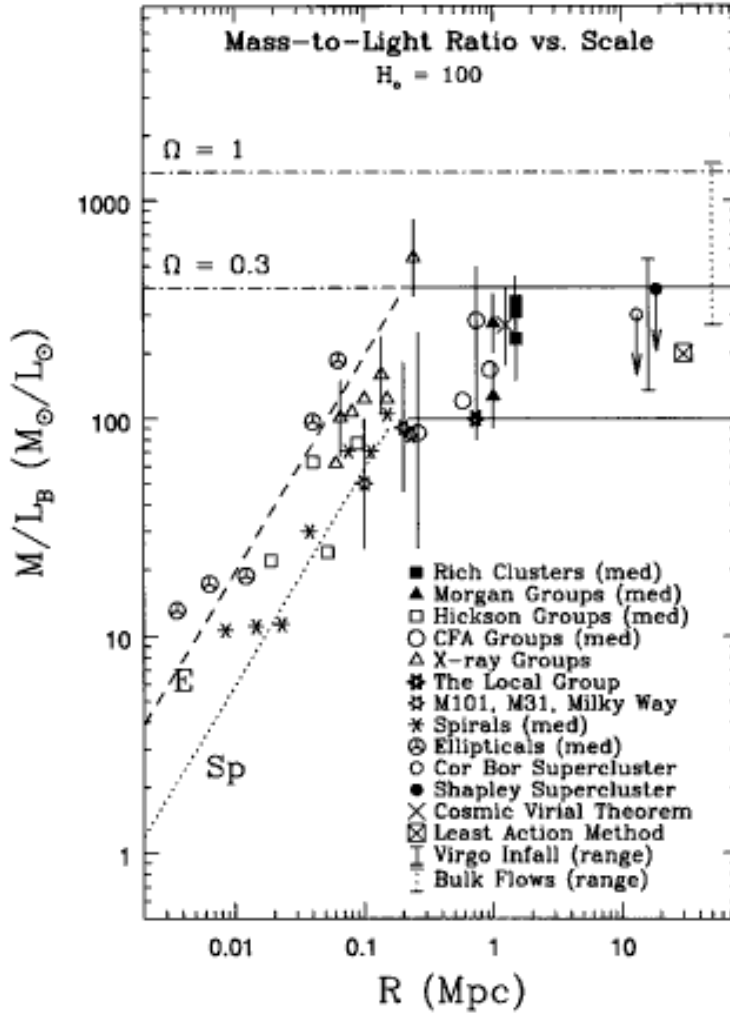


Fig. 1.4: Rapport masse sur luminosité en fonction de l'échelle de distance, pour différents systèmes, des galaxies, des groupes de galaxies, des amas de galaxies et des superamas de galaxies. Le meilleur ajustement de $M/L \propto R$, pour des galaxies spirales et elliptiques est décrit par les droites en pointillé. Les valeurs de M/L attendues pour $\Omega_{mat} = 1$ et $\Omega_{mat} = 0.3$ sont également indiquées.

diagramme de Hubble que seules les galaxies avec $z \gtrsim 0.35$ peuvent nous renseigner avec peu d'ambiguïté sur la valeur de Ω_{mat} à l'échelle cosmologique.

Pour déterminer la densité Ω_{mat} , il nous faut connaître la densité de luminosité \mathcal{L} et le rapport masse sur luminosité M/L pour des systèmes de galaxies. Le rapport M/L est estimé au moyen de méthodes qu'on mentionnera par la suite. La densité de luminosité locale est influencée par l'amas de galaxies Virgo. Pour que son effet soit négligeable, les mesures de la densité de luminosité doivent porter sur des systèmes suffisamment grands. Par ailleurs, pour prendre en compte la contribution des galaxies peu lumineuses, dissimulées par les galaxies brillantes, une fonction de luminosité est supposée, en général la loi de Schechter [Binney and Tremaine, 1987]. Une des mesures de la densité de luminosité moyenne est $\mathcal{L}_B = (2.0 \pm 0.2)h_0 \times 10^8 L_\odot \text{ Mpc}^{-3}$ dans la bande B [Fukugita et al., 1998]. En prenant la formule 1.27, on peut ensuite

1.3 Mise en évidence de matière noire à l'échelle des galaxies et amas de galaxies

13

estimer la valeur de M/L nécessaire pour que l'Univers soit fermé, c'est à dire, pour $\Omega_{mat} = 1$

$$(M/L_B)_c = (1390 \pm 140)h_0 M_\odot/L_\odot \quad (1.28)$$

Les valeurs typiques pour le rapport masse sur luminosité M/L sont $3h_0 M_\odot/L_\odot$ dans le voisinage solaire, $10h_0 M_\odot/L_\odot$ dans la partie lumineuse des galaxies et $100h_0 M_\odot/L_\odot$ pour la masse totale dans une galaxie [David et al., 1995]. Le valeur de M/L requise pour un univers fermé est donc largement supérieure aux observations.

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer le rapport masse sur luminosité M/L , dont on donne un aperçu général ci-dessous. On rappelle que L dépend de la bande de couleur choisie et M/L de la constante de Hubble H_0 . En revanche Ω_{mat} est indépendant de H_0 . Les explications dans les sections suivantes concernent surtout le calcul de la masse, car les luminosités sont essentiellement obtenues par l'intégration du profil de luminosité.

- **Estimation de la masse visible**

La matière visible ou lumineuse est composée par la population stellaire et du gaz. La masse correspondant à la matière lumineuse peut être déterminée par comptage d'étoiles, en se restreignant toutefois au calcul de la masse dans un rayon contenant la plupart de la matière lumineuse. En dehors de ce rayon, la brillance de surface décroît très rapidement. La valeur admise est

$$\Omega_{vis} = 0.003 - 0.005 h^{-1} . \quad (1.29)$$

- **Estimation de la masse dynamique par les courbes de rotation**

La mise en évidence de matière noire peut être faite quand on étudie les courbes de rotation des galaxies spirales. En effet, au-delà de la distance du centre des galaxies, pour laquelle la distribution de matière lumineuse décroît très rapidement, la vitesse de rotation devrait diminuer également selon une décroissance képlérienne $V(R) \propto R^{-1/2}$. Cependant, la vitesse de rotation reste constante, suggérant que les galaxies sont entourées d'un halo de matière sombre, pouvant s'étendre jusqu'à 50 kpc ou même 200 kpc [Bahcall et al., 1995]. Dans la figure 1.5 nous avons deux courbes de rotation pour NGC2403 et NGC2841. On peut voir la contribution à la vitesse de chaque composante de la galaxie (gaz, disque et bulbe), auxquelles il faut ajouter un halo pour tenir compte de la vitesse de rotation constante dans la partie externe de la galaxie.

En supposant que la masse est distribuée sphériquement dans les galaxies, on peut obtenir la masse contenue dans un rayon R à partir de la vitesse de rotation $v(R)$

$$M(R) = \frac{v^2(R) \times R}{G} \quad (1.30)$$

Si l'on regarde la figure 1.5, la matière lumineuse est contenue dans un rayon de 15 kpc. Le rapport masse dynamique sur luminosité est alors

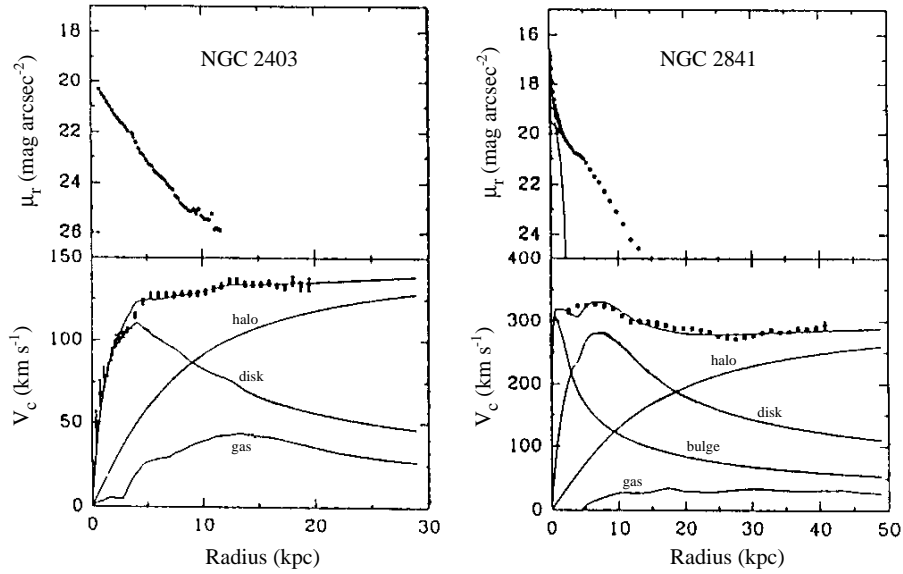


Fig. 1.5: Courbes de rotation pour NGC2403 et NGC2841. Dans la figure du haut est montrée la distribution de la matière lumineuse. En bas, les courbes de rotation montrent les contributions des composantes de chaque galaxie, en ajoutant un halo pour tenir compte de la vitesse de rotation constante dans la partie externe de la galaxie.

$(M/L)_{dyn < 15 \text{ kpc}} \sim 4 - 6h M_{\odot}/L_{\odot}$. Cette valeur est légèrement supérieure au rapport M/L , déterminée avec la masse visible $(M/L)_{vis} \sim 1 - 3h M_{\odot}/L_{\odot}$. En allant encore plus loin, le rapport masse sur luminosité pour la masse dynamique contenue dans un rayon de 40 kpc est $(M/L)_{dyn < 40 \text{ kpc}} \sim 30h M_{\odot}/L_{\odot}$. L'augmentation de M/L en fonction du rayon confirme l'existence de matière noire. La densité de masse associée à $M/L > 30h M_{\odot}/L_{\odot}$ est

$$\Omega_{mat(halo)} > 0.02h^{-1} \quad (1.31)$$

La détermination de la masse à partir des courbes de rotation ne peut pas être faite de manière semblable pour les galaxies elliptiques, car elles ne sont pas en rotation.

- **Estimation de la masse dynamique par le théorème du viriel**

Le théorème du viriel $2T + U = 0$, où T est l'énergie cinétique et U l'énergie potentielle, peut être utilisé pour déterminer la masse de la galaxie ou de l'amas de galaxies, au moyen de la dispersion de vitesses radiales des galaxies. Pour une masse distribuée selon une sphère isotherme avec un rayon de coeur r_c et une vitesse de dispersion, la masse totale contenue dans un rayon r est donnée par [Wu and Fang, 1997]

$$M_{viriel} = \frac{\pi\sigma^2}{G} r \left(\sqrt{1 + \frac{r_c^2}{r^2}} - \frac{r_c}{r} \right) \quad (1.32)$$

Cette méthode a permis pour la première fois de mettre en évidence de la matière noire dans l'amas du Coma, indiquant un rapport $M/L \sim 300h M_{\odot}/L_{\odot}$ [Zwicky, 1933]. [Carlberg et al., 1996] obtiennent une valeur similaire dans la bande R : $M/L_R \sim 300h M_{\odot}/L_{\odot}$, à partir de 16 amas de galaxies à un décalage

1.3 Mise en évidence de matière noire à l'échelle des galaxies et amas de galaxies 15

spectral $z \sim 0.17 - 0.55$. Récemment l'analyse de 105 amas de galaxies par [Girardi et al., 2000] a fourni une valeur $M/L_B \sim 230 - 250h M_\odot/L_\odot$. Une augmentation de la masse légèrement plus rapide que la luminosité a été détectée. Cet effet reste néanmoins à confirmer. Les résultats mentionnés allant de 200 à $400 h M_\odot/L_\odot$ sont inférieurs aux estimations plus anciennes $M/L_B \sim 750h M_\odot/L_\odot$ [Faber and Gallagher, 1979].

Si l'on considère que les amas étudiés sont représentatifs de l'univers, en prenant la densité de luminosité moyenne suggérée par [Fukugita et al., 1998] et un rapport masse luminosité M/L de l'ordre de $200-400h M_\odot/L_\odot$, on déduit une faible densité de masse Ω_{mat}

$$\Omega_{mat(amas)} \sim 0.2 - 0.3. \quad (1.33)$$

[Bahcall et al., 1995] ont déterminé le rapport masse sur luminosité M/L pour des galaxies spirales et elliptiques individuelles. Pour ces dernières, les résultats ont été établis en combinant également les données de rayons X, dont on parlera dans la section suivante. Si l'on considère que les halos sombres des galaxies spirales et elliptiques typiques s'étendent jusqu'à $\sim 150 - 200h^{-1}$ kpc, comme suggéré par les observations, on obtient

$$(M/L_B)_{spirales} \sim 100h M_\odot/L_\odot (M/L_B)_{elliptiques} \sim 400h M_\odot/L_\odot \quad (1.34)$$

Ce résultat indique que les halos sombres des galaxies elliptiques sont plus massifs que les halos des galaxies spirales. La masse des amas de galaxies étant dominée par des galaxies elliptiques, la valeur élevée de M/L_B pour l'amas en est la conséquence.

- **Estimation de la masse dynamique par les rayons X**

La masse dynamique des amas de galaxies peut être déterminée au moyen des rayons X émis par le gaz chaud intergalactique. Cette méthode suppose que le gaz est en équilibre hydrostatique dans le potentiel de l'amas. Cependant les amas se trouvant à des stades d'évolution différents les uns des autres, certains présentent des sous-structures, signe de la jeunesse de l'amas, qui interagissent entre eux et subissent des collisions. L'application de cette méthode à des amas où des processus non hydrostatiques ont lieu ou le fait de simplifier la modélisation de la température (isotherme) et du profil de densité du gaz (sphérique), amènent à une sous-estimation systématique de la masse dynamique par rapport à la méthode du viriel.

La masse contenue dans un rayon r est donnée par [Wu and Fang, 1997]

$$M_X = (1.13 \times 10^{14} M_\odot) \beta_{fit} \left(\frac{r_c}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{kT}{1 \text{ keV}} \right) m(r) \quad (1.35)$$

$$\text{où } m(r) = \frac{(R/r_c)^3}{(R/r_c)^2 + 1} \quad (1.36)$$

$$- \int_{r/r_c}^{R/r_c} x \sqrt{x^2 - (r/r_c)^2} \frac{3 + x^2}{(1 + x^2)^2} dx \quad (1.37)$$

où β_{fit} est l'ajustement du profil de densité de surface de la luminosité à un modèle hydrostatique et isotherme, généralement connue par un modèle de β , r_c est le rayon de coeur et R la taille de l'amas.

Les observations en rayons X ont permis d'estimer les contributions à la masse d'un amas riche typique, qui serait d'environ 10-30 % de gaz, 2-7% de matière visible et 60-85% de matière noire [David et al., 1995]. Le rapport masse sur luminosité calculé pour des amas de galaxie est de $M/L_V \sim 100 - 150 h M_\odot/L_\odot$ [David et al., 1995]. La densité de matière associée à cette valeur est de

$$0.13h_{50}^{-1/2} < \Omega_{mat(amas)} < 0.2h_{50}^{-1/2} \quad (1.38)$$

Les observations de rayons X de 8 amas de galaxies proches ont fourni la valeur $M/L \sim 100 M_\odot/L_\odot$, en supposant $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [Hradecky et al., 1999]. La densité de masse associée est

$$\Omega_{mat(amas)} \sim 0.2. \quad (1.39)$$

• Estimation de la masse dynamique par l'effet de lentilles gravitationnelles

L'image d'une galaxie lointaine qui subit un effet de lentille gravitationnelle, dû à la présence d'un amas de galaxies en avant-plan, est fortement déformée en des arcs ou des arclets. Cette nouvelle technique permet non seulement d'estimer la masse de l'amas, mais également de déterminer sa distribution de masse. Les estimations basées sur cette méthode ne dépendent pas des suppositions sur l'état dynamique de l'amas. Néanmoins elle requiert une bonne connaissance de la géométrie du potentiel. Ceci est donné par les images de la galaxie-source, qui éprouvent le potentiel dans des points différents [Kneib et al., 1993]. Pour avoir accès à la distribution de masse au-delà du coeur de l'amas, où le potentiel décroît rapidement, il faut cependant utiliser une autre technique, l'effet faible de lentille gravitationnelle subi par les galaxies faibles plus éloignées sur le ciel que la galaxie-source principale. Ceci consiste dans l'analyse statistique de l'orientation et de la déformation des images de ces galaxies. Les valeurs du rapport masse sur luminosité M/L obtenues par l'effet de lentille gravitationnelle sont en bon accord avec celles du théorème du viriel.

La masse contenue dans un rayon r où le r_c correspond à la position de l'arclet est décrite par l'expression [Wu and Fang, 1997]

$$M_{lentille} = \begin{cases} \pi r_{arc}^2 \Sigma_{crit} & \text{pour les arcs/arclets} \\ \pi r_{arc}^2 \zeta(r) \Sigma_{crit} & \text{pour l'effet faible de lentille gravitationnelle} \end{cases} \quad (1.40)$$

où $\Sigma_{crit} = (c^2/4\pi G)(D_s/D_d D_{ds})$ est la densité critique de surface, D_d , D_s , D_{ds} sont la distance aux amas, la distance à la galaxie lointaine et la distance entre l'amas et la galaxie lointaine respectivement ; $\zeta(r)$ mesure la statistique du champ de déformation.

Au moyen de l'effet fort de lentille gravitationnelle, [Mellier et al., 1993] ont pu reconstruire la distribution de masse de MS2137-23, un amas qui émet des rayons X et est à un décalage spectral $z=0.313$. Le rapport masse sur luminosité ainsi déduit est $M/L_R = 120 \pm 50 h M_\odot/L_\odot$.

L'effet faible de lentille gravitationnelle a fourni d'autres mesures. Pour l'amas A2163, par combinaison avec les données rayons X, le rapport calculé est $M/L_V = 300 \pm 100 h M_\odot/L_\odot$ [Squires et al., 1997]. La densité de matière associée est

$$\Omega_{mat} = 0.3 \pm 0.1 . \quad (1.41)$$

En conclusion, la densité de matière déterminée par l'effet de lentille gravitationnelle est d'environ

$$\Omega_{mat(lentille\ forte)} \sim 0.2 \quad (1.42)$$

En moyenne la densité de matière inférée de l'effet faible de lentille gravitationnelle est de l'ordre de

$$\Omega_{mat(lentille\ faible)} \sim 0.3 - 1 \quad (1.43)$$

En conclusion, plusieurs mesures indépendantes qui incluent celles des amas de galaxies indiquent que la densité de masse de l'Univers est petite, de l'ordre de 20 à 30% la densité critique. Des mesures récentes du rapport masse sur luminosité dans des galaxies, groupes, amas et superamas révèlent une faible densité 0.16 ± 0.05 . La distribution de masse suit en général la distribution de luminosité à des grandes échelles. Ces résultats combinés avec ceux des supernovæ à grand décalage spectral et le spectre de l'anisotropie CMB, suggèrent que l'Univers a une faible densité de matière concentrée, est plat et dominé par une "énergie sombre" [Bahcall, 2000].

1.4 La nature de la matière noire

Nous avons vu que la nucléosynthèse primordiale et les études dynamiques au niveau des amas de galaxies, suggèrent que la matière noire dans l'Univers est principalement sous une forme non-baryonique. D'autre part, les courbes de rotation de galaxies spirales, constantes dans la partie externe de la galaxie et les prévisions de matière noire baryonique, faites à partir de la nucléosynthèse primordiale, amènent à l'hypothèse que les galaxies sont entourées par un halo de matière sombre sous la forme baryonique. Parmi les candidats non-baryoniques, on propose les axions, les neutrinos légers et les WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). Des candidats baryoniques pourraient être du gaz interstellaire, des résidus d'étoiles, comme les étoiles à neutrons, les trous noirs ou les naines blanches et finalement les étoiles de faible masse, comme les naines brunes ou les naines rouges.

1.4.1 Candidats baryoniques

Les observations ont permis de contraindre et même d'éliminer certains candidats baryoniques. On donne ici une liste de candidats possibles.

1. Gaz

Une connaissance plus approfondie de l'évolution des galaxies au long de la séquence de Hubble² a permis de révéler un candidat prometteur de matière noire, notamment du gaz moléculaire H₂ froid. En effet, nous savons aujourd'hui que les galaxies sont en constante transformation et non pas dans un état figé à leur naissance. Les galaxies avec un disque peuvent se former à partir de condensats de gaz primordial en rotation lente et aussi peu structurés que des galaxies du type Im. Le refroidissement général du gaz provoque une instabilité gravitationnelle, qui induit la formation d'une barre. Celle-ci va à son tour se dissoudre en bulbe. Une barre peut éventuellement se reformer et à nouveau se transformer en bulbe, amenant à une augmentation progressive de la masse de ce dernier et du rapport bulbe/disque, typique de l'évolution d'une galaxie *Sd* en *S0*. La formation des étoiles dans le disque est régulée par la dynamique globale du disque, ce qui implique que les galaxies avec un disque évoluent en une échelle de temps comparable à celle de la consommation du gaz de la galaxie. Si le gaz visible tient compte du montant total, le gaz serait épuisé en 4 milliards d'années [Larson et al., 1980]. Le taux formation stellaire est néanmoins constant, notamment pour les phases intermédiaires (de *Sb* à *Sc*).

Ces considérations ont une implication directe pour la nature de la matière noire galactique, car le rapport de la masse de matière noire, déduite des courbes de rotation, sur la masse stellaire diminue systématiquement en allant des galaxies *Im - Sd*, moins évoluées, aux galaxies *Sa - S0*, plus évoluées, d'un facteur 10² [Pfenniger et al., 1994]. Ce constat ajouté au fait que le taux de formation d'étoiles est constant au long de l'évolution de la galaxie, suggère que la matière noire se trouve sous la forme de gaz invisible, consommé progressivement dans la formation des étoiles. Une autre indication de matière noire sous la forme de gaz est le rapport de la densité de surface de matière noire, sur la densité de surface du HI Σ_{MN}/Σ_{HI} . De l'ordre de 7-10, il est constant en fonction du rayon, suivant le même profil que le HI [Freeman, 1993]. Les courbes de rotation sont ainsi bien ajustées si l'on ajoute une composante de gaz avec le profil du HI, comme on peut le voir dans la figure 1.6.

Ce gaz doit être suffisamment dispersé pour "nourrir" des nouvelles étoiles et se

2. La classification des galaxies est faite selon une séquence $E \rightarrow S0 \rightarrow Sa \rightarrow Sb \rightarrow Sc \rightarrow Sd \rightarrow Im$, dite de Hubble, allant du type précoce, avec peu de gaz et de poussière, les étoiles appartenant à la population du type II, aux galaxies du type tardif, riches en gaz, poussière et étoiles jeunes. Il existe ainsi quatre types de galaxies : elliptiques (E), lenticulaires (S0), spirales (Sa, Sb, Sc, Sd) et irrégulières (Irr). Les galaxies spirales se divisent en galaxies normales et barrés. Au long de la séquence $Sa \rightarrow Sd$, la luminosité relative du sphéroïde diminue, la masse relative du gaz augmente et les bras spiraux deviennent moins liés.

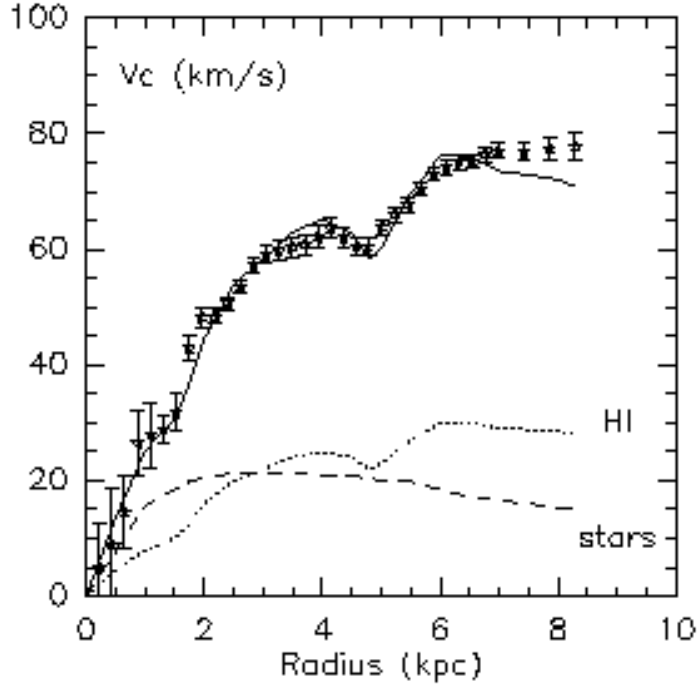


Fig. 1.6: Courbe de rotation de NGC1560, avec la composante due au HI (courbe en pointillés) et la composante stellaire (courbe en tirée). La courbe de rotation, obtenue en multipliant le profil du HI par un facteur 6, s'ajuste bien aux données.

trouver au même emplacement du HI, notamment dans la partie externe des galaxies. Pour que la densité du gaz soit suffisamment importante pour contribuer à la matière noire, le gaz doit être froid. Ainsi, des modèles de matière noire sous la forme de gaz moléculaire H_2 froid ont été proposés [Combes, 1999], la plupart de gaz moléculaire dans les galaxies spirales se trouvant en effet sous cette forme à 10–10 K. Une des possibilités serait de prolonger le disque visible vers les grands rayons avec du gaz H_2 , selon le profil du disque du HI. Dans ce scénario, le gaz se trouverait en équilibre thermique avec le rayonnement cosmologique et sa structure fractale garantirait sa stabilité. Un autre modèle serait celui du gaz moléculaire dans un halo sphérique ou aplati. Le gaz serait moins froid et se trouverait associé à des amas de naines brunes ou d'autres objets compacts. Finalement, dans un dernier modèle, le gaz pourrait se trouver sous la forme de globules de l'ordre de $10^{-3} M_{\odot}$, avec une taille de 10 AU. Cette hypothèse est évoquée pour expliquer les événements de diffusion ESE (Extreme Scattering Events), observés vers des quasars [Fiedler et al., 1994] dus à la diffraction ou réfraction par une région de grande densité électronique.

Les observations d'EGRET ont récemment mis en évidence un excès d'émission de rayons γ diffus dans le halo galactique, éventuellement dû à des interactions de rayons cosmiques avec des nucléons du gaz moléculaire, produisant des pions π^0 , qui ensuite se désintègrent en γ [Dixon et al., 1998]. Les résultats de COBE ont révélé en plus du fond cosmologique, une composante froide à 4–7 K avec une colonne de densité 10 fois supérieure à la composante chaude (à 18 K) et

surtout confiné dans la partie externe de la Galaxie [Reach et al., 1995]. Finalement, une autre méthode de détection consiste dans l'étude de l'absorption UV du gaz moléculaire H_2 , au moyen du satellite FUSE lancé en 1999.

2. Les astres de faible masse

- Snowballs

Les snowballs sont des condensats d'hydrogène et/ou d'hélium non dégénéré, avec une masse inférieure à $0.01 M_\odot$. Pendant longtemps ils furent considérés comme des candidats possibles de matière noire baryonique. Cependant, plusieurs contraintes excluent que le halo de notre Galaxie soit entièrement composé par ces objets. L'intervalle de masse $10^{-37} M_\odot < M_{SB} < 10^{-11} M_\odot$ a en effet été exclu par [Hills, 1986], par le comptage des cratères lunaires, qui indiquent la faible fréquence de collisions des snowballs avec la Lune. De plus, les objets de masse inférieure à $10^{-7} M_\odot$ se seraient évaporés à présent, ne pouvant retenir le gaz qui les compose sur une grande échelle de temps [De Rújula et al., 1992]. Finalement, les expériences de recherche de matière noire baryonique par effet de microlentille, EROS I et MACHO, ont permis d'établir que les objets compacts de masse comprise entre $10^{-7} M_\odot$ et $10^{-3} M_\odot$ ne contribuent pas plus de 10% à la masse du halo standard [Renault et al., 1997], [Alcock et al., 1998].

- Planètes

Pour que des planètes contribuent significativement à la masse du halo, il faudrait qu'un très grand nombre de planètes géantes, de l'ordre du millier, soit en orbite autour de chaque étoile dans le halo. Les expériences par effet de microlentille, EROS I et MACHO ont cependant montré que les objets compacts de masse planétaire $M < 10^{-3} M_\odot$ ne constituent pas plus de 10% du halo. Plus de 30 planètes extra-solaires ont été détectées dans le disque de notre Galaxie par effets astrométriques [Marcy et al., 2000] et par occultation [Charbonneau et al., 2000]. Ces méthodes se restreignent néanmoins au voisinage solaire. Les microlentilles gravitationnelles sont une méthode alternative qui permet de dépasser ces limitations. Le groupe PLANET s'est dédié à la recherche de planètes extra-solaires au moyen de cette technique, en suivant de près les événements détectés par les expériences de microlentille, EROS, MACHO et OGLE. D'après le suivi intensif de 43 candidats microlentille, PLANET a déduit que moins d'un tiers des étoiles de masse $M \sim 0.3 M_\odot$, constituant typiquement la population de lentilles gravitationnelles vers le Centre Galactique, possèdent une planète du type Jupiter avec des orbites d'un demi-grand axe de $1.5 < a < 4 \text{ AU}$ [Albrow et al., 2000].

- Naines brunes

Les naines brunes sont des objets de masse comprise entre 0.01 et $0.08 M_\odot$, dix à 80 fois plus massifs que Jupiter ($M_J \sim 10^{-3} M_\odot$). Bien que leur masse soit trop faible pour que des réactions thermonucléaires s'équilibrent dans le cœur, elles produisent du ^3He à partir du deutérium. Une contraction gravitationnelle

lente se poursuit jusqu'à ce que les électrons soient dégénérés, puis elle se refroidit indéfiniment. Du fait de leur faible luminosité, les naines brunes ne sont pas détectables dans le visible (environ $M_V > 18$) et constituent à présent les candidats favoris de matière noire galactique dans le disque et dans le bulbe. Depuis la découverte de la première naine brune du champ³ par [Ruiz et al., 1997], une population inconnue de naines brunes du champ a été révélée par les projets de relevé du ciel DENIS⁴ [Delfosse et al., 1997], 2MASS⁵ [Kirkpatrick et al., 1998] et EROS [Goldman et al., 1999]. D'après une estimation de la fonction de masse locale jusqu'à $0.01 M_\odot$, basées sur les données de DENIS et 2MASS, la contribution de naines brunes à la masse du disque ne serait pas plus de 15%. Une limite semblable a été suggérée par [Zoccali et al., 2000], pour la fraction de naines brunes dans le bulbe, à partir de la détermination de la fonction de masse dans le bulbe, avec les données proche infrarouge du HST⁶.

Pour ce qui concerne le halo sombre de notre Galaxie, une contrainte pour les masses de naines brunes a été donnée par les résultats combinés de EROS I et EROS II. La masse du halo serait en effet composée au plus par 20% d'objets compacts de masse comprise entre $10^{-2} M_\odot$ et $10^{-1} M_\odot$ [Lasserre et al., 2000].

- Naines rouges

Les naines rouges sont des étoiles de masse allant de $0.08 M_\odot$ à $0.5 M_\odot$. Bien qu'elles brûlent de l'hydrogène, elles sont peu lumineuses (environ $8 < M_V < 18$). Cependant, elles peuvent être détectées par leur émission infrarouge ou leur mouvement propre, par des télescopes suffisamment sensibles. Les naines rouges sont les étoiles les plus nombreuses dans le disque. On ne les considère plus comme des candidats de matière noire, car à l'heure actuelle leur fonction de masse dans le disque est raisonnablement bien déterminée jusqu'à $0.06 M_\odot$, à partir des données du télescope spatial Hubble, le HST [Gould et al., 1997]. Dans le bulbe, la masse de naines rouges commence à être également bien connue. Toujours à partir des données du HST, la fonction de masse dans le bulbe a pu être déduite jusqu'à $0.35 M_\odot$ par [Holtzman et al., 1998] et ensuite jusqu'à $0.15 M_\odot$ par [Zoccali et al., 2000].

Plusieurs résultats excluent que le halo de notre Galaxie soit composé par ces objets. En effet, les données du champ profond du télescope spatial Hubble, le HDF, ont permis de détecter des naines rouges du halo, à partir de critères de couleur [Flynn et al., 1996]. La fraction de naines rouges avec une magnitude limite de $M_I < 14$, qui composerait le halo serait au plus de 1%. Le groupe EROS II a également pu établir une limite, moins contraignante, en recherchant de naines rouges par mouvement propre sur 250^{02} de ciel. La fraction de naines rouges avec une magnitude limite $M_I < 17$ est estimée inférieure à 20% [Goldman, 2001]. De plus, le rayonnement émis par le halo serait infrarouge, si les naines rouges étaient les constituants principaux [Peacock, 1999].

3. D'autres naines brunes étaient connues avant, appartenant toutefois à des amas d'étoiles

4. Deep Near-Infrared Survey

5. 2 Micron All-Sky Survey

6. Hubble Space Telescope

3. Les résidus stellaires

- Naines blanches

Les naines blanches sont des résidus d'étoiles de masses $M < 8 M_{\odot}$ dont la formation est associée à l'éjection d'éléments lourds dans le milieu interstellaire. L'hypothèse d'un halo de naines blanches semble écartée par plusieurs études. L'abondance du fer dispersé par les supernovæ du type Ia proches implique que la fraction de naines blanches qui composerait le halo est au plus 10-50% [Canal et al., 1997]. L'observation de naines blanches avec le télescope spatiale Hubble indique qu'il existe 12 fois moins de naines blanches que les prévisions, si on considère que 50% du halo est composé de tels objets [Kawaler,]. De plus, la recherche de naines blanches par mouvement propre effectué par [Goldman, 2001] du groupe EROS a permis de donner une limite supérieure à la contribution de ces objets : les naines blanches avec une magnitude $M_v = 17.5$ composerait au plus 10% d'un halo standard à 95% de degré de confiance ou au plus 5% pour de naines blanches avec un âge de 14 milliards d'années.

- Les étoiles à neutrons

Une contribution significative d'étoiles à neutron à la matière noire est écartée par l'absence d'éléments lourds, normalement éjectés par les étoiles massives en fin de vie. La métallicité d'étoiles de deuxième génération devrait également traduire une formation intense de étoiles à neutrons. Les mesures spectroscopiques n'indiquent en effet pas un taux élevée d'éléments lourds dans le milieu interstellaire [Carswell et al., 1994].

- Les trous noirs supermassifs

Contrairement aux étoiles à neutrons dont nous avons parlé plus haut, les trous supermassifs noirs ($M > 10^3 M_{\odot}$) peuvent se former sans éjection d'éléments lourds dans le milieu interstellaire. Cependant leur formation se ferait sentir par la dislocation de galaxies naines et d'amas globulaires (si $M > 10^6 M_{\odot}$). Les observations ne confirment néanmoins pas cette hypothèse [Carr, 1998].

4. Les trous noirs primordiaux

Des trous noirs primordiaux se seraient formés à partir des fluctuations relatives de densité pendant la période de transition d'un Univers de plasma, quarks et gluons à un Univers de nucléons ($t \sim 10^{-4}$). Les objets responsables pour les candidats de microlentille en direction du LMC pourrait en effet être des trous noirs primordiaux [Alcock et al., 1997],[Ansari et al., 1996]. Ceci reste cependant une hypothèse peu solide, car la masse de ces objets est mal connue.

1.4.2 Candidats non-baryoniques

Nous avons vu que la contribution de la matière à la densité critique Ω_{mat} est d'environ 30%, dont seulement 5% sont composés de matière baryonique. La majeure partie de la matière se trouve par conséquent sous la forme non-baryonique, les candidats les plus probables étant des particules élémentaires, originaires de l'Univers primordial.

Une grande partie des candidats non-baryoniques est une prédiction de la Physique de Particules, dont l'existence était nécessaire pour surmonter certains problèmes sans connexion directe avec la matière noire au niveau cosmologique. Les particules stables et interagissant faiblement, de manière à ne pas se désintégrer ou s'annihiler, survivant jusqu'à présent, sont du plus grand intérêt pour la cosmologie. On considère deux types de matière noire non-baryonique : de la matière relativiste ou matière noire chaude et de la matière non-relativiste ou matière noire froide. Les neutrinos légers pourraient constituer la matière noire chaude. Les WIMP et les axions sont des candidats pour la matière noire froide. Les expériences de recherche de candidats non-baryoniques indiquent que la matière noire non-baryonique pourrait être constituée de neutrinos légers et de particules massives, qui se seraient découplés du reste de l'Univers avant la nucléosynthèse primordiale.

- Les neutrinos

L'Univers primordial, à l'époque de la nucléosynthèse, est composé de nucléons, de photons et de trois espèces de neutrinos. Ces derniers ne possèdent pas de masse dans le cadre du modèle standard minimal de la physique des particules. Le déficit de neutrinos électroniques ν_e provenant du Soleil, confirmé par les expériences GALLEX [Anselman and others, 1995] et Kamiokande [Suzuki, 1995], pouvait toutefois être expliqué par des neutrinos massifs, qui possèdent la propriété d'osciller entre les trois saveurs (ν_e, ν_μ, ν_τ). Ces résultats suggéreraient que les neutrinos pourraient avoir suffisamment de masse pour rendre compte de la densité critique. La matière noire serait donc chaude, constituée par des neutrinos légers, de l'ordre de quelques eV, relativistes au moment de leur découplage. Dans ce scénario, les structures plus grandes se forment d'abord, comme les superamas. Ensuite par fragmentation elles donnent naissance aux objets plus petits, comme les galaxies. Cet ordre de formation serait dû à la grande vitesse des neutrinos, qui effacent les inhomogénéités en se déplaçant des régions de grande densité aux régions moins denses. Cependant, les observations des télescopes Keck de 10m de diamètre et du HST, ont révélé que les galaxies se sont formées à un décalage vers le rouge $z \sim 2 - 4$, les amas à $z \sim 0 - 1$ et que les superamas sont actuellement en cours de formation [Turner, 1999]. Ceci pourrait être expliqué par des particules de matière noire froide, qui ne se déplacent pas suffisamment vite pour rendre homogène les différentes régions, permettant ainsi la formation de structures plus petites en premier lieu. Les neutrinos légers semblent donc être moins favorisés. De plus, l'oscillation des neutrinos étant définitivement confirmée par l'expérience SUPERKAMIOKANDE [Fukuda et al., 1998], avec une gamme de masse $m_{\nu_\tau} \sim 0.03 - 1eV$, on obtient seulement $\Omega_\nu \sim 0.0003 - 0.001h_0^{-2}$. En conclusion, bien que le nombre de neutrinos, provenant du Big Bang soit de l'ordre

du nombre de photons et que les neutrinos légers représentent autant de masse que les étoiles brillantes, leur contribution à la densité de matière non-baryonique est négligeable. Les neutrinos très massifs, avec masses comprises entre quelques GeV et plusieurs TeV, ont été exclus par les expériences de physique de particules.

- WIMP

La matière noire froide reste le scénario le plus plausible, dont un des candidats sont les WIMP (Weak Interacting Particles). Dans le cadre des modèles supersymétriques (SUSY) de la physique des particules, les particules stables les plus légères sont désignées par WIMP χ . Le découplage des WIMP du reste de l'Univers a lieu bien avant la nucléosynthèse, en vertu de leur grande masse, $m_\chi \gg GeV$

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \left(\frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}}{\sigma_A v} \right) \quad (1.44)$$

où σ_A est la section efficace d'annihilation et v la vitesse à l'époque du découplage. Si l'on prend $\sigma_A \sim 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$, la section efficace pour l'interaction faible et $v \sim c/4$ on obtient $\Omega_\chi h^2 \sim 1$. Ces particules sont donc à prendre en considération d'un point de vue cosmologique et en tant que constituants de halos galactiques (leur vitesse non-relativiste au moment du découplage, les confinerait aux alentours des galaxies). Toutefois, le LEP a exclu les WIMP de masses jusqu'à 41 GeV. Dans l'avenir d'autres expériences, plus sensibles, pourront contraindre les WIMP plus massifs, notamment, les expériences ATLAS et CMS au futur LHC (Large Hadron Collider).

- Axions

Les axions sont des particules extrêmement légères ($m_a \sim 10^{-4} \text{ eV} \pm 10\%$), introduites pour résoudre la violation de la symétrie CP ⁷, dans la chromodynamique quantique [Peccei and Quinn, 1977]. Le paramètre de densité des axions peut être donné par

$$\Omega_a = \left(\frac{m_a}{10^{-5} \text{ eV}} \right)^{-1} \quad (1.45)$$

où m_a est la masse de l'axion. Les expériences de laboratoire et l'étude de la supernova SN1987A [Turner, 1988] ont permis d'évaluer leur masse à $m_a \sim 10^{-3}-10^{-6} \text{ eV}$. En supposant que la matière noire dans le halo galactique est composée entièrement d'axions avec une densité locale du halo $\rho_{halo} = 0.45 \text{ GeV cm}^{-3}$, cela implique une très grande densité locale d'axions $\theta(10^{14} \text{ cm}^{-3})$. Les premiers résultats d'une recherche d'axions légers dans le halo, basée sur la conversion d'un axion en un seul photon en présence d'un champ magnétique, a exclu les masses comprises entre $2.9 \times 10^{-6} \text{ eV}$ à $3.3 \times 10^{-6} \text{ eV}$, pour les axions du modèle KSVZ [Hagmann et al., 1998]. Si l'on substitue les valeurs $m_a \sim 10^{-3}-10^{-6} \text{ eV}$ dans l'équation 1.45, on obtient $\Omega_a h^2 \sim 10^{-2}-10$, ce qui montre que l'axion est un des candidats les plus plausibles de matière noire froide. Jusqu'à présent aucun axion n'a cependant pu être détecté.

7. C est l'opération de conjugaison de charge et P l'opération parité

Chapitre 2

La matière noire dans notre galaxie

Sommaire

2.1	Les composantes de la Voie Lactée	25
2.1.1	Le disque mince	26
2.1.2	Le disque épais	28
2.1.3	Le milieu interstellaire et les bras spiraux	29
2.1.4	Le sphéroïde	30
2.1.5	Le halo sombre	31
2.1.6	Le Centre Galactique (< 100 pc)	32
2.1.7	Le bulbe/barre	33
2.2	Les contraintes dynamiques	37
2.2.1	La vitesse de rotation	37
2.2.2	Les mesures dynamiques de la densité de masse au voisinage du soleil	41
2.3	Le comptage d'étoiles	43
2.3.1	La densité de masse "visible" au voisinage du soleil	43
2.3.2	La fonction de masse initiale	44
2.3.3	La fonction de masse initiale dans le disque	45
2.3.4	La fonction de masse initiale dans le bulbe	45
2.4	La détection de matière noire par effet de microlentille	46
2.4.1	Introduction	46
2.4.2	Brève description du phénomène	47
2.4.3	Profondeur Optique	47
2.4.4	Taux d'événements	48
2.4.5	Étude du bulbe et du disque-Les résultats vers le Centre Galactique	48
2.4.6	Sondage d'un halo noir-Recherche vers les Nuages de Magellan	56
2.5	Contexte Scientifique du projet de thèse	61

2.1 Les composantes de la Voie Lactée

En 1610, Galileo Galilei, faisant usage d'une lunette, nouveauté venue de Hollande et améliorée par lui-même pour agrandir les objets de 20 fois, observe pour la

première fois la mystérieuse Voie Lactée et découvre alors que celle-ci est composée par des myriades de petites étoiles. Un siècle et demi plus tard, à partir du comptage d'étoiles, William Herschel essaye de déterminer la taille et la forme de la galaxie. Ceci constitue le premier effort systématique de la mesure de la distribution spatiale des étoiles. C'est au 20^{ème} siècle, que l'on inaugure une nouvelle ère dans l'étude approfondie de notre Galaxie, en introduisant des techniques modernes. La vision moderne de notre Galaxie sera apportée par Harlow Shapley en 1918 [Shapley, 1918], en découvrant que le soleil ne se situe pas au centre. Il montra en effet, à partir de la distribution d'amas globulaires, que le Centre galactique se trouve dans la constellation du Sagittaire à une distance du soleil estimée à 13 kpc. La distance galactocentrique R_{\odot} , est un des paramètres fondamentaux de la description de l'échelle de la Galaxie, aujourd'hui évalué à 7.5–8.5 kpc. En 1922 [Kapteyn, 1922] combina le comptage d'étoiles, les vitesses radiales et les mouvements propres pour dériver un modèle détaillé de la taille et la forme de notre Galaxie. Il donna une première estimation plausible de la masse totale de la Galaxie $0.6 - 1 \times 10^{11} M_{\odot}$. En revanche, il négligea l'absorption interstellaire, son modèle galactique et le soleil au centre décrivant en vérité plus les zones d'absorption que la géométrie effective de la Galaxie. Par la suite, les observations en radio et en infrarouge ont permis de connaître plus précisément les différentes composantes galactiques, comme le bulbe et les bras spiraux dont les premières images ont été obtenues durant la deuxième Guerre Mondiale par radio.

Avant de poursuivre l'étude de la matière noire dans le cas spécifique de la Voie Lactée, on commence par décrire les différentes composantes galactiques.

2.1.1 Le disque mince

Le disque mince est la composante principale des galaxies spirales et constitue sa partie visible. Il est un mélange complexe d'objets stellaires de différents âges, métallicités¹ et vitesses de dispersion. Les effets de marée dus aux galaxies les plus proches, comme les Nuages de Magellan et l'interaction de notre Galaxie avec le milieu interstellaire sont vraisemblablement responsables du gauchissement des extrémités du disque.

Plusieurs tentatives sérieuses pour décrire la structure géométrique de la Galaxie ont été entreprises dès le début du siècle en faisant usage du comptage d'étoiles [Kapteyn, 1922],[Oort, 1938],[Bok and Basinski, 1964]. La méthode consistait dans l'inversion de l'équation fondamentale de la statistique stellaire, afin d'obtenir la densité, la fonction de luminosité et l'absorption [Bahcall, 1986]. Cette méthode présentait néanmoins certains inconvénients, car l'inversion de l'intégrale pour

1. La métallicité est le logarithme de l'abondance des éléments plus lourds que H et He rapporté à la valeur du soleil : $[M/H] = \log_{10} Z/Z_{\odot}$ où $Z = M/H$. Les métaux se forment essentiellement au sein des étoiles massives. Une fois rejetés dans le milieu interstellaire, à la fin de la vie de l'étoile, ils sont recyclés dans le gaz à partir duquel se forment des nouvelles étoiles. Ainsi, plus l'étoile est jeune, plus le gaz a été préalablement enrichi par des éléments lourds.

le nombre d'étoiles projeté sur le ciel est mathématiquement instable et donne des résultats peu fiables, surtout pour des données de basse résolution et mal calibrés, comme c'était le cas à l'époque. Dans les années 80, on se tourna vers une autre technique. On essaya en effet de résoudre par itération l'intégrale en introduisant des modèles pour la densité stellaire et la fonction de luminosité. Ceux-ci étaient validés par la convergence vers des résultats compatibles avec les paramètres observés (magnitudes apparentes, couleurs) fournis par le comptage d'étoiles. Plusieurs modèles ont été établis avec un degré de complexité variable [Bahcall and Soneira, 1980b],[Gilmore, 1984],[Robin and Creze, 1986], permettant de décrire convenablement la distribution d'étoiles en fonction de la magnitude apparente et de la couleur, pour différentes directions dans le ciel. Le modèle le plus répandu et couramment utilisé connue sous le nom de modèle standard de Bahcall et Soneira [Bahcall and Soneira, 1980b] consiste en un disque avec une population d'étoiles du type I² et un sphéroïde dont la population stellaire est du type II³. D'autres composantes ont été ajoutées au modèle plus tard, comme un bulbe centrale, un disque épais et un halo sombre.

Ainsi, la densité stellaire du disque selon le modèle standard de Bahcall et Soneira, est décrite par une double exponentielle qui dépend de la direction radiale R et de la hauteur z . En coordonnées cylindriques (R, z, θ) , centrées sur l'axe de symétrie de la Voie Lactée, on obtient :

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma_{\odot}}{2h} \exp\left[-\frac{R - R_{\odot}}{R_d}\right] \exp\left[-\frac{|z|}{h}\right], \quad (2.1)$$

où R_d est l'échelle de longueur dans la direction radiale de l'ordre de $R_d \sim 2.5\text{--}3.5$ kpc et h est l'échelle de hauteur avec des valeurs typiques de ~ 300 pc [Bahcall, 1986], ~ 325 pc [Bahcall and Soneira, 1980b], [Han and Gould, 1995a]. R_{\odot} est la distance au Centre Galactique, dont la valeur recommandée par l'IAU (International Astronomical Union) est $R_{\odot} = 8.5$ kpc. Σ_{\odot} représente la densité de colonne au voisinage du soleil⁴ allant de 40 à $100 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. La masse totale du disque peut alors être déterminée par l'expression suivante :

$$M_{disque} = 2\pi \Sigma_{\odot} R_{\odot}^2 \exp\left[\frac{R_{\odot}}{R_d}\right] \quad (2.2)$$

La masse totale du disque lumineux varie entre $5.8 \times 10^{10} M_{\odot}$ [Robin et al., 1992] et $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ [Bahcall, 1986]. La taille du disque a été estimé à $14\text{--}15$ kpc [Robin et al., 1992].

2. Les étoiles appartenant à une population du type I sont des étoiles généralement jeunes (quelques centaines de millions d'années), d'orbite circulaire dans le plan galactique et possédant des éléments lourds.

3. Les étoiles d'une population du type II sont vieilles, ne présentant pas de mouvement de rotation, mais une grande dispersion de vitesses. Elles possèdent très peu d'éléments lourds. Les étoiles du sphéroïde en sont des exemples.

4. Le voisinage solaire est défini comme étant une sphère de quelques dizaines de parsecs de rayon. Un parsec (pc) correspond à environ 3×10^{16} mètres.

Méthode	R_d en kpc	Référence
Comptage d'étoiles	3.5	[Bahcall and Soneira, 1980b]
Dispersion de vitesse radiale et tangentielle de géantes à basse latitude	4.4 ± 0.3	[Lewis and Freeman, 1989]
Comptage de naines du type M, données HST	3 ± 0.4	[Gould et al., 1996]

Tab. 2.1: Mesures de l'échelle de longueur du disque R_d . La détermination de l'échelle de longueur du bulbe faite par [Gould et al., 1996] est relativement libre de suppositions sur la structure Galactique.

2.1.2 Le disque épais

Cette composante galactique fut introduite par Gilmore et Reid en 1983 [Gilmore and Reid, 1983], car le modèle standard de Bahcall et Soneira ne semblait pas suffisant pour tenir compte de leurs observations. Ceci donna naissance à une large polémique, surtout sur le vrai besoin d'une troisième composante, une fois avéré que les observations de Gilmore et Reid était en réalité bien ajustées par le modèle standard de [Bahcall, 1986]. Par la suite, l'existence du disque épais fut mise en cause maintes fois, même plus récemment [Freudenreich, 1996]. Néanmoins, après plus d'une décennie de controverse suffisamment de données ont été cumulées en faveur de l'existence de cette composante.

La rencontre de notre galaxie au début de sa formation avec une autre galaxie satellite plus petite, pourrait être à l'origine du disque épais [Robin et al., 1996]. Lors de l'absorption de la galaxie moins massive par la nôtre, le disque se serait échauffé produisant une plus grande dispersion de vitesses, ceci se traduisant par l'augmentation de l'épaisseur du disque. Par la suite, le refroidissement du gaz aurait permis la formation d'étoiles dans le disque mince. La fusion de galaxies est courante, on cite comme exemple les Nuages de Magellan et la galaxie géante proche M31 qui vraisemblablement se fusionneront avec la Voie Lactée d'ici 10^{10} années.

Le disque épais, moins allongé que le disque mince, est constitué par une population d'étoiles vieilles de faible métallicité ($\sim -0.7 \pm 0.2 dex$) formées à une même époque, possédant une large distribution de vitesses. Bien que l'âge soit faiblement contraint, il est estimé à 11×10^9 années [Robin et al., 1996], ce qui le rend légèrement plus vieux que le disque mince et plus jeune que le halo.

La densité stellaire du disque épais peut être décrite par une double-exponentielle :

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma_{\odot}}{2h} \exp\left[-\frac{R - R_{\odot}}{R_d}\right] \exp\left[-\frac{|z|}{h}\right], \quad (2.3)$$

où R_d est l'échelle de longueur, h l'échelle de hauteur et Σ_{\odot} représente la densité de surface au voisinage du soleil. La paramétrisation du disque épais reste incertaine. L'échelle de hauteur varie entre $h \sim 700$ pc [Yamagata and Yoshii, 1992] et 1500 pc [Reid and Majewski, 1993]. L'échelle de longueur serait de l'ordre de celle du disque mince.

Selon le modèle de Besançon [Robin et al., 1996], les estimations faites à partir du comptage d'étoiles dans plusieurs directions indiquent que l'échelle de hauteur est de $h \sim 760 \pm 50$ pc et l'échelle de longueur $R_d \sim 2.8 \pm 0.8$ kpc. La masse totale du disque épais est estimée à $9 \times 10^9 M_\odot$ (la densité locale est de 1-4% relativement au disque mince). Dans ce modèle, la densité stellaire pour le disque épais est représentée par une double-exponentielle tronquée. Pour des petites distances, la loi de densité suit une parabole et pour des grandes distances, la loi est exponentielle. Ceci garantit la continuité et la dérivabilité de la fonction de densité, contrairement à au modèle exponentiel :

$$\rho(R, z) \propto \begin{cases} \exp\left[-\frac{R-R_\odot}{R_d}\right] \left[1 - \frac{1/h}{x_l(2+x_l/h)} z^2\right] & \text{si } z \leq x_l \\ \exp\left[-\frac{R-R_\odot}{R_d}\right] \exp\left[-\frac{|z|}{h}\right] & \text{si } z > x_l \end{cases}, \quad (2.4)$$

où x_l est la distance au plan galactique à partir de laquelle la loi de densité devient une exponentielle. Le paramètre x_l dépend de l'échelle de hauteur et de la densité locale selon la formule suivante

$$x_l = 1358.6 - 1.35 \times nh + 2.335^{-4} \times nh^2 \quad (2.5)$$

$$-nr \times (8.1775^{-1} + 5.817 \times 10^{-3} \times nh) \quad (2.6)$$

$$\text{avec } nh = \frac{h}{1 \text{ pc}} \quad (2.7)$$

$$nr = \frac{\rho_0}{1.22 \times 10^{-3} \text{étoiles pc}^{-3}} \quad (2.8)$$

2.1.3 Le milieu interstellaire et les bras spiraux

Le matériel interstellaire fortement confiné au plan galactique et concentré dans les bras spiraux, constitue à peu près 10% de la masse totale de notre galaxie. Il est un mélange de gaz, poussière (de la dimension du μm) et de rayons cosmiques. Dans les années 1970, le satellite Copernicus a mis en évidence une deuxième composante de gaz interstellaire très chaud avec des températures de l'ordre de $10^5 - 10^6 K$ et plus dilué, $10^{-3} \text{atomes/cm}^3$ au lieu de 1atome/cm^3 dans le plan du disque. Cette composante forme une enveloppe qui entoure toute la Voie Lactée et qui s'étend jusqu'à quelques kiloparsecs.

La forme exacte des bras spiraux reste mal connue. En effet, notre position dans la Galaxie restreint nos observations au niveau du plan des bras spiraux. Cette limitation est renforcée par l'absorption des nuages de poussière interstellaire. Les observations infrarouges, radio et dans certains cas optiques, montrent que les bras spiraux sont des régions riches en hydrogène ionisé, en étoiles jeunes et nuages moléculaires, dont la concentration est 2 à 3 fois supérieure au milieu interbras. L'origine de la structure spirale de notre galaxie a provoqué maintes débats, allant de la proposition d'une faible perturbation, qui par rotation différentielle aurait donné au disque une forme spirale, à la théorie de l'onde de densité, celle-ci plus plausible, car

dans le premier cas la structure spirale disparaîtrait en quelques centaines de millions d'années. Selon le deuxième scénario, les bras spiraux étant une variation d'onde de la densité du disque, tournent comme un corps solide, alors que le gaz en traversant l'onde se comprime et ainsi forme des étoiles.

2.1.4 Le sphéroïde

Le sphéroïde ou halo stellaire, considéré comme un prolongement du bulbe, est constitué par une population d'étoiles dites du type II, essentiellement de sous-naines et d'amas globulaires. Ces objets, les plus vieux de la Galaxie, se sont formés avant l'enrichissement en métaux du milieu interstellaire. La métallicité du sphéroïde est par conséquent faible $[Fe/H] = -1.75 \pm 0.25 dex$, son âge étant estimé à 14×10^9 années [Bergbusch and Vandenberg, 1992]. Les amas globulaires présentent un rapport masse-luminosité M/L anormalement petit en comparaison avec d'autres systèmes vieux. Ceci pourrait s'expliquer par l'évaporation de la plupart de la masse initiale des étoiles de faible masse.

La densité stellaire peut être décrite par une distribution sphérique $\rho(R) \propto R^{-3}$ dite profil de Hubble ou une loi en $R^{\frac{1}{4}}$ désignée par profil de Vaucouleurs. Cette dernière loi de densité a été adoptée par le modèle standard de Bahcall & Soneira [Bahcall, 1986] sous la forme suivante

$$\rho(R) = \rho_{\odot} \exp(-10.093(R/R_{\odot})^{1/4} + 10.093) \quad (2.9)$$

$$\times \begin{cases} 1.25(R/R_{\odot})^{-6/8} & si \ R < 0.03R_{\odot} \\ (R/R_{\odot})^{-7/8}[1 - 0.08669/(R/R_{\odot})^{1/4}] & si \ R \geq 0.03R_{\odot} \end{cases}, \quad (2.10)$$

où R_{\odot} est la distance galactocentrique et ρ_{\odot} la densité de masse locale estimée à $6.4 \times 10^{-5} M_{\odot} pc^{-3}$ par [Gould et al., 1998] et à $4.15 \times 10^{-5} M_{\odot} pc^{-3}$ par [Robin et al., 2000]. La distance radiale qui contient plus de 50% de la luminosité du halo stellaire est de l'ordre de $\approx 2 - 3$ kpc. La masse totale du sphéroïde est de $1 - 3 \times 10^9 M_{\odot}$ [Bahcall, 1986], sa contribution à la dynamique galactique étant en conséquence faible.

Par la suite, d'autres modèles ont été proposés dont celui de Besançon, obtenu à partir d'un ensemble considérable de données de différentes expériences de comptage d'étoiles [Robin et al., 2000]

$$\rho(R, z) = \rho_{\odot} \left(R^2 + \frac{z^2}{\epsilon^2} \right)^{-n/2}. \quad (2.11)$$

Les valeurs pour l'index n et l'aplatissement $\epsilon = c/a$ sont $n \sim 2.44$ et $\epsilon \sim 0.76$ ou $n \sim 2$ et $\epsilon \sim 0.5$. L'index n estimé par ce modèle est plus petit que les prévisions portait à le croire. En effet, les amas globulaires semblent être bien décrits par une loi de puissance d'indice $n \sim 3.5$ et $\epsilon = 1$ [Harris, 1976], [Zinn, 1985]. Par ailleurs, à partir des observations d'étoiles RR-Lyræ, les valeurs inférées sont à $n \sim 3.2 \pm 0.3$ et $\epsilon = 0.5$ [Sluis and Arnold, 1998]. Finalement, le comptage de naines du type K observées

avec le HST donne $n \sim 3.06 \pm 0.22$ et $\epsilon = 0.8 \pm 0.1$ [Gould et al., 1998]. Cette dernière valeur pour l’aplatissement est en accord avec celle de Bahcall et Soneira $\epsilon = 0.85 \pm 0.13$ [Bahcall, 1986]. Bien que tous ces résultats indiquent des valeurs de l’index n supérieures à celle du modèle de Besançon, il est naturel d’imaginer que le profil du sphéroïde soit comparable à celui du halo sombre qui devrait suivre une loi de index $n = 2$, en conformité avec la courbe de rotation et des résultats microlentilles [Alcock et al., 1997].

2.1.5 Le halo sombre

Pour expliquer que la courbe de rotation de notre Galaxie ne diminue pas au-delà du sphéroïde visible, il faut ajouter une composante sombre très étendue et massive mais peu localement dense. En effet, le halo aurait une masse trois fois supérieure à la partie visible de la Galaxie. La densité de masse du halo sombre en coordonnées cylindriques peut être décrite par un modèle simple, une sphère isotherme en équilibre hydrostatique avec la gravité, connu sous le nom de modèle standard du halo [Caldwell and Ostriker, 1981]

$$\rho(R) = \rho_{\odot} \frac{R_{\odot}^2 + R_c^2}{R^2 + R_c^2} \quad (2.12)$$

où R_c est le rayon de coeur du halo (2–10 kpc), R_{\odot} est la distance galactocentrique du soleil et ρ_{\odot} est la densité de masse locale. Si on convertit cette formule dans le système de coordonnées cylindriques centrées sur l’axe de symétrie de la Voie lactée, on obtient

$$\rho(z) = \rho_{\odot} \frac{R_{\odot}^2 + R_c^2}{z^2 + R_{\odot}^2 - 2zR_{\odot} \cos \psi + R_c^2} \quad (2.13)$$

où ψ est l’angle entre la ligne de visée et le Centre Galactique ($\cos \psi = \cos b \cos \ell$ où (ℓ, b) sont les coordonnées galactiques de la cible).

Pour tenir compte de la possibilité d’un aplatissement du halo, d’autres modèles qui généralisent le modèle sphérique, les modèles “en loi de puissance”, ont été proposés [Evans, 1993, Evans, 1994]. En coordonnées cylindriques le profil de densité est donné par

$$\rho(R, z) = \frac{V_a^2 R_c^\beta}{4\pi G q^2} \frac{R_c^2(1 + 2q^2) + R^2(1 - \beta q^2) + z^2[2 - (1 + \beta)/q^2]}{(R_c^2 + R^2 + z^2/q^2)^{(\beta+4)/2}} \quad (2.14)$$

où R_c est le rayon de coeur du halo et q est le paramètre d’aplatissement

$$\begin{cases} q < 1 & \rightarrow \text{halo aplati et circulaire} \\ q = 1 & \rightarrow \text{halo sphérique} \\ q > 1 & \rightarrow \text{halo allongé verticalement} \end{cases}$$

Le paramètre β est proportionnel à la pente logarithmique de la courbe de rotation pour des grands rayons

$$\begin{cases} \beta < 0 & \rightarrow \text{courbe de rotation croissante} \\ \beta = 0 & \rightarrow \text{courbe de rotation plate} \\ \beta > 0 & \rightarrow \text{courbe de rotation décroissante} \end{cases}$$

Finalement, le dernier paramètre, la vitesse de normalisation V_a est déterminée à partir de la vitesse circulaire v_{rot} au niveau du soleil

$$v_a^2 = v_{rot}^2 \frac{R_c^2 + R_\odot^2}{R_\odot^2} \quad (2.15)$$

2.1.6 Le Centre Galactique (< 100 pc)

Le Centre Galactique se situe à $\alpha = 17h42.4min$, $\delta = -28^\circ 55'$ à une distance de 8.5 kpc du soleil. La forte absorption interstellaire, pouvant atteindre $V \sim 25 - 30$ magnitudes dans le centre proprement dit, restreint les observations dans le visible à des objets brillants. Ainsi, les observations radio, infrarouge, mais aussi en rayons X et γ , ont permis de dévoiler un amas d'étoiles de grande densité indiquant une activité effervescente de formation d'étoiles, inattendue dans le vieux noyau de notre Galaxie. En effet, dans la région la plus centrale inférieure à 10 pc, un grand nombre d'étoiles jeunes O et B a été mis en évidence par l'émission infrarouge entre 30 à 50 μm due aux nuages de gaz HII ionisé par les étoiles jeunes. De plus, dans un rayon de 150 pc autour du Centre Galactique, 23 masers radio de méthanol (6.668 GHz) ont été découverts, suggérant un taux de formation semblable aux bras spiraux dans le disque [Caswell, 1996].

Les sources maser radio d'hydroxyl (1.612GHz) permettent non seulement d'étudier la distribution d'étoiles jeunes, mais également celle des étoiles plus âgées. De fait, des étoiles de $0.7 - 6 M_\odot$ traversent à la fin de leur vie une phase de courte durée, de $10^5 - 10^6$ ans, appelée Branche Asymptotique des Géantes (AGB). Cette phase est caractérisée par une variabilité de longue période, de 200 - 2000 jours (étoiles Mira) et une perte de masse significative ($> 10^{-7} M_\odot / an$) associée à un fort vent stellaire. La radiation ultraviolette pénétrant l'enveloppe stellaire en expansion, photodissocie la vapeur d'eau et crée ainsi une coquille d'hydroxyl (OH) autour de l'étoile géante rouge. Les radicaux de OH, excités par les rayons infrarouges dûs aux poussières entourant l'étoile, émettent alors un rayonnement maser de quelques MHz. Les étoiles ainsi associées à un maser sont connus sous le nom de OH/IR [Winnberg, 1996]. La vitesse d'expansion de l'enveloppe des étoiles OH/IR dépend de leur luminosité et métallicité. Deux groupes d'étoiles ont été observés par [Blommaert, 1996] : le premier, avec une vitesse d'expansion supérieure à 17 km/s d'étoiles plus lumineuses et donc plus massives de 1 à 4 M_\odot et en conséquence plus jeunes, leur richesse en métaux et la vitesse de dispersion ($\sigma \sim 60 \text{ km s}^{-1}$) étant semblable aux étoiles du disque; le deuxième groupe constitué par des étoiles avec une vitesse d'expansion plus faible inférieure à 17km/s, moins lumineuses et moins riches en métaux, présentent une dispersion de vitesse $\sigma \sim 110 \text{ km s}^{-1}$ semblable aux étoiles du bulbe. Ce résultat suggère une population mixte dans le Centre Galactique, de différents âges, les plus jeunes étant plus riches en métaux, grâce à

l'enrichissement d'éléments dû aux explosions supernovæ et à la perte de masse des géantes et supergéantes formées plu tôt.

La masse dynamique $M(R)$ contenue dans un rayon R peut être calculé à partir de la vitesse radiale des étoiles OH/IR dans la région concernée. Ainsi, dans un rayon de 0.5 pc du Centre Galactique on a évalué la masse à $2 \times 10^6 M_{\odot}$. Une intense source radio Sagittarius A*, coïncidant à une arcseconde près avec le centre de l'amas d'étoiles de très grande densité, pourrait être un candidat trou noir. La confirmation est attendue dans les années à venir, par des techniques d'interférométrie capables d'observer la courbure de la lumière des étoiles autour de la source radio.

2.1.7 Le bulbe/barre

L'étude de la densité stellaire est surtout restreinte aux observations infrarouges à cause de l'importante absorption de la lumière visible par les couches de poussière interstellaire vers le Centre Galactique. Toutefois, quelques fenêtres dégagées de ces denses nuages de poussière permettent d'accéder aux étoiles dans le domaine du visible. Ainsi, une des régions les plus étudiées et le plus connues dans le bulbe est la fenêtre de Baade située à une longitude $l = 1^{\circ}$ et une latitude $b = -3.9^{\circ}$ et dont la ligne de visée passe à 550 pc au-dessous du Centre de la Galaxie. Le bulbe est constitué d'une population mixte de différents âges et une variété de métallicités. Il existe en effet un nombre significatif de RR Lyræ et d'étoiles de longue période (LPV) caractéristiques des vieux amas globulaires du sphéroïde pauvres en métaux, mais également une présence prédominante de géantes du type G, K et M, rencontrés dans des amas globulaires riches en métaux.

La moitié des galaxies à disque possèdent une barre. L'existence d'une semblable structure triaxiale et non axi-symétrique dans notre propre Centre Galactique a été suggérée par de Vaucouleurs en 1964 [de Vaucouleurs and Freeman, 1970] pour expliquer le mouvement non circulaire des régions HI dans la proximité du Centre Galactique. Pendant quelques décennies, l'étude de la barre n'a pas suscité un grand intérêt. La curiosité s'est à nouveau enflammée dans les années 90 par la mise en évidence de la barre à partir de diverses techniques d'observation. En effet, l'étude de la distribution d'amas globulaires appartenant au disque et projetée sur le plan galactique a indiqué la présence de la barre [Blitz, 1993]. L'étude de la dynamique du gaz a permis d'estimer l'inclinaison du grand axe de la barre par rapport à notre ligne de visée à $\theta \sim 15^{\circ}$ [Binney et al., 1991]. L'expérience OGLE de recherche d'objets par effet de microlentille gravitationnelle vers le Centre Galactique, a également proposé une structure non axi-symétrique pour tenir compte de l'excès de candidats microlentille détectés en comparaison avec les prévisions théoriques [Udalski et al., 1994a]. Cet excès pourrait être expliqué par des lentilles situées dans la partie proche de la barre. Une autre estimation de l'inclinaison et de la forme de la barre, a été établi à partir d'images en infrarouge proche de DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) à bord du satellite COBE (Cosmic Background Explorer). En effet, l'étude de la morphologie du bulbe confirma sa structure en forme de barre plutôt rectangulaire, avec la partie la plus proche dans le premier

quadrant galactique et un angle d'inclinaison de $\theta \sim 20^\circ \pm 10^\circ$ [Dwek et al., 1995].

Ces résultats ont motivé la reprise des modélisations pour affiner la représentation de la distribution de la lumière dans le bulbe. Plusieurs fonctions de symétrie triaxiale ont été proposées, basées sur des modèles de [Kent et al., 1991] et [Bahcall et al., 1982]. On mentionne ici le modèle G2 représenté par une fonction de densité du type “gaussienne-rectangulaire” qui a été le mieux ajustée aux données de DIRBE [Dwek et al., 1995] comme on peut le voir sur la figure 2.1

$$\rho(x, y, z) = \frac{1.2172 M_{\text{barre}}}{8\pi abc} e^{-(s_b^2/2)} \quad (2.16)$$

$$\text{où } s_b^4 = \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \right)^2 + \frac{z^4}{c^4} . \quad (2.17)$$

Les valeurs des axes sont $a = 1.49$ kpc, $b = 0.58$ kpc et $c = 0.40$ kpc avec un rapport de $(a : b : c) = (1 : 0.33 \pm 0.11 : 0.23 \pm 0.08)$. Le grand axe $0x$ est parallèle à la direction $l = -20^\circ$ et $b = 0^\circ$. La masse totale de la barre est $M_{\text{barre}} \sim 1.3 \times 10^{10} M_\odot$.

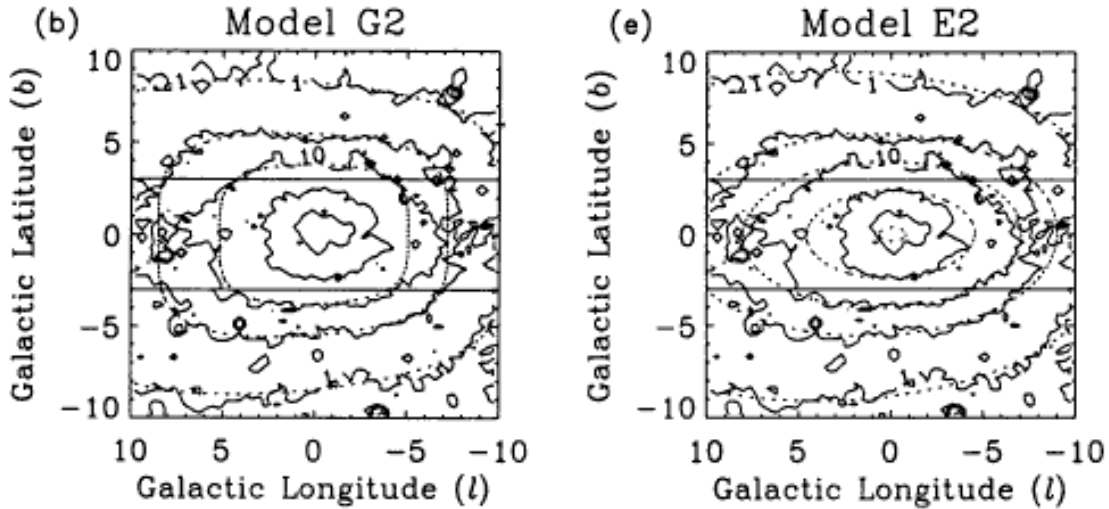


Fig. 2.1: Comparaison des observations DIRBE (traits pleins) avec les modèles G2 et E2 (en pointillé) [Dwek et al., 1995]. On constate que le modèle G2 s’ajuste mieux aux données que le modèle E2.

Par la suite, un modèle plus complet basé sur celui [Dwek et al., 1995], a été élaboré pour tenir compte des résultats vers le Centre Galactique des expériences de microlentilles OGLE et MACHO, ainsi que de la distribution de vitesse des régions HI et l’ évolution de la dispersion de vitesse en fonction des coordonnées galactiques l et b . En effet, la carte de DIRBE a été tracée à l’intérieur de $3^\circ < |b| < 10^\circ$ et $|l| < 10^\circ$. Or cette région exclut les 3 degrés ~ 400 pc centraux qui ont un effet sur la cinématique du bulbe, en l’occurrence le changement de la dispersion de vitesses

à quelques degrés du bulbe. Ainsi, une nouvelle composante descriptive du noyau central a été ajoutée au modèle G2 [Zhao et al., 1996] :

$$\rho(x, y, z) = \frac{1.2172 M_{\text{barre}}}{8\pi abc} [e^{-(s_b^2/2)} + e^{-s_a}] \quad (2.18)$$

$$\text{où } s_b^4 = \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \right)^2 + \frac{z^4}{c^4} \quad (2.19)$$

$$\text{et } s_a^2 = \frac{q_a^2(x^2 + y^2) + z^2}{c^2} \quad (2.20)$$

Le paramètre q_a est égal à 0.6 et la masse totale de la barre est $M_{\text{barre}} \sim 2.2 \pm 0.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Sur la figure 2.2 on montre les régions de gaz HI auxquelles on a superposé les orbites x_1 pour le modèle de la barre.

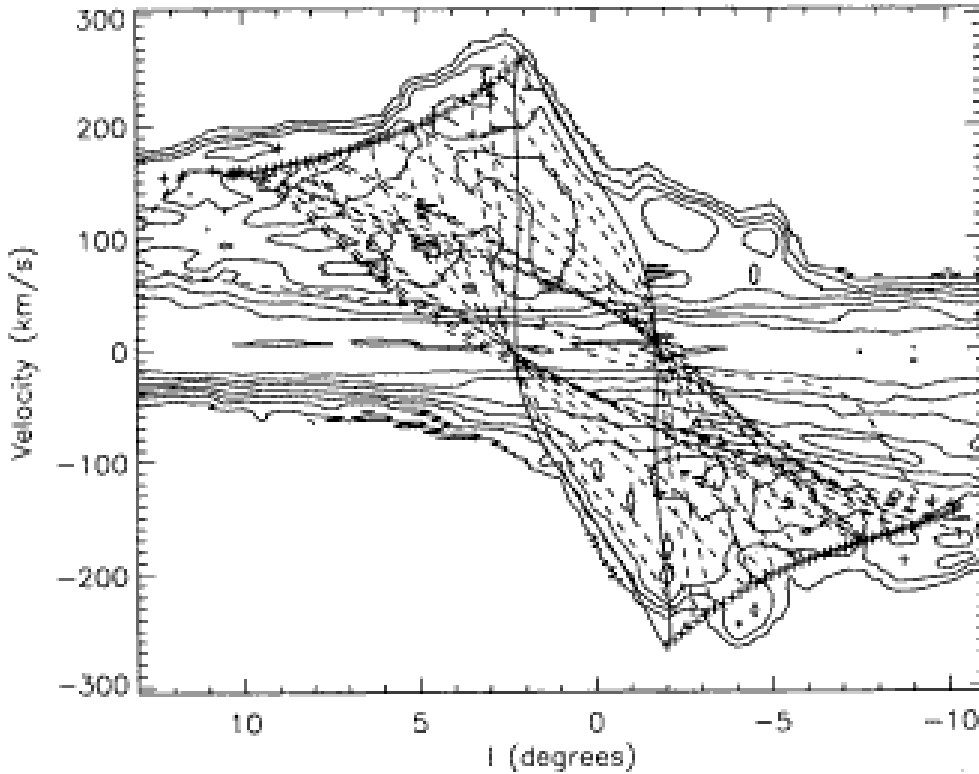


Fig. 2.2: Superposition de la carte (l,b) des régions de gaz HI avec le diagramme des orbites x_1 pour le modèle de la barre le mieux ajusté [Zhao et al., 1996].

Un autre modèle a été mis au point à partir de la distribution des géantes rouges dans les champs de l'expérience OGLE [Stanek et al., 1997]. Le clump de géantes rouges, bien défini, tend à se déplacer sur le diagramme couleur-magnitude apparente vers les magnitudes plus grandes lorsque la longitude l augmente. Ceci constituerait une signature de la barre, la fonction de luminosité des géantes rouges sur les 12 champs étant en effet bien ajustée par le modèle proposé. Bien que les résultats

d'OGLE soient compatibles avec le modèle G2 de [Dwek et al., 1995], leur meilleur ajustement est celui de la formule suivante

$$\rho(x, y, z) = \frac{1.2172 M_{\text{barre}}}{8\pi abc} e^{-s} \quad (2.21)$$

$$\text{où } s^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^4}{c^4} \quad (2.22)$$

Les valeurs des axes sont $a = 0.9$ kpc, $b = 0.385$ kpc et $c = 0.25$ kpc. L'inclinaison du grand axe par rapport à la ligne de visée est de $\theta = 24^\circ$. La masse totale de la barre est $M_{\text{barre}} \sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Les modèles mentionnés ci-dessus ne constituent pas des descriptions exactes et définitives de la distribution stellaire dans le bulbe. En effet, la connaissance du bulbe est d'une part entravée par la forte absorption en direction du Centre Galactique et de la contamination des étoiles du disque et d'autre part par le peu de connaissance du potentiel Galactique qui n'est pas facile à déterminer à partir d'une dynamique stellaire et de gaz très complexe. L'incertitude dans les modèles est d'autant plus grande que la valeur des paramètres à introduire varie en fonction de la méthode utilisée pour les mesurer. Plusieurs déterminations de l'orientation de la barre ont été faites par diverses méthodes, l'angle d'inclinaison entre le demi grand axe et la ligne de visée allant de 10° à 45° , voir table 2.2.

Méthode	Inclinaison θ	Référence
Dynamique du gaz (H_I)	30-45	de Vaucouleurs 1964
Dynamique du gaz (H_I, CO, CS)	16 ± 2	[Binney et al., 1991]
Étoiles de la Séquence Principale	18 ± 3	[Bertelli et al., 1995]
Brillance de surface de DIRBE	10-40	[Dwek et al., 1995]
Simulation 2-D de gaz (H_I, CO)	> 25	[Weiner, 1996]
Brillance de surface de DIRBE, bande L et M	15-35	[Binney et al., 1997]
Simulation a N-corps à partir de COBE, bande-k	28 ± 8	[Fux, 1997]
Comptage d'étoiles	24 ± 2	[Nikolaev and Weinberg, 1997]
Nombre de géantes rouges du clump	10-45	[Stanek et al., 1997]
Microlentilles MACHO+OGLE	< 30	[Gyuk, 1999]
Modèle galactique a N-corps de Fux & étoiles OH/IR	45 ± 5	[Sevenster et al., 1999]
Simulations 2-D & données H_I	35 ± 5	[Weiner and Sellwood, 1999]

Tab. 2.2: Mesures de l'orientation de la barre

La valeur de la masse totale de la barre varie également. Dans la table 2.3 on a regroupé quelques mesures.

Méthode	M_{barre} en $10^{10} M_{\odot}$	Référence
Théorème du viriel	1.6	[Han and Gould, 1995a]
Rotation de la barre	2.8	[Blum, 1995]
Brillance de surface avec données COBE DIRBE	> 2	[Zhao et al., 1996]
Brillance de surface avec données COBE DIRBE et microlentilles OGLE	2.8	[Zhao et al., 1996]
Données COBE DIRBE avec modèle G2 et $\theta = 12^{\circ}$	2.5	[Gyuk, 1999]

Tab. 2.3: Mesures de la masse de la barre

2.2 Les contraintes dynamiques

2.2.1 La vitesse de rotation

La courbe de rotation d'autres galaxies spirales ne présente pas une décroissance képlérienne du type $V(R) \propto R^{-1/2}$, comme on l'aurait attendu dans les parties externes si la distribution de masse était semblable à la distribution des étoiles visibles. En effet, la courbe de rotation est vraisemblablement plate ($V(R) = \text{constante}$), pour de grands rayons. Ceci suggère l'existence d'un halo de matière sombre, dont la forme plus courante serait du type sphérique, mais pourrait également être de symétrie triaxiale ou ressembler à un disque. Tandis que les courbes de rotation des autres galaxies sont relativement faciles à mesurer, la courbe de rotation de la nôtre est difficile à contraindre en raison de notre position à l'intérieur même de la Galaxie.

L'approche moderne de l'effet de la rotation galactique sur des étoiles proches du soleil a été initié par [Oort, 1927]. Le mouvement des étoiles étant approximativement circulaire, à des petits mouvements perpendiculaires au plan du disque près, il supposa que la vitesse moyenne des étoiles dans un certain élément de volume à une distance R du Centre Galactique correspond à la vitesse de rotation $\theta(R)$. Pour des étoiles proches du soleil ($|R - R_{\odot}| \ll R_{\odot}$, où R_{\odot} est la distance galactocentrique) les mouvements relatifs dû à la rotation différentielle⁵ peuvent être décrits par une approximation au premier ordre $|R - R_{\odot}|/R_{\odot}$. Ainsi la vitesse radiale moyenne v_r et le mouvement propre μ d'un groupe d'étoiles à une longitude galactique l et une distance r du soleil peuvent être écrits en fonction des constantes A et B , dites constantes de Oort

$$v_r = A r \sin 2l, \quad \mu = A \cos 2l + B, \quad (2.23)$$

5. L'ensemble de la galaxie, animé d'un mouvement autour de son centre, ne tourne pas comme un corps solide (seules les régions au-dessous de 1 kpc semblent avoir la même vitesse angulaire). Ainsi, le soleil tourne autour du centre en 3×10^8 années, alors que les étoiles du centre mettent moins de temps.

avec

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{\theta}{R} - \frac{d\theta}{dR} \right)_{R_\odot}, \quad B = -\frac{1}{2} \left(\frac{\theta}{R} + \frac{d\theta}{dR} \right)_{R_\odot}. \quad (2.24)$$

Les constantes A et B , déterminées à partir des mesures locales de vitesses radiales et mouvements propres, fournissent la vitesse angulaire locale et la pente de la courbe de rotation

$$\omega_\odot = \frac{\theta_\odot}{R_\odot} = A - B, \quad \left(\frac{d\theta}{dR} \right)_{R_\odot} = -(A + B), \quad (2.25)$$

où θ_\odot est la vitesse de rotation locale et R_\odot la distance galactocentrique. Les paramètres θ_\odot , R_\odot , A et B , dits paramètres de rotation, jouent un rôle majeur dans la déduction de la courbe de rotation et de la distribution de la masse dans la Galaxie. En effet, comme on verra par la suite, les différences entre les courbes de rotation sont essentiellement dues au choix des valeurs des paramètres de rotation, plus qu'aux données proprement dites.

[Camm, 1938] proposa une formule qui permet le calcul de la courbe de rotation pour une distance R du Centre Galactique et pas seulement dans le voisinage solaire. Il montra que dans un disque en rotation différentielle, la vitesse radiale d'un objet par rapport au standard local de repos (LSR-Local Standard of Rest⁶) peut être décrite par

$$v_r = \left[\frac{\theta(R)}{R} - \frac{\theta_\odot}{R_\odot} \right] R_\odot \sin l \quad (2.26)$$

où $\theta(R)$ est la vitesse circulaire à la distance R du centre de la Galaxie, l est la longitude galactique et θ_\odot et R_\odot sont les paramètres de rotation, à savoir la vitesse de rotation à la position galactocentrique R_\odot . Ainsi, en mesurant la vitesse radiale relative pour différentes longitudes l (et donc différentes distances R) et connaissant les valeurs de θ_\odot et R_\odot , on obtient la vitesse de rotation $\theta(R)$.

Dans la pratique, la courbe de rotation est construite en deux parties, une interne pour $R < R_\odot$ et une partie externe pour $R > R_\odot$, en utilisant des méthodes de calcul différentes. Ainsi, la découverte et la transparence de la raie de 21 *cm* émise par le hydrogène atomique interstellaire HI dans le disque galactique, a permis d'étudier la cinématique de la partie interne de la Galaxie. Bien que la distance R aux nuages HI ne soit pas connue et en conséquence l'équation 2.26 ne puisse pas être utilisée directement, on peut montrer que pour une longitude donnée $|l| < 90^\circ$, tant que $\theta(R)/R$ décroît vers l'extérieur, la vitesse radiale maximale du matériel dans le disque est

$$v_{r,max} = \theta(R_\odot \sin l) - \theta_\odot \sin l, \quad (2.27)$$

où $R_{min} = R_\odot \sin l$. En mesurant alors la vitesse maximale à laquelle l'émission HI est détectée (méthode du point tangentiel), la courbe de rotation peut être déterminée

6. Le standard local de repos est défini de façon à ce que la valeur moyenne des vecteurs des vitesses des étoiles voisines soit opposée à la vitesse du soleil relativement au standard local de repos. Autrement dit, la vitesse moyenne de ces étoiles par rapport au standard local de repos est zéro.

pour $R < R_\odot$ si l'on connaît R_\odot et θ_\odot . Comme on l'a vu plus haut, ces paramètres peuvent être déduits à partir des constantes de Oort A et B , qui cependant ne sont pas toujours directement accessibles. La méthode du point tangentiel permet néanmoins de mesurer la grandeur AR_\odot

$$AR_\odot = -\frac{1}{2} \left[\frac{dv_{r,max}}{d(\sin l)} \right]_{R_\odot} . \quad (2.28)$$

Pour ce qui concerne l'obtention de la courbe de rotation pour la partie externe $R > R_\odot$, la méthode du point tangentiel n'est pas applicable. La distance r du soleil aux objets dont on mesure la vitesse radiale doit être obtenu d'une façon indépendante pour déterminer la distance R au Centre Galactique et ensuite utiliser directement l'équation 2.26 afin de calculer θ . La cinématique de chandelles standards, notamment des régions HII et des céphéides, dont les distances sont connues, permettent d'estimer la vitesse de rotation dans la partie externe de la Galaxie.

Comme on l'a mentionné précédemment, la forme de la courbe de rotation dépend du choix des paramètres de rotation A , B , θ_\odot et R_\odot . Les valeurs adoptées en 1964 par l'IAU, $R_\odot = 10$ kpc, $\theta_\odot = 250$ kms⁻¹ était manifestement trop élevées. Après la révision en 1986 par [Kerr and Lynden-Bell, 1986], baissant les valeurs à $R_\odot = 8.5$ kpc, $\theta_\odot = 220$ kms⁻¹, la courbe de rotation pour la partie externe de notre Galaxie est devenue de croissante à quasiment plate. Dans la figure 2.3 on peut voir la courbe de rotation déterminée par [Fich and Tremaine, 1991], en adoptant les valeurs conseillées par l'IAU.

D'autres valeurs de R_\odot et θ_\odot n'ont cessé d'être proposées selon les techniques de calcul et la compatibilité avec d'autres observations. Elles semblent toutefois osciller entre 7.5–8.5 kpc pour R_\odot et 185 – 235 kms⁻¹ pour θ_\odot .

Une des estimations les plus récentes est celle de [Olling and Merrifield, 2000], en prenant pour la partie interne de la Galaxie l'analyse du point tangentiel de [Malhotra, 1995] et combinant pour la partie externe les données de [Merrifield, 1992] avec les résultats de [Brand and Blitz, 1993] sur les distances aux régions H II. La figure 2.4 montre la courbe de rotation ainsi obtenue et illustre également l'effet des paramètres de rotation, pour les deux valeurs extrêmes le plus plausibles de R_\odot et θ_\odot . On fait remarquer que la courbe de rotation croît ou décroît très légèrement dans la partie externe selon les valeurs des paramètres de rotation.

Dans la figure 2.4, on peut voir également la contribution à la vitesse globale de rotation des différentes composantes galactiques. En effet, la contribution individuelle due au potentiel gravitationnel ψ de chaque composante de symétrie cylindrique est donné par

$$v_{rot}^2 = R \frac{d\psi(R)}{dR} \quad (2.29)$$

La vitesse de rotation est alors donnée par la somme quadratique des vitesses dues à chaque composante

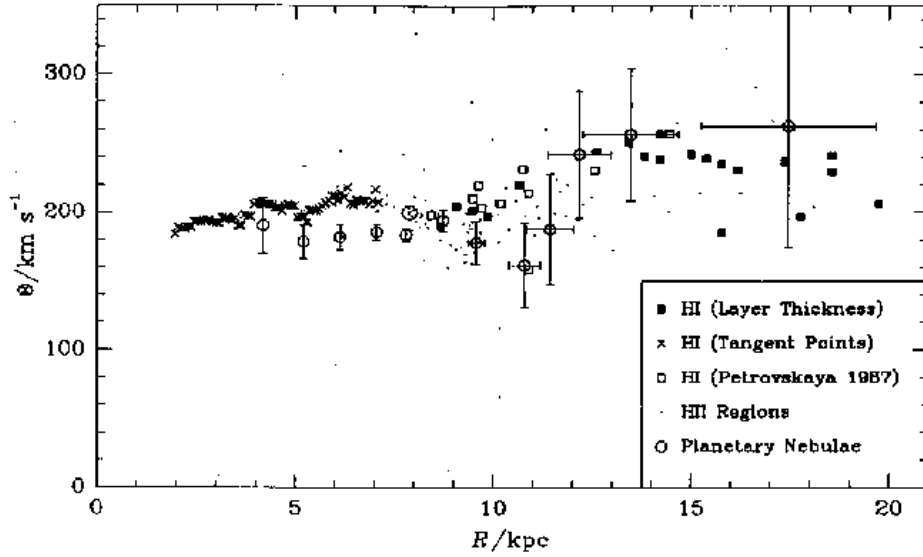


Fig. 2.3: Courbe de rotation de la Galaxie [Fich and Tremaine, 1991]. La position du soleil est $R_{\odot} = 8.5$ kpc et la vitesse de rotation à cette distance $\theta_{\odot} = 220$ km/s. (a) Points de mesures individuelles : nébuleuses planétaires [Schneider and Terzian, 1983]; point tangentiel de CO [Clemens, 1985] et HI [Burton and Gordon, 1978]; régions HII [Chini and Wink, 1985],[Fich et al., 1989];. (b) Courbe de rotation moyenne à partir des données du graphique (a). Bien qu'il existe une grande dispersion entre les mesures, la courbe de rotation ne décroît pas au-delà de $R > R_{\odot}$, indiquant la présence de matière noire dans la partie externe de notre Galaxie.

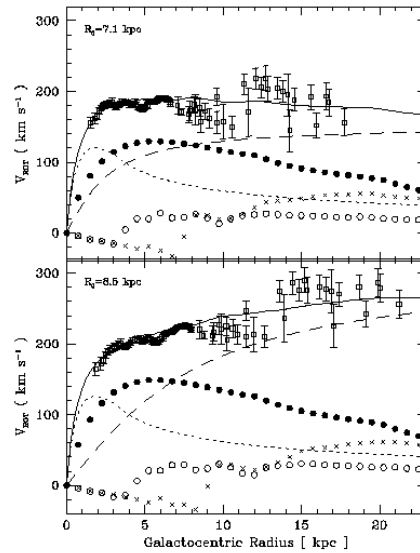


Fig. 2.4: Courbe de rotation de la Galaxie pour différents paramètres de rotation. En haut, on peut voir la courbe de rotation pour une distance galactocentrique $R_{\odot} = 7.1$ kpc et une vitesse de rotation dans le voisinage solaire $\theta_{\odot} = 185$ km/s. On remarque que la courbe de rotation décroît légèrement. En bas, on a considéré $R_{\odot} = 8.5$ kpc et $\theta_{\odot} = 220$ km/s. Avec ces dernières valeurs, la courbe de rotation croît légèrement. On peut voir également la contribution des différentes composantes de la Galaxie : le bulbe (trait en pointillé), le disque mince (points noirs), la couche de HI (croix), la couche H₂ (cercles) et le halo sombre (tirés).

$$v_{rot}^2(R) = V_{rot,bulbe}^2(R) + v_{rot,disque}^2(R) + v_{rot,halo}^2(R) \quad (2.30)$$

- Le disque

Pour un profil de densité en double exponentielle (voir éq. 2.1), la contribution du disque à la vitesse de rotation dans le plan équatorial est donnée par [Binney and Tremaine, 1987]

$$V_{rot,disque}^2(R) = 4\pi G \Sigma_{\odot} e^{R_{\odot}/R_d} y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)] \quad (2.31)$$

où $y = R/(2R_d)$ et I_n, K_n sont des fonctions de Bessel modifiées.

- Le bulbe

Les dimensions caractéristiques du bulbe sont moins importantes que les dimensions de la Galaxie. On peut donc considérer que le bulbe est une masse ponctuelle située au centre de la Galaxie, la vitesse de rotation étant alors donnée par

$$V_{rot,bulbe}^2(R) \sim \frac{GM_{bulbe}}{R}. \quad (2.32)$$

- Le halo sombre

La vitesse de rotation pour un potentiel de symétrie sphérique est donnée par la relation $V_{rot}^2(R) = GM(R)/R$, où la masse $M(R)$ est celle contenue dans un rayon R . Avec la densité de masse de l'équation 2.12 on obtient

$$V_{rot,halo}^2(R) = 4\pi G \rho_{\odot} (R_c^2 + R_{\odot}^2) \left(1 - \frac{R_c}{R} \arctan \frac{R}{R_c} \right) \quad (2.33)$$

2.2.2 Les mesures dynamiques de la densité de masse au voisinage du soleil

Il existe deux mesures de la distribution de masse dans le disque de notre Galaxie au voisinage du soleil. La densité volumique ρ_{\odot} ($M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$), également connue par limite de Oort, est la plus utilisée et la plus couramment mesurée. La deuxième grandeur est la densité de surface Σ_{\odot} ($M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$), qui décrit la quantité de masse du disque dans une colonne perpendiculaire au plan galactique. Ces deux grandeurs sont déterminées à partir de la mesure du champ de force vertical de la Galaxie et elles permettent d'identifier un halo sombre et de la matière noire dans le disque. Par comparaison de la densité de masse volumique obtenue à partir d'une analyse dynamique avec celle calculée à partir de la matière "visible" (par comptage d'étoiles), on peut mettre en évidence de la matière noire dans le disque. La densité de surface est la quantité nécessaire pour l'interprétation des courbes de rotation. En effet, si la

vitesse de rotation locale due à la valeur mesurée de la densité de surface du disque est bien inférieure à la vitesse de rotation locale totale ($v_c \sim 220 \text{ km s}^{-1}$), cela implique un halo sombre pour expliquer la vitesse de rotation locale totale.

La densité de volume et de surface peuvent être calculées à partir des mesures de la densité spatiale stellaire et la distribution de vitesse correspondante qui permettent de déterminer le potentiel gravitationnel galactique perpendiculaire au disque. Ainsi, l'équation de Jeans (vertical) qui s'écrit en fonction de la dispersion de vitesse et la densité stellaire est d'un grand intérêt

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -K_z = \frac{1}{\nu} \frac{\partial}{\partial z} (\nu \sigma_{zz}^2) + \frac{1}{\nu R} \frac{\partial}{\partial R} (\nu R \sigma_{Rz}^2), \quad (2.34)$$

où Φ est le potentiel gravitationnel, K_z est la composante verticale de la force perpendiculaire au plan du disque galactique $z = 0$, R est le rayon cylindrique selon l'axe de symétrie du disque, $\nu(z)$ est la densité stellaire et $\sigma_{ij}^2 = \langle v_i v_j \rangle$ est le tenseur de dispersion des vitesses. Le deuxième terme de l'équation 2.34 est négligeable pour les données proches du plan galactique, contribuant peu à la force K_z . Cette équation est valable pour une galaxie axi-symétrique et des populations stellaires isothermes (i.e. ayant un σ_{zz}^2 constant). La densité de volume locale est alors d'obtention quasi immédiate au moyen de l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \Phi = \nabla \cdot \vec{K}(R, z) = -4\pi G \rho, \quad (2.35)$$

que l'on peut écrire en fonction des constantes d'Oort A et B

$$\rho = -\frac{1}{4\pi G} \left\{ \frac{\partial K_z}{\partial z} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R K_R) \right\} \quad (2.36)$$

$$= -\frac{1}{4\pi G} \left\{ \frac{\partial K_z}{\partial z} + 2(A^2 - B^2) \right\}. \quad (2.37)$$

Si l'on suppose que le terme $(A^2 - B^2)$ varie peu au long de l'intervalle de z qui nous intéresse, la densité de colonne totale entre $-z$ et $+z$ relativement au plan du disque $z = 0$ peut être donnée par

$$\Sigma(z) = \int_{-|z|}^{|z|} \rho(z) dz = \frac{|K_z(z)|}{2\pi G} - \frac{(A^2 - B^2)}{\pi G} |z|. \quad (2.38)$$

Pour une courbe de rotation plate dans la partie externe de la Galaxie, $(A^2 - B^2) \sim 0$, on constate que dans les équations 2.37 et 2.38 il y a une forte correspondance entre la force verticale K_z et des densité de masse, volumique et de surface respectivement. La mesure de ces deux grandeurs à partir des équations mentionnées est assez robuste et peu sensible aux paramètres galactiques supposés. En revanche, la séparation en composantes du disque et du halo est très dépendante des modèles adoptés et donc de l'échelle de longueur R_d , de l'échelle de hauteur h_z du disque, ainsi que de la distance galactocentrique R_\odot .

[Oort, 1938] a utilisé pour la première fois la méthode décrite ci-dessus, en déduisant une densité de volume dans le voisinage solaire $\rho_\odot = 0.15 M_\odot \text{ pc}^{-3}$, la contribution des étoiles et du gaz étant évaluée à $0.1 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. C'était une

des premières indications de matière noire, bien que l'incertitude sur la densité observée était importante. Des mesures dynamiques récentes de [Creze et al., 1998], basées sur les données d'Hipparcos dans une sphère de 125 pc de rayon, estiment $\rho_{\odot} = 0.076 \pm 0.015 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, bien inférieure aux premières valeurs de la limite de Oort.

La densité de colonne totale, intégrée sur 1.1 kpc au-dessus et au-dessous du plan galactique a été estimé à $\Sigma_{1.1\text{kpc}} = 71 \pm 6 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ par [Kuijken and Gilmore, 1991]. Les contributions du disque et d'un halo sombre sphérique, évaluées au moyen de la modélisation de la courbe de rotation galactique, en supposant $R_d = 4.5$ kpc, $h_z = 0.3$ kpc et $R_{\odot} = 7.8$ kpc, serait de $\Sigma_{\odot} = 48 \pm 9 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ pour la masse associée au disque dans le voisinage solaire. La réanalyse des données de [Kuijken and Gilmore, 1989], avec une méthode moins dépendante de l'aplatissement du bulbe, du sphéroïde et du halo sombre, ont fourni une valeur similaire $\Sigma_{\odot} = 54 \pm 8 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, [Gould, 1990].

2.3 Le comptage d'étoiles

Le comptage d'étoiles permet de déterminer les densités de masse "visible" au voisinage du soleil dont nous parlerons ci-après. Ensuite, on citera les études des fonctions de masse initiale dans le disque et dans le bulbe.

2.3.1 La densité de masse "visible" au voisinage du soleil

Les naines M de faible luminosité, supposées être responsables de la grande majorité de la masse dans le disque, sont devenues plus accessibles avec le télescope HST, permettant une estimation plus fiable de la masse "visible" dans le disque et une indication de l'absence ou de la présence d'un nombre significatif de naines brunes. [Gould et al., 1996] et [Gould et al., 1997] ont ainsi calculé la densité de surface dans le voisinage solaire à partir des observations de naines M avec le télescope Hubble. La distribution verticale $\nu(z)$ des naines M des données est mieux ajustée par la formule suivante

$$\nu(z) \propto 0.80 \text{sech}^2 \frac{z}{323 \text{ pc}} + 0.2 \exp \frac{-|z|}{656 \text{ pc}} . \quad (2.39)$$

En combinant cette distribution $\nu(z)$ avec les masses d'étoiles, celles-ci calculées à partir d'une relation masse-luminosité [Henry and McCarthy, 1993], on obtient la densité volumique dans le voisinage solaire due aux naines M, $\rho_{\odot} = 0.0159 \pm 0.0044 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ et également la densité de surface par la formule suivante

$$\Sigma_M = 2\rho_{\odot}[(1 - \beta)h_1 + \beta h_2] = 12.4 \pm 1.9 M_{\odot} \text{ pc}^{-2} , \quad (2.40)$$

où β est une constante de normalisation, $h_1 = 323$ pc et $h_2 = 656$ pc les échelles de hauteur de la distribution $\nu(z)$. La densité de colonne totale observée Σ_{obs} peut alors être estimée à

$$\Sigma_{obs} = \Sigma_{gaz} + \Sigma_M + \Sigma_{\star} \sim 40 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}, \quad (2.41)$$

où $\Sigma_{gaz} \sim 13 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ est la masse totale correspondant au gaz [Bahcall et al., 1992] et $\Sigma_{\star} \sim 15 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ est la densité de colonne relative aux étoiles autres que les naines M (voir [Gould et al., 1996] pour plus de détail sur la déduction de cette valeur). Les estimations dynamiques de la densité de surface Σ_{dyn} mentionnées dans la sous-section 2.2.2 sont supérieures à la valeur observée : $\sim 70 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ [Bahcall, 1984], $46 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ [Kuijken and Gilmore, 1989], [Kuijken and Gilmore, 1991] et $83 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ [Bahcall et al., 1992]. Cette dernière valeur a été réévaluée à $\Sigma_{\odot} = 56 \pm 10 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ [Flynn and Fuchs, 1994].

2.3.2 La fonction de masse initiale

La connaissance de la fonction de masse initiale (dorénavant FMI) est cruciale à la compréhension de divers problèmes fondamentaux en astrophysique : le taux de formation d'étoiles dans notre Galaxie et d'autres galaxies, l'évolution chimique et la nucléosynthèse, la formation et l'évolution d'amas d'étoiles, la population de résidus stellaires, le taux de supernovæ dans les galaxies, les modèles de formation et d'évolution galactique, les tests cosmologiques et finalement le rapport masse-luminosité des galaxies et le problème de matière noire associé à cela. Une description des applications de la FMI est plus détaillée dans [Kennicutt, 1998]. Notre intérêt se porte essentiellement sur le problème de matière noire. Nous avons vu dans la sous-section 1.3.1 que le rapport masse sur luminosité M/L permet de déterminer le paramètre de densité Ω . À l'échelle de notre Galaxie ce rapport reste un bon indicateur de l'existence de matière noire, qui dépend néanmoins de la FMI utilisée pour estimer la masse totale. Comme nous le décrirons par la suite, les résultats des expériences de microlentilles peuvent non seulement être interprétés à la lumière des connaissances actuelles des FMI du bulbe et du disque de notre Galaxie, mais également contraindre celles-ci.

La fonction de masse est définie comme étant la dérivée $dN(M)/dM$ du nombre d'étoiles $N(M)$ ayant une masse inférieure à M . La masse n'étant pas observable directement, on convertit la fonction de luminosité en fonction de masse par l'intermédiaire d'une relation masse-luminosité. Cette relation peut être d'origine théorique [Baraffe et al., 1997], [Allard et al., 1997] ou déterminée observationnellement à partir des systèmes binaires [Henry and McCarthy, 1993]. Pour une revue détaillée sur notre connaissance sur les relations masse-luminosité théoriques, voir [Kroupa and Tout, 1997]. Comme notre intérêt se porte sur la matière sombre, on se concentre ci-après sur la détermination de la partie des fonctions de masse concernant les faibles masses. Il serait souhaitable d'accéder à des intervalles de masse correspondant aux naines brunes $M < 0.08 \text{ M}_{\odot}$ à la limite de l'allumage des réactions thermonucléaires. On fait remarquer que pour $M < 1 \text{ M}_{\odot}$ la fonction de masse "observée" correspond en principe à la fonction de masse initiale, puisque ces étoiles ont une

durée de vie supérieure à 10 milliards d'années (à condition que le taux de formation d'étoiles ne dépende pas de la masse).

2.3.3 La fonction de masse initiale dans le disque

Dans le voisinage solaire plusieurs estimations de la fonction de masse pour des faibles masses ont été faites par [Salpeter, 1955], [Miller and Scalo, 1979], [Kroupa et al., 1993] et plus récemment par [Gould et al., 1996], [Gould et al., 1997]. On citera ici les résultats des trois dernières références. [Kroupa et al., 1993] obtient une fonction de masse selon une loi de puissance segmentée

$$\frac{dN}{dM} \propto M^\alpha \begin{cases} \alpha = -2.7 & M > 1 M_\odot \\ \alpha = -2.2 & 0.5 < M < 1 M_\odot \\ -1.85 < \alpha < -0.7 & M < 0.5 M_\odot \end{cases}, \quad (2.42)$$

On fait remarquer que la pente de la fonction de masse devient moins accentuée vers les petites masses. Cet effet a également été trouvé par [Gould et al., 1996] et [Gould et al., 1997] à partir d'observations de naines du type spectral M avec le télescope spatial Hubble (HST). En effet, la fonction de masse déduite à partir de la fonction de luminosité de ces données, présente un pic autour de $0.6 M_\odot$, l'index α étant -0.56 pour $M < 0.5 M_\odot$.

2.3.4 La fonction de masse initiale dans le bulbe

La fonction de masse initiale semble ne pas varier significativement d'un environnement à un autre, cependant l'interprétation des données est compliquée, car notre connaissance sur la formation d'étoiles est encore incomplète, ce qui affecte la détermination de la fonction de masse initiale, à l'exception des étoiles de faible masse. La détermination de la fonction de masse initiale dans le bulbe permet de comparer celle-ci à la fonction de masse du disque et ainsi étudier les modes de formation d'étoiles dans des systèmes sphéroïdaux et ceux avec un disque. De plus, ceci étant le point directement lié au sujet de cette thèse, la mesure de la fonction de masse dans le bulbe est essentielle pour l'interprétation des événements microlentille vers le Centre Galactique.

[Holtzman et al., 1998] ont observé des étoiles jusqu'à $0.25 M_\odot$ dans un champ de la fenêtre de Baade avec la caméra WFPC2 (Wide Field Planetary Camera 2) du télescope spatial Hubble (HST). La fonction de masse déduite à partir de la fonction de luminosité basée sur ces données présente une loi de puissance

$$dN/dM \propto M^\alpha \begin{cases} \alpha = -2.2 & M \geq 0.7 M_\odot \\ \alpha = -1 & M < 0.7 M_\odot \end{cases}. \quad (2.43)$$

Pour $0.5 - 0.7 M_\odot$, la fonction de masse présente une brisure de pente dont la valeur dépend de la fraction d'étoiles binaires supposées. On cite ici également la fonction de masse initiale déterminée par [Zoccali et al., 2000], à partir de la fonction

de luminosité inférée de données HST et de NICMOS (Near Infrared Camera and Multi Object Spectrometer), sans correction pour les étoiles binaires et allant jusqu'à $0.15 M_{\odot}$.

$$dN/dM \propto M^{\alpha} \begin{cases} \alpha = -2.00 & M \geq 0.5 M_{\odot} \\ \alpha = -1.43 & M < 0.5 M_{\odot} \\ \text{ou} \\ \alpha = -1.33 & 1 \leq M \leq 0.15 M_{\odot} . \end{cases} \quad (2.44)$$

Ce comportement bimodal de la fonction de masse, avec une brisure de pente autour de $0.5 M_{\odot}$ semble être en contradiction avec les observations de microlentilles vers le Centre de notre Galaxie, car la distribution des durées t_E des événements microlentille présente un pic autour de 16 jours, ce qui indiquerait que la fonction de masse dans le domaine des naines brunes est croissante.

2.4 La détection de matière noire par effet de microlentille

2.4.1 Introduction

Une des méthodes de détection de matière noire sous la forme baryonique est l'effet de microlentille gravitationnelle. Ce phénomène est dû à la courbure des rayons de lumière en présence d'un objet massif compact, prédite par la Relativité Générale. En effet, Einstein publia des travaux sur les lentilles gravitationnelles en 1936, ses premières études datant en réalité de 1912[Einstein, 1936]. La théorie a ensuite été développée en détail par [Liebes Jr., 1964] et [Refsdal, 1964], qui suggèrent la possibilité d'utiliser cet effet pour étudier la composition de l'Univers à grande échelle. En 1979 [Chang and Refsdal, 1979] remarquent qu'une étoile appartenant à une galaxie d'avant-plan perturberait la lumière reçue d'une galaxie d'arrière-plan, baptisant ce phénomène de microlentille gravitationnelle, car l'angle de déflexion de la lumière est de l'ordre de la microseconde d'arc. Après la découverte de la première lentille gravitationnelle, la source radio 0957+561, la communauté astrophysique s'est intéressée à l'effet de microlentille de quasars. [Paczynski, 1986] propose ensuite l'usage de l'effet de microlentille pour rechercher de la matière noire baryonique dans le Groupe Local, notamment pour sonder un halo composé de matière noire entourant notre Galaxie. Griest[Griest, 1991] invente le sigle MACHO pour désigner les Objets Massifs Compacts du Halo (Massive Compact Halo Objects). Au même moment, une nouvelle ère dans la recherche des effets microlentille débute avec les expériences MACHO, EROS et OGLE, à télescope entièrement dédié à la recherche de matière noire dans notre Galaxie. L'observation régulière vers les Nuages de Magellan permet en effet le sondage du halo et la direction du Centre Galactique d'étudier la distribution d'objets sombres dans le disque et le bulbe galactiques. Depuis 1994-1995 en ce qui concerne MACHO et plus récemment pour EROS, un énorme progrès pour ces expérience a été apporté par la détection en ligne des événements microlentille. On peut ainsi suivre "en direct"

l'évolution d'un événement et décider de mieux échantillonner dans le temps l'étoile observée, pour étudier des structures fines de la courbe de lumière. Ceci permet par exemple de localiser l'appartenance de la lentille aux Nuages de Magellan ou au halo galactique ou de déceler la signature d'une planète extra-solaire. Finalement, plus de 400 événements microlentille ont été observés jusqu'à aujourd'hui, pour la plupart détectés en ligne, ce qui démontre le succès incontestable de ces expériences.

2.4.2 Brève description du phénomène

Le phénomène de microlentille gravitationnelle consiste dans l'amplification temporaire d'une étoile lointaine (source) en arrière-plan, appartenant au Centre Galactique par exemple, lorsqu'un objet sombre (lentille) en avant-plan, disons localisé dans le disque, traverse la ligne de visée. Ainsi l'amplification est la signature observable, susceptible d'être mesurée photométriquement et obéissant à certaines caractéristiques. En effet, la courbe d'amplification est symétrique dans le temps et achromatique, car le phénomène est purement géométrique, ne dépendant pas de la longueur d'onde. La durée d'un événement microlentille ($t_E = \frac{1}{v_t} \sqrt{\frac{4GM}{c^2}} D_{OS} x(1-x)$ avec $x = D_{OL}/D_{OS}$) dépend de la racine carrée de la masse de l'objet compact et à trois autres paramètres : la distance D_{OL} entre l'observateur et la lentille, la distance D_{OS} entre l'observateur et l'étoile-source et la vitesse transverse v_t de la lentille. La durée t_E étant la seule variable observable pour la plupart des événements, il existe une dégénérescence des paramètres M, D_{OL}, D_{OS} et v_t , ce qui constitue un des problèmes principaux de l'interprétation des observations de microlentilles. Finalement l'événement est unique au cours de la vie d'une expérience de détection, la probabilité qu'un objet sombre traverse la ligne de visée d'une étoile lointaine est en effet extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-6} quand on observe vers le Centre Galactique. Le formalisme des microlentilles gravitationnelles est expliqué en détail dans le chapitre 3.

2.4.3 Profondeur Optique

On définit la profondeur optique τ , comme étant la probabilité qu'à un moment donné, la lumière d'une étoile soit amplifiée de plus de 34%. La profondeur optique est de l'ordre de 10^{-6} vers le centre de notre Galaxie et de 10^{-7} vers les Nuages de Magellan. En raison de la faible probabilité, il nous faut observer des millions d'étoiles pour pouvoir détecter un événement microlentille. Un suivi régulier de ces étoiles dans le temps avec un télescope dédié est indispensable, afin de construire leur courbes de lumière, sur lesquelles on cherchera une amplification due au passage d'une lentille. La profondeur optique est donnée par la formule suivante

$$\tau = \int_0^{D_{OS}} n(\pi R_E^2) dD_{OL} , \quad (2.45)$$

où $n = \rho/M$ est la densité numérique de lentilles, chaque lentille couvrant une section efficace πR_E^2 . On fait remarquer que la profondeur optique ne dépend pas de la masse individuelle des lentilles ($n \propto \rho/M$ et $\pi R_E^2 \propto M$), mais de la masse totale, étant donc valable pour n'importe quelle distribution de masse.

2.4.4 Taux d'événements

Une autre grandeur qui peut être inférée des expériences de microlentilles est le taux d'événements Γ

$$\Gamma = \frac{dN_{\text{événements}}}{dt} = \frac{2}{\pi} N_{\star} \tau \epsilon(t_E), \quad (2.46)$$

où N_{\star} est le nombre d'étoiles observées et ϵ est l'efficacité de détection de l'expérience. Le taux d'événements dépend non seulement de la masse totale des lentilles (à travers τ), mais également de la fonction de masse des lentilles (à travers de t_E). Aussi, l'effet de microlentille gravitationnelle permet de restreindre la fonction de masse sans observation directe des lentilles.

2.4.5 Étude du bulbe et du disque-Les résultats vers le Centre Galactique

- **L'Expérience MACHO**

Le groupe MACHO (Massive Compact Halo Objects) est une collaboration australo-américaine qui s'est consacrée à la recherche de matière noire de 1992 à 1999, en direction du Centre Galactique et également vers le Petit et Grand Nuages de Magellan (SMC et LMC). Les données ont été acquises par deux caméras de $4k \times 4k$ pixels, avec une résolution de $0.63''$ par pixel, soit un champ de $43' \times 43'$. Les caméras ont été montées sur un télescope dédié de 1.27m, situé à l'observatoire de Mount Stromlo en Australie [Hart et al., 1996]. Les clichés étaient pris simultanément en deux couleurs, dans les filtres non-standard rouge (6300-7600Å) et bleu (4500-6300Å), afin de tester l'achromaticité des événements de microlentille. Le seeing moyen des clichés est de $2.1''$.

La stratégie d'observation reposait sur la priorité donnée à la recherche de matière noire dans un halo sombre entourant notre Galaxie, en regardant vers le LMC et SMC. La répartition entre les trois lignes de visée était ainsi de 60% du temps des prises de vue pour le LMC, 10% pour le SMC contre 30% pour 94 champs vers le Centre Galactique, celui-ci étant observé seulement quand l'élévation du LMC était $\leq 25^\circ$. L'analyse de 12.5×10^6 étoiles, observées pendant 190 jours en 1993 vers le Centre Galactique et couvrant environ 12 deg^2 (28 champs MACHO) centrés sur les coordonnées galactiques $l = 2.^\circ 55, b = 3.64^\circ$, a révélé 45 candidats de microlentille [Alcock et al., 1997]. Deux événements parmi les 45 candidats ont été trouvés postérieurement, n'ayant pas été sélectionnés par les coupures de l'analyse. Ces deux événements n'ont pas été considérés dans le calcul de la profondeur optique, car celle-ci suppose une estimation correcte de l'efficacité de détection. Deux autres candidats ont été exclus, car ils présentaient des signes de variabilité. Toutefois, une lentille binaire détectée en baissant les coupures a été prise en compte dans la profondeur optique, bien qu'aucune estimation de l'efficacité de détection pour ce type d'événements n'a été faite.

La profondeur optique totale déterminée à partir de l'échantillon de 41 candidats de microlentille vers le Centre Galactique est $\tau = 2.4 \pm 0.5 \times 10^{-6} (0.75/f_{Blend}) [0.8/(1 - f_{Disque})]$. Le paramètre f_{Blend} corrige le fait que les efficacités de détection calculées par MACHO vers le bulbe ne tiennent pas compte de l'effet de *blending* des étoiles-sources (voir section 3.2.4). De fait, dans les champs très encombrés une étoile peut cacher une ou plusieurs autres, le vrai nombre d'étoiles-sources étant en réalité plus élevé que la valeur initialement supposée. Le paramètre f_{Blend} a été estimé à ~ 0.75 à partir du rapport entre l'efficacité de détection qui tient compte de l'effet de *blending* et l'efficacité sans tenir compte du *blending*, $E_{Blend}/E_{sans-Blend}$. L'étude des deux types d'efficacité a été faite pour le LMC et SMC et ensuite extrapolée au Centre Galactique. Un autre effet qui ne doit pas être négligé c'est la contamination d'étoiles-sources en avant-plan, appartenant au disque. Leur probabilité de subir un effet de microlentille étant plus faible, la profondeur optique serait sous-estimée si ces étoiles sont incluses dans les calculs. La contribution d'étoiles du disque à la profondeur optique a été évaluée à $f_{Disque} \sim 20\%$.

Pour minimiser les erreurs systématiques mentionnées ci-dessus, MACHO a sélectionné les 13 candidats de microlentille dont l'étoile-source appartient au *clump* des géantes dans le diagramme couleur-magnitude. Ces étoiles sont suffisamment brillantes pour que la correction due à l'effet de confusion soit négligeable. La profondeur optique obtenue avec ce sous-échantillon est $\tau = 3.9^{+1.8}_{-1.2} \times 10^{-6}$, supérieure à la valeur calculée en prenant toutes les étoiles. Néanmoins les profondeurs optiques restent compatibles à 1σ près. La durée moyenne pour les 41 candidats est $\langle t_E \rangle = 21$ jours sans tenir compte de l'efficacité et de $\langle t_E \rangle = 16.8$ jours, si l'on tient compte de celle-ci. Sur la figure 2.5 on peut voir la distribution des durées pour ces événements (image de droite) et l'efficacité de détection pour la totalité des étoiles et également pour les étoiles-source du type géante rouge (image de gauche). On fait remarquer que le groupe MACHO a défini les durées comme étant $2t_E = 2 \times R_E/v_t$. Ainsi, les durées MACHO sont égales à 2 fois les durées d'EROS et OGLE. On constate qu'il existe trois candidats d'interprétation difficile, car les durées sont supérieures à 75 jours. Ils pourraient être dus à des résidus stellaires, comme des étoiles de neutrons ou des naines blanches. La contribution à la profondeur optique des ces candidats de longue durée est $1/3$. La durée moyenne des candidats, dont l'étoile source est une géante rouge, est $\langle t_E \rangle = 33.8$ jours et $\langle t_E \rangle = 16.7$ si l'on ne considère pas les trois événements de longue durée. Une modélisation de la distribution des durées observées a été tentée, en utilisant plusieurs fonctions de masse. Les longues durées n'ont pas pu être reproduites et les courtes durées semblent être en excès par rapport aux prévisions. En effet, on aurait besoin de naines brunes dans le bulbe ou dans le disque pour expliquer le pic de courtes durées. Cependant, ce pic peut être dû à l'effet de *blending* qui induit une sous-estimation des durées.

La photométrie des images analysées dans les analyses mentionnées ci-dessus a été faite avec un logiciel de détection et de détermination du flux des étoiles appelé SoDoPHOT [Bennett et al., 1996]. Ce logiciel est une version modifiée par le groupe MACHO du logiciel DoPHOT [Schechter et al., 1993]. Par la suite une nouvelle technique, plus performante, a été mise en oeuvre, la photométrie différentielle ou DIA (Difference Image Analysis). Cette méthode consiste dans la

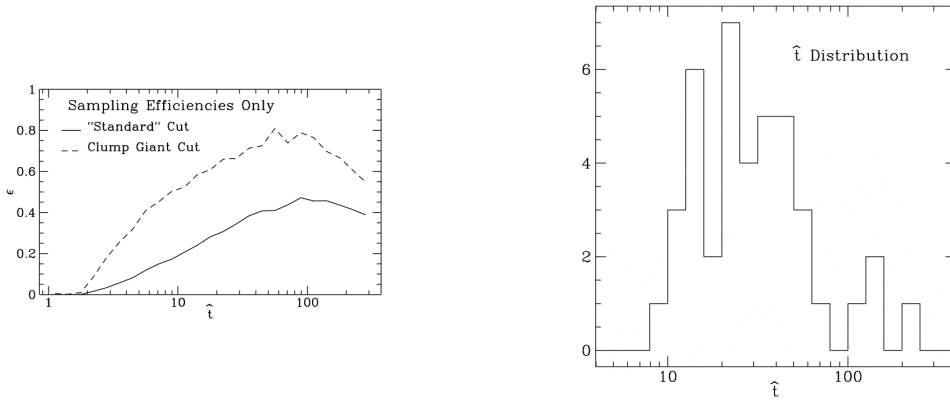


Fig. 2.5: Efficacité de détection et distribution des durées des 41 candidats de microlentille publiés dans [Alcock et al., 1997]. On fait remarquer que le groupe MACHO a défini les durées comme étant $t_E = 2 \times R_E/v_t$. Ainsi, les durées MACHO sont égales à 2 fois les durées d'EROS et OGLE.

soustraction d'une image de référence aux images courantes, ce qui permet de mettre en évidence des étoiles moins brillantes cachées derrière d'autres et de réduire les effets systématiques dus à l'effet de *blending*. MACHO a ainsi analysé 17×10^6 d'étoiles suivies régulièrement entre mars 1995 et août 1997, correspondant à 8 champs, soit $\sim 4 \text{ deg}^2$ centrés en $l = 2^\circ.68, b = -3^\circ.35$. La profondeur optique obtenue sur les 99 événements détectés par la technique DIA est $\tau_{total} = 2.43_{-0.38}^{+0.39} \times 10^{-6}$ [Alcock et al., 1999],[Alcock et al., 2000b]. La composante du bulbe a été estimée à $\tau_{bulbe} = 3.23_{-0.50}^{+0.52} \times 10^{-6}$, en supposant que la contribution de la contamination d'étoiles-sources appartenant au disque est 25%. Sur la figure 2.6 on montre la distribution des durées non corrigée et corrigée de l'efficacité de détection. On fait remarquer que le groupe MACHO a défini les durées comme étant $2t_E = 2 \times R_E/v_t$. Ainsi, les durées MACHO sont égales à 2 fois les durées d'EROS et OGLE. La distribution des durées semble plus large et moins piquée vers les courtes durées que celle des 45 candidats de [Alcock et al., 1997]. L'indice d'une population de longues durées semble persister dans la distribution des 99 candidats de DIA. Un test de Kolmogorov-Smirnov sur les distributions des durées des 13 candidats sur des géantes rouges de [Alcock et al., 1997] et des 99 candidats DIA montre que les deux distributions sont compatibles. Comme on l'espérait, les durées de l'analyse DIA semble moins affecté par l'effet de *blending* que dans l'analyse traditionnelle. Finalement, sur la figure 2.6 on peut voir les distributions attendues pour différentes fonctions de masse qui ont été superposées à la distribution observée : une fonction de Dirac à la masse $0.1 M_\odot$ (tiré long) ; une fonction de Dirac à la masse $1 M_\odot$ (tiré court) ; une fonction de masse des étoiles de la séquence principale [Scalo, 1986] (trait plein) ; la fonction de masse de [Han and Gould, 1996] $dN/dM \propto M^{-2.3}$ avec une masse minimale $M_{min} = 0.1$ (tiré et points). La fonction de Scalo semble le mieux reproduire la distribution observée, ce qui indique qu'une population de naines brunes n'est pas nécessaire.

Parallèlement à l'analyse de photométrie différentielle, [Popowski et al., 2000] a cherché des signaux de microlentille sur des courbes de lumière construites avec la méthode traditionnelle, SoDoPHOT, sur un nombre considérable de champs MACHO. Pour éviter les problèmes de *blending*, seulement les étoiles appartenant au *clump* de

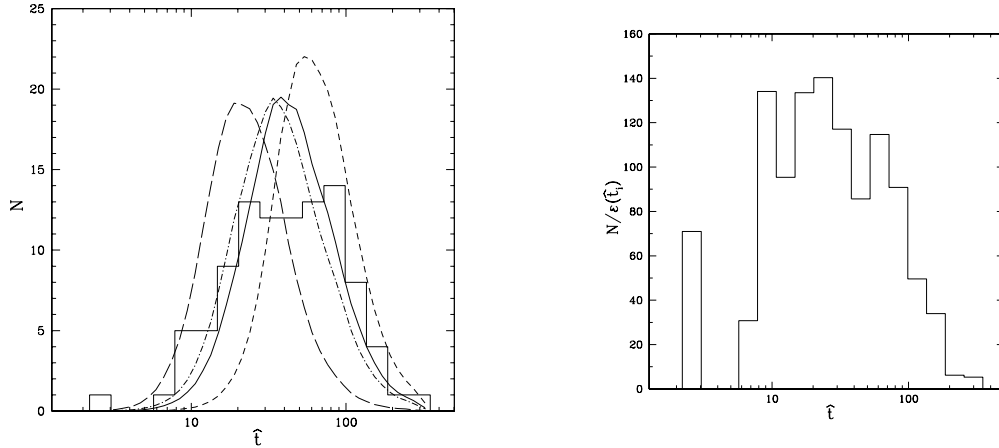


Fig. 2.6: Distribution des durées des 99 candidats de microlentille publiés dans [Alcock et al., 2000b]. On signale que le groupe MACHO a défini les durées comme étant $2t_E = 2 \times R_E/v_t$. Ainsi, les durées MACHO sont égales à 2 fois les durées d'EROS et OGLE. À gauche, on peut voir la distribution des durées observées, à laquelle on a superposé les distributions attendues avec différentes fonctions de masse : une fonction de Dirac à la masse $0.1 M_\odot$ (tiret long) ; une fonction de Dirac à la masse $1 M_\odot$ (tiret court) ; une fonction de masse des étoiles de la séquence principale [Scalo, 1986] (trait plein) ; la fonction de masse de [Han and Gould, 1996] $dN/dM \propto M^{-2.3}$ avec une masse minimale $M_{min} = 0.1$ (tiret et points). À droite on montre la même distribution corrigée de l'efficacité de détection.

géantes rouges ont été analysées. Ainsi, 52 événements ont été mis en évidence sur 77 champs correspondant à 2.1×10^6 d'étoiles géantes rouges, observées régulièrement durant 5 saisons bulbe, de 1993 à 1997. La profondeur optique déterminée à partir de l'ensemble de 52 événements est $\tau_{bulbe} = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-6}$ pour $l = 3^\circ.9, b = -3^\circ.8$, compatible avec les résultats de [Alcock et al., 1997] $\tau_{bulbe} = 3.9^{+1.8}_{-1.2} \times 10^{-6}$ pour $l = 2^\circ.55, b = -3^\circ.64$ et [Alcock et al., 2000b] $\tau_{bulbe} = 3.23^{+0.52}_{-0.50} \times 10^{-6}$ pour $l = 2^\circ.68, b = -3^\circ.35$, si l'on considère que le gradient de la profondeur optique est $\sim 0.5 \times 10^{-6}/deg$. Sur la figure 2.7 on peut voir la distribution des durées des 52 candidats non corrigée de l'efficacité. On montre également la contribution de chaque candidat à la profondeur optique en fonction de la durée. Signalons que parmi ces 52 candidats, 10 se trouvent dans le même champ ($l, b = 3^\circ, -3^\circ$). De ces 10 candidats, 5 sont de longue durée, dont 2 les plus longs de la totalité des 52 événements.

Pour conclure cette introduction à l'expérience MACHO on cite ici succinctement le système d'alertes microlentille en ligne, installé par MACHO en 1995 [Alcock et al., 1996]. Plus de 200 candidats ont été détectés en temps réel jusqu'en fin 1999. Ceci a permis de suivre les alertes avec un échantillonnage plus serré et d'étudier les structures fines des courbes de lumière, dont on parlera dans la section 3.2. Pour plus d'information sur le système d'alertes en ligne se référer à la sous-section 4.2.4.

- **L'Expérience OGLE**

Le projet OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) est une collaboration entre l'Observatoire de l'Université de Varsovie, l'Observatoire de Carnegie

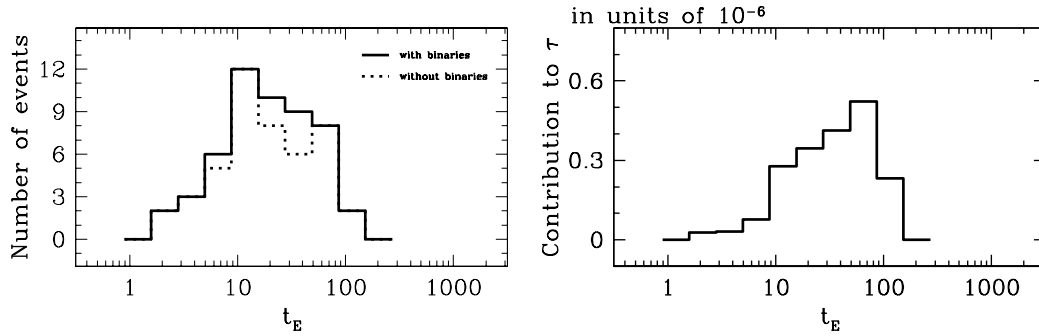


Fig. 2.7: Distribution des durées des 52 candidats avec une étoile-source du type géante rouge publiés dans [Popowski et al., 2000]. Sur le graphique de gauche on peut voir la distribution des durées observées sans avoir été corrigée de l'efficacité de détection de l'analyse. Sur le graphique de droite on montre la contribution de chaque candidat à la profondeur optique en fonction de la durée.

et l'Observatoire de l'Université de Princeton. Dans une première phase, qui s'est déroulée de 1992 à 1995, l'acquisition de données a été faite avec le télescope Spowe de 1m, situé à l'observatoire de Las Campanas au Chili. Le détecteur était composé d'un seul CCD LORAL de $2k \times 2k$ pixels avec un champ de $15' \times 15'$. Les filtres correspondent aux bandes standard B, V et I . La quasi-totalité des observations est faite en I . Durant la saison de visibilité du Centre Galactique, d'avril à septembre environ, 13 champs ont été observés en 1992, pour la plupart localisés dans la fenêtre de Baade ($l = 1^\circ, b = -4^\circ$), 20 champs en 1993 et 1994, correspondant à $\sim 10^6$ étoiles. Ceci a permis de mettre en évidence 12 événements microlentille, dont 2 détectés par le système d'alerte en ligne EWS (Early Warning System), installé en 1994. Plus de détail sur ce système sera donné dans la sous-section 4.2.4. La profondeur optique vers le Centre Galactique déterminée à partir de ces candidats est $\tau = 3.3 \pm 1.2 \times 10^{-6}$ [Udalski et al., 1994a]. La moyenne logarithmique des temps d'Einstein pour ces événements est de $\langle t_E \rangle = 24$ jours. Le premier événement microlentille dû à une lentille binaire a été observé par la collaboration OGLE (figure 2.8) en 1993 [Udalski et al., 1994b], par la suite confirmé par le groupe MACHO. Dans cette première phase d'OGLE, le système d'alertes en ligne, le EWS, a révélé 2 alertes en 1994 et 6 alertes en 1995.

La deuxième phase de OGLE a été mise en oeuvre en 1996, avec un nouveau télescope, le Warsaw de 1.3m, installé à l'Observatoire de Las Campanas et équipé d'une caméra qui observe en balayage continu dans les bandes standard BVI. La caméra est composée d'un CCD STIe avec $2k \times 2K$ pixels et une résolution de $0.417''$ par pixel. Les observations débutèrent véritablement en mars 1997 avec le suivi régulier de 49 champs d'une surface angulaire de $14.2' \times 57'$, couvrant au total 11 deg^2 . Les champs sont pour la plupart proches du plan galactique, à une latitude $b \approx -3.5^\circ$ et une longitude allant de $l = -11^\circ$ à $l = +11^\circ$. Quelques champs ont été choisis au nord de l'équateur galactique. Le seeing moyen sur l'ensemble des clichés est de $1.29''$. Durant 3 saisons d'observation du bulbe, de 1997 à 1999, 20.5×10^6 étoiles ont été suivies, avec en moyenne 195 mesures par étoile, permettant la détection de

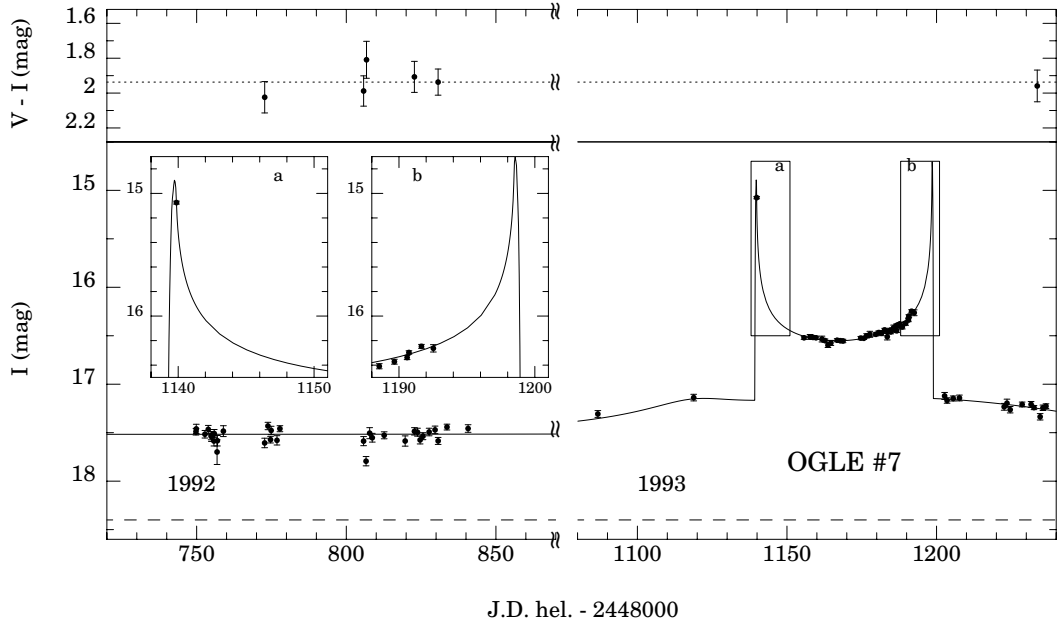


Fig. 2.8: Événement microlentille double d’OGLE #7[Udalski et al., 1994b].

214 candidats de microlentille [Udalski et al., 2000]. Parmi ces candidats 20 sont des événements binaires dont 14 présentent de traversées de caustiques (voir section 3.2). La moyenne logarithmique des durées de ces événements est $\langle t_E \rangle = 21.5$ jours. Cet ensemble de 214 candidats constitue un catalogue précieux mais malheureusement d’exploitation limitée. En effet aucune évaluation de l’efficacité de détection a été faite, celle-ci étant une condition *sine qua non* pour la détermination de la profondeur optique. Sur la figure 2.9 on peut voir la distribution des durées pour le 214 candidats d’OGLE publiés dans [Udalski et al., 2000]. On fait remarquer que la distribution présente un pic pour $t_E \sim 17$ jours et une queue d’événements de longue durée avec $t_E > 50$ jours, comme dans les données de MACHO.

Cependant, les candidats correspondant aux longues durées se trouvent distribués uniformément et non pas concentrés dans un seul champ comme c’est le cas pour la moitié des candidats de longue durée de MACHO. Sur la figure 2.10, on peut voir la distribution spatiale des candidats dans le plan (l, b) , les courtes durées ($t_E < 20$ jours) étant signalés par un cercle, les durées moyennes ($20 < t_E < 40$ jours) par un triangle et les longues durées ($t_E > 40$ jours) par un carré. Sur la figure 2.11 on montre le “taux d’événements” observé en fonction de (l, b) , les numéros dans la grille correspondant au nombre de candidats par million d’étoiles de microlentilles observés pendant 3 saisons bulbe 1997-1999 (2.58 ans). On constate qu’il existe une dépendance en latitude b et longitude l galactiques. En effet, le nombre de candidats diminue significativement quand on va de $b = -1.3^\circ$ à $b = -6^\circ$ pour $l = 0^\circ$. Le nombre chute également pour les champs à $b = -3.5^\circ$ quand on compare le nombre de candidats à $|l| = 10^\circ$ avec ceux proche du Centre Galactique $l = 0^\circ$. On remarque aussi une asymétrie avec plus de candidats du côté des longitudes l négatives. Ceci suggère que la majorité des événements vers le Centre Galactique sont dues à la barre

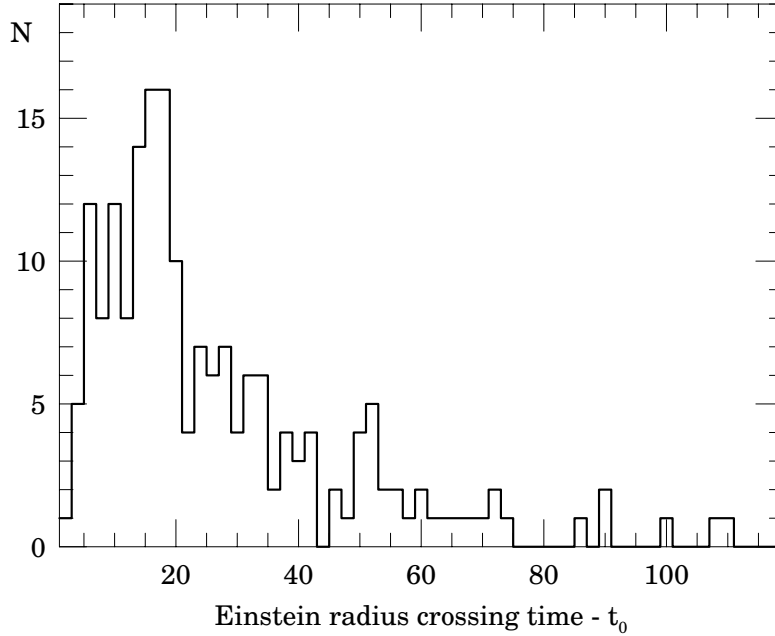


Fig. 2.9: Distribution des durées des 214 candidats de microlentille publiés dans [Udalski et al., 2000].

inclinée vers la ligne de visée. Ces résultats sont néanmoins à prendre avec précaution, car certains champs, notamment ceux le plus proche du Centre Galactique, ont été observés plus fréquemment que d'autres, ce qui peut biaiser le nombre de candidats trouvés par champ.

La deuxième phase OGLE II s'est terminée en novembre 2000, 167 alertes ayant été découvertes de son actif : 41 en 1998, 48 en 1999 et 78 en 2000.

Une troisième phase, OGLE III a débutée en juin 2001. Une caméra composée d'une mosaïque de 8 CCD SITE de $2k \times 4k$ pixels avec une résolution de $0.26''/\text{pixel}$ et donc une surface angulaire totale de $35' \times 35'$ est en phase d'installation.

- **L'Expérience DUO**

Le projet français DUO (Disk Unseen Objects) se dédiait à la recherche de microlentilles vers le Centre Galactique en utilisant des plaques photographiques, prises au télescope Schmidt de 1 m à l'observatoire de La Silla au Chili. La première campagne d'observation a révélé 13 candidats [Alard et al., 1995] parmi les 13×10^6 étoiles analysées, après numérisation des plaques à la MAMA à l'observatoire de Paris. Un des candidats microlentille est très probablement un événement binaire.

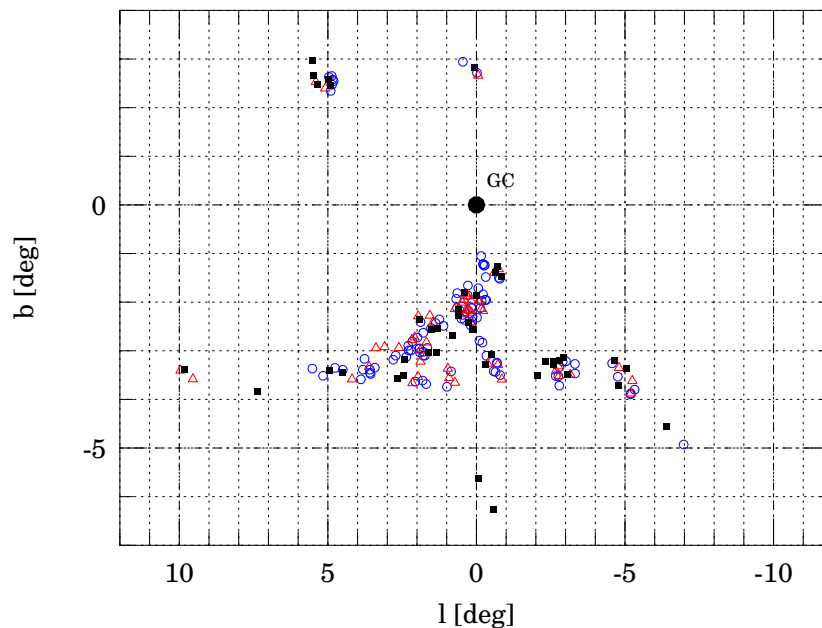


Fig. 2.10: Distribution spatiale dans le plan (l, b) des 214 candidats publiés dans [Udalski et al., 2000]. On peut voir la distribution spatiale des candidats dans le plan (l, b) , les courtes durées ($t_E < 20$ jours) étant signalés par un cercle, les durées moyennes ($20 < t_E < 40$ jours) par un triangle et les longues durées ($t_E > 40$ jours) par carré. On ne remarque pas que les trois groupes soient distribués différemment.

- **L'Expérience PLANET**

PLANET (Probing Lensing Anomalies NETwork) est une collaboration mondiale de plusieurs astronomes ayant accès à des télescopes hollandais (ESO 0.9 m), sud-africain (SAAO 1 m), australiens (Perth 0.6m, Hobart 1 m/Tasmanie) et américain (CTIO 0.9 m/Chili). Depuis 1995 ils suivent des événements de microlentille, provenant des alertes déclenchées par EROS, MACHO et OGLE, pour détecter des déviations aux courbes de lumière standard, dues à l'effet de parallaxe, l'effet de taille finie, les lentilles binaires, les sources doubles ou encore à la présence de planètes. D'après le suivi intensif de 43 candidats de microlentilles au long de 5 ans d'observations, PLANET a mis des contraintes sur l'abondance de planètes galactiques. En effet, moins d'un tiers des étoiles avec une masse $\sim 0.3 M_\odot$, typique des lentilles vers le Centre Galactique, possèdent une planète du type Jupiter avec un demi-grand axe de l'orbite dans $1.5 < a < 4 AU$ [Albrow et al., 2000].

- **L'Expérience MOA**

MOA (Microlensing Observation in Astrophysics) est une collaboration entre le Japon et la Nouvelle-Zélande, dédiée à la recherche de planètes vers le Centre Galac-

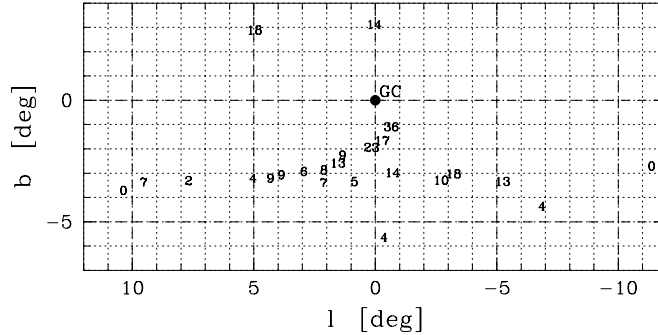


Fig. 2.11: Nombre de candidats par 1 million d'étoiles observées par OGLE II au long de 3 saisons Centre Galactique 1997-1999 (2.58 ans). On remarque une dépendance du nombre de candidats en fonction de la latitude b et la longitude l , notamment on constate qu'il existe une asymétrie avec un plus grand nombre du côté de l négatif, ce qui constitue très probablement une signature de la barre.

tique et à l'observation du LMC. Les observations sont faites à l'observatoire universitaire du Mont John en Nouvelle-Zélande avec un télescope de Boller&Chivens de 0.6 m de l'Université de Canterbury et une caméra CCD de Observatoire Astronomique National du Japon.

2.4.6 Sondage d'un halo noir-Recherche vers les Nuages de Magellan

- **L'expérience EROS I**

Le premier groupe qui a mis en pratique la recherche de matière noire dans le halo de notre Galaxie, fut EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres). En effet, en 1990 il entreprit à l'Observatoire Européen Austral (ESO), l'observation systématique du Grand et du Petit Nuage de Magellan (LMC et SMC). Deux appareillages furent utilisés pour être sensible d'une part à des lentilles de faibles masses et donc à des événements microlentille de courte durée et d'autre part à des grandes masses, c'est-à-dire, à des longues durées.

On employa ainsi des **plaques Schmidt**, prises au télescope Schmidt de 1m de l'ESO de 1990 à 1994, pour rechercher vers le LMC uniquement des événements de longue durée, comprise entre 1 jour ($10^{-4} M_{\odot}$) et 200 jours ($1 M_{\odot}$). Deux plaques furent prises par nuit, dans les filtres rouge et bleu, leur champ ($5.2^{\circ} \times 5.2^{\circ}$) couvrant ainsi une fraction importante du LMC. Les contraintes mécaniques du télescope empêchèrent la

prise d'un plus grand nombre de clichés par nuit. On observa 8 millions d'étoiles, dont la moitié purent être analysée, la numérisation des plaques ayant été réalisée par la MAMA (Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie). Deux événements microlentille furent détectés[Aubourg et al., 1993], dont les caractéristiques se trouvent décrites dans la table 2.4 et les courbes de lumière sont visibles dans la figure 2.12. Un suivi photométrique régulier a confirmé la stabilité à 0.06 magnitude près du candidat microlentille EROS I #1, en dehors de sa période d'amplification. En revanche, une variabilité intrinsèque de 0.5 magnitude et une période de 2.8 jours a été mise en évidence sur le candidat EROS I #2 (fig.2.13). Néanmoins, la possibilité que l'étoile source de ce candidat ait subi un effet de microlentille n'a pas été écartée, car bien que sa variabilité soit caractéristique d'une binaire à éclipse, ceci n'explique cependant pas l'amplification unique de 1.1 magnitude.

	EROS #1	EROS #2
Magnitude dans la Bande B	19.4 ± 0.2	19.2 ± 0.2
Magnitude dans la bande R	18.9 ± 0.2	19.1 ± 0.2
Type Spectral des Sources	B6-7 Ve or IVe	A0-2 V
Instant du maximum	Feb. 1, 1992	Dec. 29, 1990
Temps d'Einstein en jours	23 ± 2	29 ± 2
Amplification maximale	$\times 2.5$	$\times 2.8$
χ^2 du fit combiné	131/279 d.o.f.	154/273 d.o.f.

Tab. 2.4: Caractéristiques des candidats microlentille des plaques Schmidt

Dans le même temps à la prise de données par plaques Schmidt, une recherche d'événements de courte durée, comprise entre 1 heure ($10^{-7}M_{\odot}$) et 10 jours ($10^{-3}M_{\odot}$) fut entreprise avec un télescope dédié de 40 cm (le T40), monté dans la coupole du GPO (Grand Prisme Objectif) et situé également à l'observatoire La Silla au Chili. Entre 1991 et 1993, EROS se concentra sur l'observation du LMC. Par la suite, entre 1993 et 1994 le Petit Nuage de Magellan fut également suivi et à partir de 1994 jusqu'à 1995 EROS décida de se dédier exclusivement à la recherche de matière noire du halo vers le SMC. Ainsi une **caméra** constituée de 16 **CCD** avec 579×400 pixels chacun et au total un champ de $0.4^{\circ} \times 1.1^{\circ}$ prenait des clichés en alternant le filtre bleu et le rouge, qui rappelle-t-on servent à tester l'achromaticité des événements microlentille. Parmi les 300000 étoiles analysées aucune courbe de lumière compatible avec un signal du type microlentille n'a été trouvée[Aubourg et al., 1995],[Renault et al., 1997].

Deux événements ont été trouvés vers le Grand Nuage de Magellan dans les données des plaques Schmidt et aucun pour l'expérience réalisée avec une caméra CCD. La durée du premier candidat est de 23 jours et du deuxième de 29 jours, leur masse étant comprise entre $0.01M_{\odot}$ et $1M_{\odot}$ en supposant un modèle standard pour le halo. EROS a ainsi pu établir que les étoiles de masse entre $10^{-7}M_{\odot}$ et $0.02M_{\odot}$ ne contribuent pas plus de 20% à la masse du halo. La profondeur optique correspondant aux deux événements est de 0.8×10^{-7} .

- **L'Expérience EROS II**

Bien que des résultats importants aient été établis avec l'expérience de première génération EROS I, la faible sensibilité à des objets sombres massifs, due à une ligne

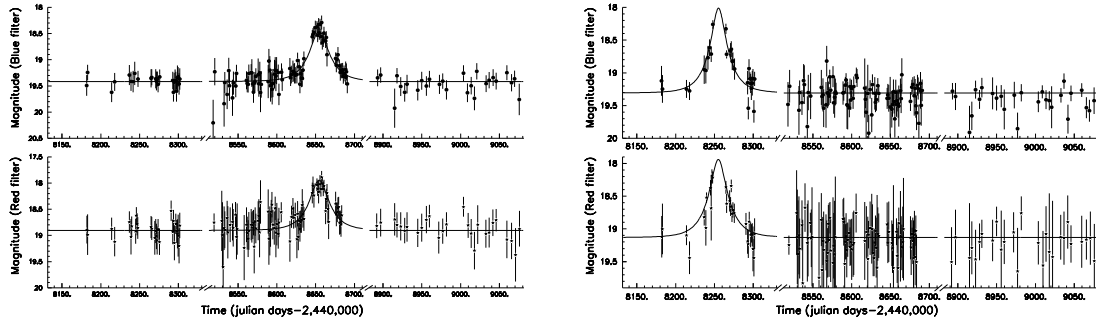


Fig. 2.12: Courbes de lumière des candidats EROS 1. À gauche : candidat microlentille EROS #1 (plaques Schmidt), dans le filtre EROS bleu et dans le filtre EROS rouge. Le meilleur ajustement d'une courbe de Paczyński est superposée aux données.

À droite : candidat microlentille EROS #2 (plaques Schmidt), dans le filtre EROS bleu et dans le filtre EROS rouge. Le meilleur ajustement d'une courbe de Paczyński est superposé aux données

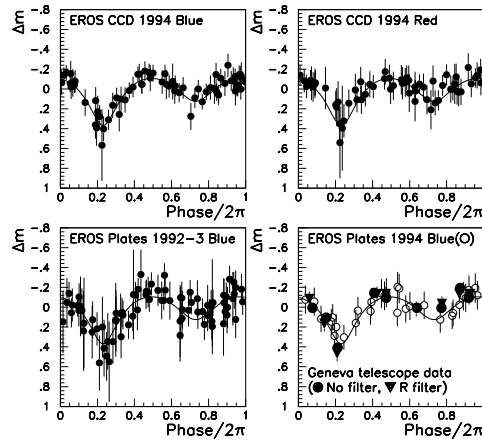


Fig. 2.13: Courbe de lumière du candidat EROS #2, repliée sur une période de 2.8 jours, observé par différents télescopes. : (a) EROS I CCD dans le filtre bleu (haut gauche); (b) EROS I CCD dans le filtre rouge (haut droit); (c) EROS I plaques dans le filtre bleu (bas gauche); (d) EROS I plaques ultra-sensibilisées prises en 1994 dans le filtre bleu, les points correspondants étant signalés par de cercles ouverts. Les cercles pleins correspondent à des données acquises au télescope suisse de Genève sans filtre et les triangles avec un filtre R-Gunn (bas droite).

de base insuffisante et à de trous dans les observations, a limité l'étude de la contribution au halo à des lentilles de faible masse. Par ailleurs, la découverte de lentilles massives par le groupe MACHO, à son tour avec une sensibilité limitée à des durées inférieures à quelques mois, a imposé la nécessité de rechercher des événements de durées de l'ordre de grandeur de quelques mois et plus. En effet, le résultat du groupe MACHO compatible avec 50% du halo composée par des lentilles de $0.5M_{\odot}$ pour un modèle standard du halo [Alcock et al., 1997], était contestée par le fait qu'aucune confirmation visuelle de ces objets massifs ait été faite par d'autres techniques observationnelles. Lors de la recherche des candidats avec une amplification de longue durée, s'agissant alors d'une lentille massive, il est nécessaire de suivre un plus grand nombre d'étoiles pour compenser le manque d'événements. De fait, le nombre d'événements dépend de la masse de la lentille comme $1/\sqrt{M}$ et l'efficacité diminue pour les grandes masses, $M > 10 M_{\odot}$.

Ainsi une nouvelle expérience microlentille plus performante semblait naturelle. La phase EROS II a alors commencé en juillet 1996, avec une instrumentation entièrement nouvelle. Deux caméras, l'une avec un filtre rouge EROS et l'autre dans la bande bleu EROS, permettant la prise de clichés simultanée dans les deux couleurs ont été montées sur un télescope de 1m, le MARLY, qui a remplacé l'ancien télescope de EROS I dans la coupole du GPO à l'observatoire de La Silla au Chili. Les caméras, composées par une mosaïque de 2×4 CCDs, possèdent chacune $4k \times 8k$ pixels avec une résolution de $0.6''$ par pixel, soit recouvrant une surface angulaire de ciel de $(0.7^{\circ} \times 1.4^{\circ})$.

Après l'analyse de 5.3 millions de courbes de lumière correspondant à deux années d'observation en direction du SMC, un candidat microlentille a été détecté, avec une durée de 123 jours si on tient compte de l'effet de confusion. Si la lentille appartient au halo de notre Galaxie sa masse est estimée à $M = 2.6_{-2.3}^{+8.2} M_{\odot}$ ou à $0.1 - 0.2 M_{\odot}$ si la lentille est situé dans le SMC lui-même. Dans ce dernier cas, la profondeur optique est de $\tau = 1.7 \times 10^{-7}$, en considérant une profondeur de 5 kpc pour le SMC. Aucun effet de parallaxe, due au mouvement de la terre autour du soleil, a été trouvé dans la courbe de lumière, ce qui favorise la localisation de la lentille dans le SMC au lieu du halo.

L'analyse vers le LMC concernant le suivi de 25 millions d'étoiles, a révélée 4 candidats avec une durée moyenne (géométrique) de 23 jours, correspondant à des défecteurs de masse $\sim 0.2 M_{\odot}$.

- **L'Expérience MACHO**

Précédemment l'expérience MACHO a été mentionnée à propos de la recherche de microlentilles gravitationnelles vers le Centre Galactique. Cette collaboration australo-américaine, dont le télescope de 1.27m est situé à l'observatoire du Mount Stromlo en Australie a observé également les Nuages de Magellan depuis 1992 jusqu'à la fin de l'année 1999. La prise de clichés avec un moyenne 1 point tous les 2 jours, leur offre une sensibilité à des événements de durée comprise entre quelques jours et plusieurs mois. L'analyse des premiers deux ans d'acquisition de données vers le LMC, avec un total de 8.5×10^6 étoiles [Alcock et al., 1996], a révélée 8 candidats microlentille, dont 2 sont souvent ignorés, car l'un est fort probablement un événement binaire LMC-LMC [Bennett et al., 1996] et l'autre

légèrement asymétrique. La masse moyenne des 6 candidats restants est de $0.5M_{\odot}$, si les lentilles se situent dans le halo de notre Galaxie et correspondrait à 50% d'un halo sphérique standard, constitué uniquement de MACHOs [Alcock et al., 1997]. La profondeur optique en prenant compte ces 6 candidats est $\tau = 2.1_{-0.7}^{+1.1} \times 10^{-7}$. Récemment, MACHO a publié l'analyse de 5.7 années de données vers le LMC [Alcock et al., 2000a], qui a mis en évidence 13 à 17 candidats (moins les 6-8 précédents). La masse moyenne des défecteurs est maintenant de 0.15 à $0.9M_{\odot}$. En direction du SMC 1 candidat a été trouvé, par la suite confirmé par EROS II. Une lentille double a également été détectée, dont un suivi très régulier par plusieurs groupes, EROS [Afonso et al., 1998], MACHO-GMAN [Alcock et al., 1998], MPS [Rhie et al., 1998], OGLE [Udalski et al., 1998] et PLANET [Albrow et al., 1998] a permis de localiser la lentille dans le SMC [Afonso et al., 2000]. La nouvelle fraction de masse du halo sous la forme d'objets compacts, en prenant les 13 à 17 candidats vers le LMC, a été estimé à $f=20\%$, un facteur 2.5 plus petit que la valeur précédente.

• Résultats Combinés de EROS I, EROS II et MACHO

On rappelle que l'expérience EROS I a trouvé 2 candidats microlentille, permettant d'établir que les défecteurs de masse entre $10^{-7}M_{\odot}$ et $0.02M_{\odot}$ ne contribuent pas plus de 17% à la masse du halo. Un suivi régulier de ces événements, a révélé une deuxième variation significative, d'un facteur 2, en mars 1999 de la courbe de lumière du candidat EROS I-LMC-#2. Cela a amené à l'exclure de la liste de candidats microlentille. La deuxième phase, EROS II a détecté 1 événement vers le SMC et 4 en direction du LMC. Le fait que le candidat SMC ait une longue durée et qu'il ne présente pas d'effet de parallaxe, ni dans les données d'EROS, ni dans ceux du groupe MACHO [Alcock et al., 1997a], indiquent que la lentille se situe dans le Petit Nuage de Magellan et pas dans le halo. En conséquence ce candidat n'est également pas pris en compte dans l'estimation d'une limite supérieure de la fraction du halo composée par objets sombres. En combinant alors les résultats plus récents de EROS II avec ceux établis par EROS I,

- 1 candidat pour l'expérience EROS I ($t_{E1} \sim 23$ jours)
- 0 candidat pour l'expérience EROS II SMC
- 4 candidats pour l'expérience EROS II LMC ($t_{E3,4,5,6} \sim 40, 24, 36, 33$ jours)

on conclut que des objets compacts de masse comprise entre $10^{-7}M_{\odot}$ et $10^{-2}M_{\odot}$ ne constituent pas plus de 10% de la masse d'un halo standard. De plus, les lentilles entre $10^{-2}M_{\odot}$ et $1M_{\odot}$ ne contribuent pas plus de 40%.

Le groupe MACHO ayant à son tour trouvé 13 à 17 événements vers le LMC affirme que la masse la plus probable des objets sombres du halo va de 0.15 à $0.9M_{\odot}$. Leur contribution à la masse du halo serait de 20%. Dans le graphique de la fig2.14, on peut voir les contraintes établis par les expériences EROS I et II et MACHO.

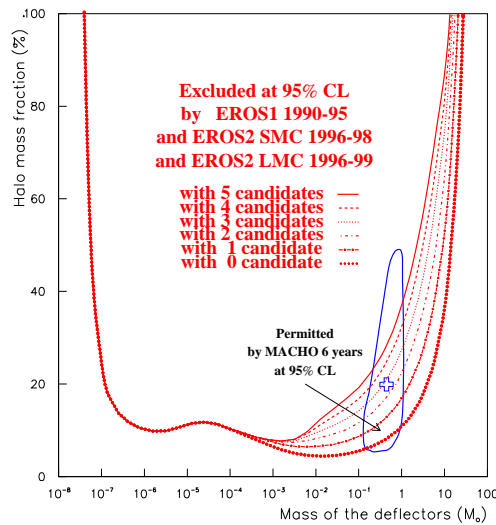


Fig. 2.14: Diagramme d'exclusion combinée EROS I 1990/95, EROS II 1996/98, et EROS II LMC 1996/99, pour le modèle de halo standard normalisé à $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ dans une sphère de 50 kpc. On représente ici l'évolution de la limite en fonction du nombre de candidats détectés. La zone fermée indique le contour permis à 95% de niveau de confiance à l'issue de l'analyse de 5.7 ans de données LMC du groupe MACHO [Alcock et al., 2000a].

2.5 Contexte Scientifique du projet de thèse

Comme on l'a vu précédemment, la comparaison de différents types de mesures de la densité de matière Ω a permis de mettre en évidence l'existence de matière noire dans plusieurs structures stellaires, comme des galaxies ou des amas de galaxies. En effet, en mesurant la composante lumineuse, par le comptage d'étoiles dans des galaxies spirales et en confrontant cette valeur avec la quantité de la composante dynamique, celle-ci déduite des courbes de vitesse de rotation, on vérifie que la matière dynamique est supérieure à la matière visible. Dans le cas de notre Galaxie, sa courbe de rotation plate jusqu'à 20 kpc implique que la matière dynamique soit trois fois plus grande que la composante lumineuse. Aussi pour expliquer ces courbes de rotation au modèle standard de la galaxie, constitué par un disque et un bulbe central, il faut ajouter un modèle de halo de matière noire.

L'effet de microlentille s'est révélé une méthode à succès de détection de matière noire baryonique. Des résultats pertinents ont en effet été établis vers le Centre Galactique [MACHO,], [OGLE,] et vers les bras spiraux [EROS-Derue et al., 1999], ces directions visant l'étude de la distribution de matière noire dans le bulbe et le disque. Aussi en observant les Nuages de Magellan on a pu imposer une limite supérieure à la quantité d'objets sous-stellaires qui composeraient le halo sombre entourant notre Galaxie.

La durée des événements microlentille est le paramètre immédiatement observable, fournissant le taux d'événements et la profondeur optique. Celle-ci, rappelle-t-on, est définie comme la probabilité qu'à un moment donné, la lumière d'une étoile soit

amplifiée de plus de 34%, étant proportionnelle à la masse totale de matière noire baryonique dans une certaine direction.

La fonction de masse initiale est essentielle à la détermination du taux de formation d'étoiles et à la modélisation de l'évolution de la Galaxie. La connaissance de la fonction de masse dans le bulbe n'est pas immédiate, pour ce qui concerne la partie sous-stellaire (naines brunes) et celle des résidus d'étoiles (naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs), car il est difficile de détecter ces objets sombres dans les champs très encombrés et extrêmement absorbés du Centre Galactique (30 magnitudes d'absorption dans le visible pour des naines blanches typiques). Cependant, l'effet de microlentille permet d'accéder à ces masses d'un ordre de grandeur extrême [Gould, 1996],[Gould, 2000]. De fait, bien que cette méthode ne donne pas de détail sur la lentille (masse, localisation), sans l'information apportée par d'autres techniques (pour lever la dégénérescence), elle permet néanmoins une estimation de la masse moyenne et la respective dispersion, car la masse est reliée à la durée de l'événement par $M \propto t^2$. Si la fonction de masse est une loi de puissance, ses deux paramètres, la masse minimale et la pente, pourront alors être contraintes par la masse moyenne et la dispersion.

Les résultats des expériences de microlentilles vers le Centre Galactique semblent être en conflit avec les observations astronomiques standard. Le nombre d'événements microlentille observés vers le bulbe est en effet 3 fois plus grand $\tau \sim 3.9 \times 10^{-6}$ [Alcock et al., 1997], que le nombre attendu pour un modèle galactique avec un disque et un bulbe standard [Kiraga and Paczyński, 1994]. Par ailleurs, la courbe de rotation de la Galaxie et le comptage d'étoiles [Holtzman et al., 1998], [Zoccali et al., 2000] dans le bulbe et dans le disque n'expliquent pas les données microlentille. Finalement, la distribution des durées des événements est décalé vers des petites valeurs, présentant un pic autour de 16 jours.

L'excès de courtes durées pourrait être expliqué par des erreurs systématiques, tel que l'effet de *blending* d'étoiles dans un champ encombré. En effet, la durée de l'amplification microlentille d'un événement avec effet de *blending* est systématiquement sous-estimée. Les champs du Centre Galactique sont extrêmement encombrés, les étoiles-sources observées pouvant cacher ainsi une ou plusieurs autres étoiles. Ceci a deux effets contradictoires sur la détermination de la profondeur optique. D'une part, la profondeur optique serait sur-estimée, une fois que le véritable nombre d'étoiles serait alors plus grand que la valeur nominale utilisée dans les calculs. En revanche, la détection des événements avec effet de confusion étant plus difficile, le vrai nombre d'événements serait en conséquence plus grand que celui observé et la profondeur optique serait en réalité plus élevée. La contribution de l'effet de *blending* au calcul de la profondeur optique a été estimé être un facteur 1.7 [Alard, 1997]. Par ailleurs, la contamination des étoiles du disque étant en avant-plan, leur probabilité de subir un effet de microlentille est faible. Si ces étoiles sont prises en compte, la profondeur optique est surestimée [Alcock et al., 1997].

Si l'excès de courtes durées est du à l'effet de *blending*, les événements pourraient être engendrés par des étoiles ordinaires et un petit nombre de naines brunes

[Zoccali et al., 2000]. À l’opposé, si l’hypothèse de l’effet de *blending* est écartée, plusieurs interprétations sont possibles, en supposant de modèles galactiques, dont les contraintes de masse du disque et bulbe sont données par la densité locale de surface dynamique et les observations en infrarouge de DIRBE [Mera et al., 1998]. En effet, l’excès pourrait être expliqué par une population de naines brunes dans le bulbe et très peu de ces objets dans le disque [Han and Gould, 1996]. Le contraire étant également possible, avec des naines brunes surtout concentrées dans le disque et une petite population dans le bulbe [Mera et al., 1998]. Une autre possibilité serait celle de l’absence de naines brunes, ayant en revanche beaucoup d’étoiles de faible masse, à la limite de l’allumage de réactions thermonucléaires, avec des vitesses transverses plus grandes que normalement considérées ($v_t > 200 \text{ km/s}$). Cependant dans tous les scénarios il est nécessaire d’introduire un bulbe en forme de barre ou très allongé selon la ligne de visée, pour tenir compte du grand nombre d’événements microlentille [Zhao et al., 1996]. La barre n’est pas suffisante pour produire une profondeur optique supérieure à $\sim 2.5 \times 10^{-6}$, même pour des modèles avec un petit angle d’inclinaison et une grande masse pour la barre [Peale, 1998]. La profondeur optique de MACHO [Alcock et al., 2000b] favorise un angle d’inclinaison le plus petit possible.

Les projets de relevé du ciel, 2MASS [Kirkpatrick et al., 1998] et DENIS [Delfosse et al., 1997], ont révélé une population inconnue de naines brunes du champ (free-floating) dans le disque. Ceci a permis de déterminer de façon approximative la fonction de masse locale jusqu’à $0.01 M_\odot$ [Reid et al., 1999]. La fraction du disque constitué par des naines brunes a été estimée ne pas être plus de 14%. Si une population semblable s’étend jusqu’au bulbe, sa signature serait la présence de très courtes durées, $t \propto 3 - 5$ jours [Peale, 1999]. Toutefois, ces échelles de temps ne sont pas vues dans les données microlentille, ce qui cependant pourrait être dû à une surestimation de l’efficacité de détection. En effet, si l’efficacité du groupe MACHO est en réalité inférieure, cela augmenterait le nombre d’événements de très courtes durées, bien que ça serait encore insuffisant. Par ailleurs, les fonctions de masse disponibles aujourd’hui jusqu’à $0.15 M_\odot$ [Zoccali et al., 2000], ne sont pas assez pentues pour tenir compte d’une population de naines rouges compatibles avec la distribution des durées des événements microlentille.

En ce qui concerne les événements microlentille de longue durée, $t > 70 \text{ days}$, il pourrait s’expliquer par des directions d’observation avec une concentration de bras spiraux [EROS-Derue et al., 1999], [Peale, 1999], car la vitesse angulaire relative de la source et la lentille est alors petite. La présence de résidus d’étoiles avec une faible vitesse transverse pourraient également engendrer ce genre d’événements [Han and Gould, 1996].

Chapitre 3

Formalisme des Lentilles Gravitationnelles

Sommaire

3.1	Les grandeurs fondamentales des lentilles gravitationnelles	66
3.1.1	L'équation de propagation d'un rayon lumineux pour le modèle standard : lentille et source ponctuelles	66
3.1.2	L'amplification	68
3.1.3	La courbe de lumière	68
3.1.4	La profondeur optique	71
3.1.5	Le nombre et le taux d'événements	72
3.1.6	Résumé du modèle de microlentille standard	74
3.2	Les déviations du modèle standard	74
3.2.1	Effet de taille finie : Source étendue	74
3.2.2	Lentille binaire	79
3.2.3	Effet de parallaxe annuelle	80
3.2.4	Effet de <i>blending</i>	83

Précédemment dans la section 2.4.5 on a décrit les différentes expériences de microlentille dans le monde et leurs résultats. Dans ce chapitre on développera le formalisme du phénomène de microlentille, en commençant par la déduction des équations qui régissent la déflexion de la lumière en présence d'un objet massif compact. On détaillera le cas standard, dans lequel la source et la lentille sont ponctuelles. Ensuite, on se dédie à l'étude des structures fines, comme l'effet de taille finie, les lentilles binaires et l'effet de parallaxe. Finalement on abordera l'effet de *blending*.

3.1 Les grandeurs fondamentales des lentilles gravitationnelles

3.1.1 L'équation de propagation d'un rayon lumineux pour le modèle standard : lentille et source ponctuelles

L'équation qui régit la déviation d'un rayon lumineux, lorsque un objet compact, désigné couramment par défecteur ou lentille, traverse la ligne de visée d'une étoile lointaine en arrière-plan, également appelée source, peut être déduite au moyen de considérations géométriques simples :

$$\vec{\theta}_b D_{OS} + \vec{\alpha} D_{LS} = \vec{\theta}_r D_{OS} \quad (3.1)$$

En se reportant à la figure 3.1, considérons que le défecteur se trouve à une distance D_{OL} de l'observateur et à une distance D_{LS} de la source. Dans le plan du défecteur le vecteur r représente la distance de la lentille au point d'intersection du rayon lumineux avec ce plan et b est le paramètre d'impact. Les positions angulaires respectives sont décrites par θ_r et θ_b . La déflexion de la lumière génère deux images de la source, désignées par A_1 et A_2 dans le plan de la lentille et par I_1 et I_2 dans le plan de la source. L'angle α de déviation d'un rayon lumineux en présence du défecteur sphérique de masse M , est donné par la théorie de la Relativité Générale

$$\alpha = \frac{4GM}{rc^2} \quad (3.2)$$

où c est la vitesse de la lumière et G la constante de gravitation universelle. L'équation 3.2 est valable pour un potentiel gravitationnel de faible intensité, $\phi \ll 1$. L'angle de déviation étant petit on peut faire les approximations suivantes : $\sin \theta_r \approx \theta_r$ et $\sin \theta_b \approx \theta_b$. L'obtention des relations pour établir l'équation de la propagation d'un rayon lumineux est alors immédiate à partir des distances $\theta_r D_{OS}$, αD_{LS} et $\theta_b D_{OS}$. Celles-ci se trouvent dessinées dans le plan de la source de la figure 3.1.

L'équation de propagation 3.1 peut être écrite autrement en utilisant les égalités suivantes

$$\sin \theta_r = \frac{r}{D_{OL}} \quad (3.3)$$

$$\sin \theta_b = \frac{b}{D_{OL}} \quad (3.4)$$

Si on se rappelle de l'approximation de petits angles et de l'expression 3.2 pour l'angle α de la déviation d'un rayon lumineux, on obtient alors

$$r - b = \frac{4GM}{rc^2} \frac{D_{LS} D_{OL}}{D_{OS}} \quad (3.5)$$

L'équation 3.5 montre que quand l'observateur, le défecteur et la source sont parfaitement alignés, c'est-à-dire, quand le paramètre d'impact $b = 0$, l'image de la source devient un anneau, dont le rayon dans le plan du défecteur est désigné par rayon d'Einstein et donné par la formule suivante

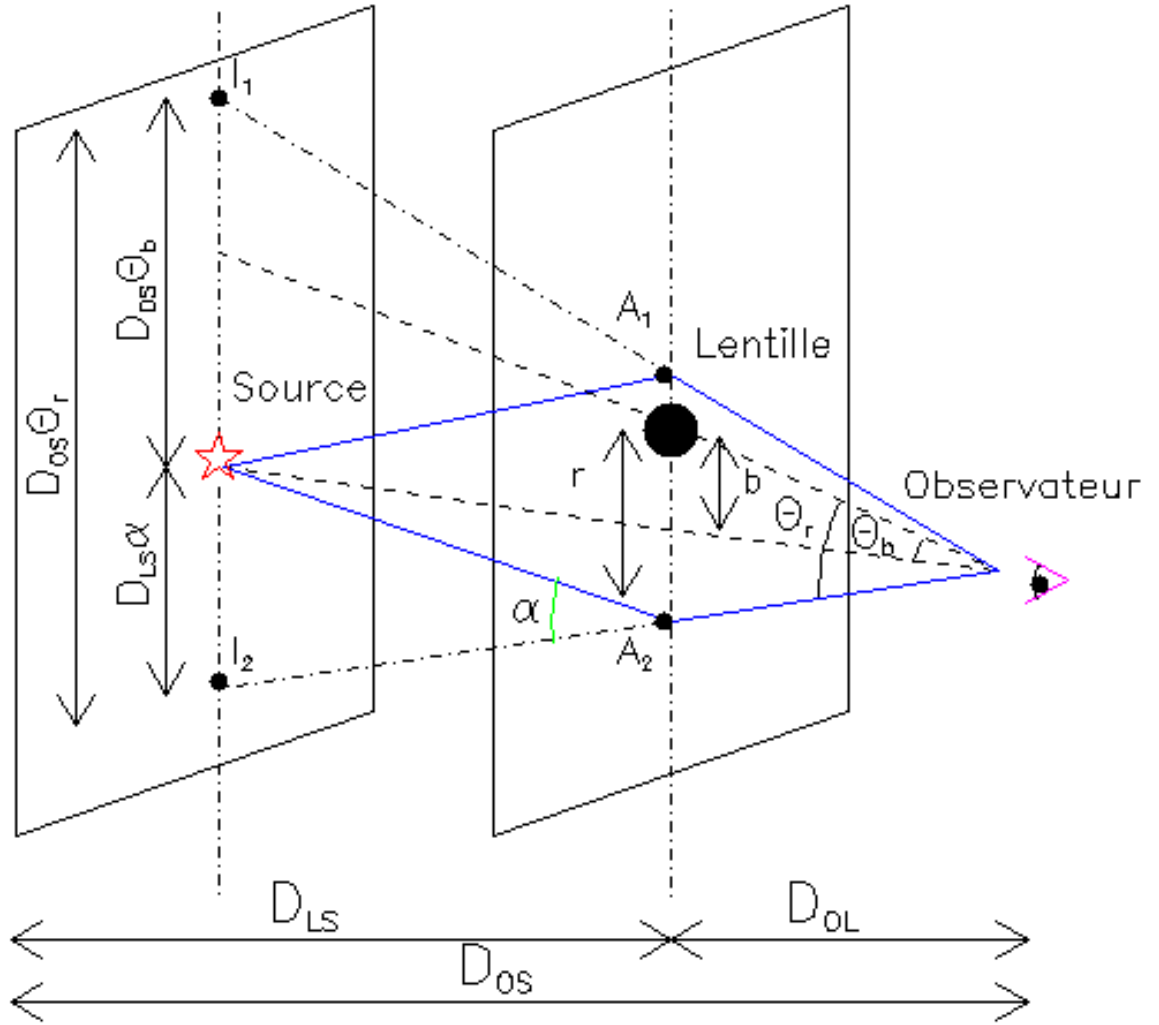


Fig. 3.1: Géométrie de l'effet de microlentille gravitationnelle. On montre les plans perpendiculaires à la ligne de visée correspondant au plan de la lentille et celui de la source. A_1 et A_2 sont les points d'intersection des rayons de lumière, déviés d'un angle α , avec le plan de la lentille. I_1 et I_2 sont les positions des images de la source dans le plan de celle-ci. On montre également la distance r entre le déflecteur et la position des images A_1 et A_2 , la distance b dite paramètre d'impact entre le déflecteur et le rayon de lumière sans déflexion. On a aussi signalé la distance D_{OS} entre l'observateur et la source, la distance D_{OL} entre l'observateur et la lentille et finalement la distance D_{LS} entre la source et la lentille.

$$R_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS} D_{OL}}{D_{OS}}} \quad (3.6)$$

Le rayon d'Einstein dépend de la masse de la lentille, ainsi que des distances observateur-lentille et observateur-source. Considérons une source située à une distance $D_{OS} = 7 \text{ kpc}$ et une lentille située à $D_{OL} = 5 \text{ kpc}$ avec une masse $M = 0.5 M_{\odot}$, le rayon d'Einstein est alors de $\sim 2.41 \text{ U.A.}$.

À partir de l'équation 3.5, il est facile de calculer les positions des images de la source dans le plan du déflecteur, pour le cas général ($b \neq 0$)

$$r^2 - br - R_E^2 = 0 \Rightarrow r_{1,2} = \frac{b \pm \sqrt{b^2 + 4R_E^2}}{2} \quad (3.7)$$

où l'on a introduit l'expression 3.6 pour le rayon d'Einstein. On obtient ainsi deux images de la source, l'une à l'intérieur de l'anneau d'Einstein et l'autre à l'extérieur du même. Sur la figure 3.2, on peut voir la déformation des images, lorsque la source traverse l'anneau d'Einstein.

3.1.2 L'amplification

Lorsqu'une lentille traverse la ligne de visée d'une étoile-source en arrière-plan, le flux de celle-ci est amplifié, ce qui traduit l'effet de microlentille gravitationnelle. En vérité ce sont les flux des images de la source que l'observateur mesure. La brillance de surface (la densité de flux par angle solide) étant conservée, l'amplification, c'est-à-dire le rapport entre les densités de flux de l'image et de la source est donnée par le rapport de l'angle solide vu par l'observateur sous-entendu par la source en l'absence de la lentille et l'angle solide sous-entendu par l'image de la source en présence du déflecteur (voir figure 3.3). Autrement dit, l'amplification est le jacobien de la transformation de coordonnées entre le plan de l'image et le plan de la source

$$A = |\det J|^{-1} = \left| \frac{\partial \vec{\theta}_r}{\partial \vec{\theta}_b} \right| = \left| \frac{\theta_r}{\theta_b} \frac{d\theta_r}{d\theta_b} \right| = \left| \frac{r}{b} \frac{dr}{db} \right| \quad (3.8)$$

En utilisant l'équation 3.7 et le paramètre d'impact réduit $u = b/R_E$, on obtient l'amplification pour chacune des images

$$A_{1,2} = \frac{u^2 + 2}{2u\sqrt{u^2 + 4}} \pm 1/2 \quad (3.9)$$

L'amplification totale est simplement la somme de l'amplification de chaque image

$$A = A_1 + A_2 = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (3.10)$$

L'amplification est toujours supérieure à l'unité $A > 1$ et la différence entre les amplifications des deux images est constante $A_1 - A_2 = 1$. L'ordre de grandeur de la séparation angulaire des images est donné par le rayon d'Einstein angulaire $\theta_E = R_E/D_{OL}$. Si on suppose une source située à une distance $D_{OS} = 7 \text{ kpc}$ et une lentille située à $D_{OL} = 5 \text{ kpc}$ avec une masse $M = 0.5 M_\odot$, la séparation angulaire des deux images est $\sim 0.5 \text{ millisecondes d'arc}$.

3.1.3 La courbe de lumière

Si on considère que les étoiles-source que l'on observe régulièrement, afin de détecter un événement de microlentille, se trouvent dans le centre de notre Galaxie à 8 kpc du soleil et que la lentille appartient au disque ou au bulbe (Centre Galactique) lui-même, celle-ci va se déplacer avec une vitesse transverse relative par rapport à la ligne de visée (ceci est également vrai quand on observe vers les Nuages de Magellan pour tenter de détecter des lentilles localisées dans le halo sombre). Aussi, le

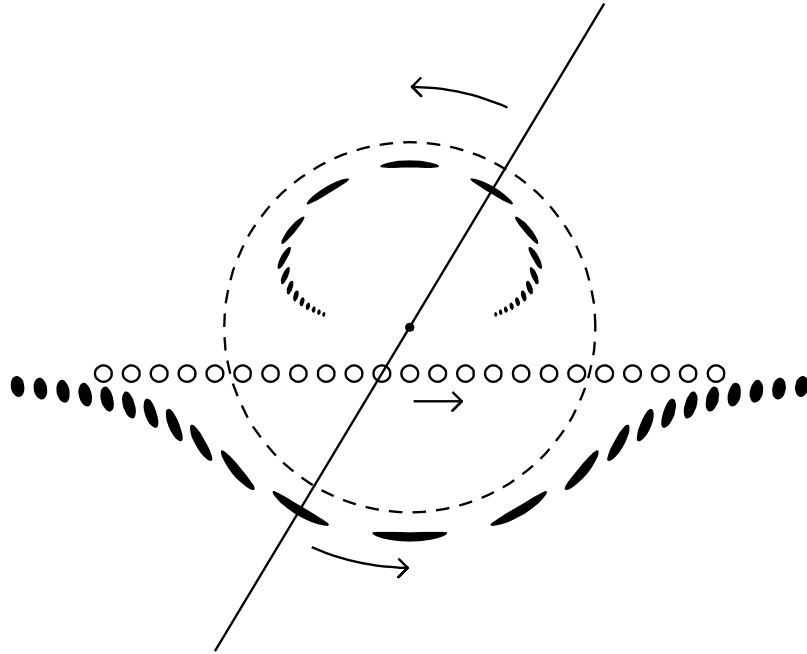


Fig. 3.2: Position et forme des images relativement à la position de la source. La lentille est signalée par le point au centre de l'anneau d'Einstein en pointillé. Les cercles se réfèrent à la position de la source lorsqu'elle traverse l'anneau d'Einstein. Les positions et formes des deux images sont signalées par les ellipses en noir. La source et la lentille sont alignées à tout instant (figure de [Paczynski, 1996]).

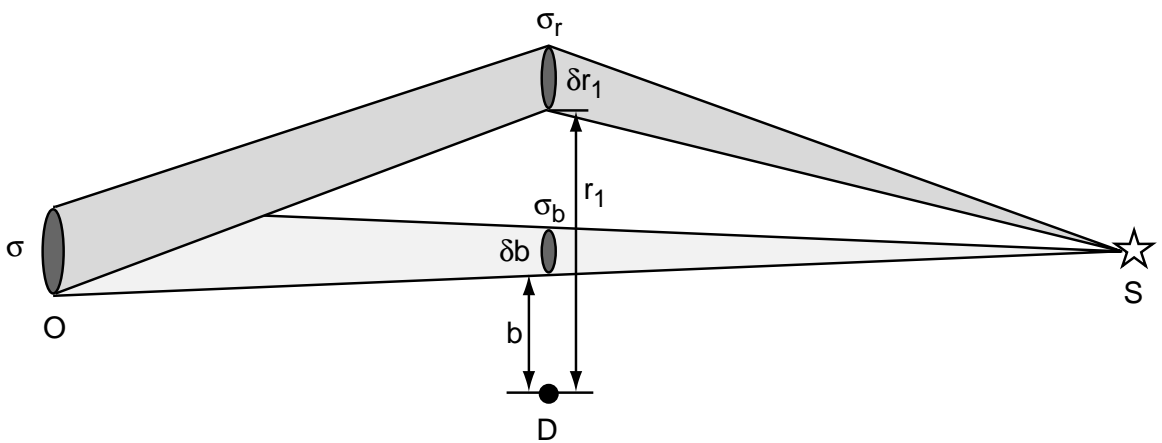


Fig. 3.3: Comparaison du flux reçu avec et sans lentille.

flux observé de l'étoile-source augmente lorsque la lentille s'approche de la ligne de visée, pour ensuite diminuer au fur à mesure que la lentille s'éloigne. Si v_t est la vitesse transverse de la source dans le référentiel de la lentille, le paramètre d'impact dynamique est donné par

$$u(t) = \sqrt{u_0^2 + \frac{v_t^2(t - t_0)^2}{R_E^2}}, \quad (3.11)$$

où t_0 est l'instant où la source projetée dans le plan du déflecteur est le plus proche de celui-ci et u_0 est le paramètre d'impact correspondant. Sur la figure 3.4 on a illustré le déplacement de la source par rapport à la lentille.

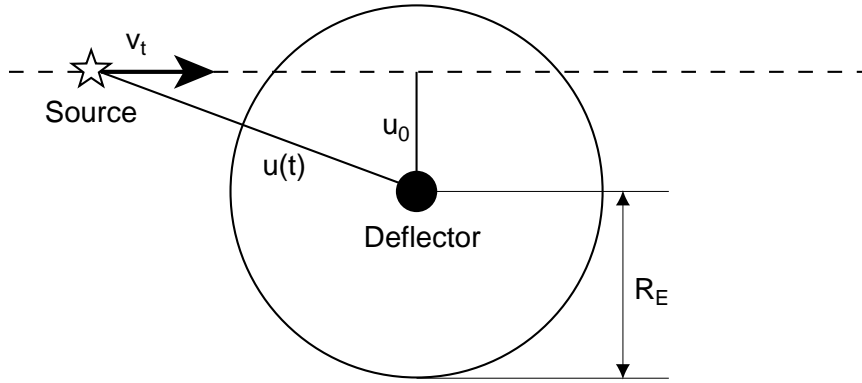


Fig. 3.4: Mouvement de la source projeté dans le plan du déflecteur. La variation du flux de l'étoile-source en fonction du temps est illustrée dans la figure 3.5.

La durée t_E de l'amplification due à un effet de microlentille est définie comme le temps nécessaire pour que la source parcoure un rayon d'Einstein R_E

$$t_E = \frac{R_E}{v_t} = \frac{1}{v_t} \times \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS} D_{OL}}{D_{OS}}}. \quad (3.12)$$

L'amplification du flux de l'étoile-source peut alors être donnée par la formule suivante, en combinant les équations 3.10, 3.11 et 3.12

$$A = \frac{u_0^2 + \frac{(t-t_0)^2}{t_E^2} + 2}{\sqrt{\left(u_0^2 + \frac{(t-t_0)^2}{t_E^2}\right) \left(u_0^2 + \frac{(t-t_0)^2}{t_E^2} + 4\right)}}. \quad (3.13)$$

Dans la figure 3.5, on peut voir l'amplification en fonction du temps pour différents paramètres d'impact u_0 .

Le temps t_E qu'une source prend pour parcourir un rayon d'Einstein dans le plan de la lentille est

$$t_E = 78 \text{ jours} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_{OL}}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} (1-x)^{1/2} \left(\frac{200 \text{ km s}^{-1}}{v_t} \right), \quad (3.14)$$

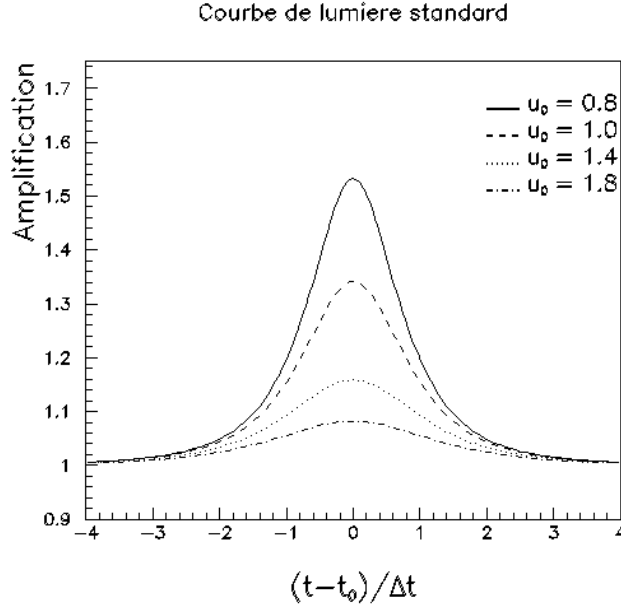


Fig. 3.5: Amplification due à un effet de microlentille en fonction du temps. On montre les courbes de lumière pour 4 paramètres d'impact u_0 différents : 0.8, 1.0, 1.4, 1.8. On remarque que plus le paramètre d'impact est petit, plus la courbe de lumière est amplifiée pour $t = t_0$.

où $x = D_{OL}/D_{OS}$. Pour avoir une idée de l'échelle de temps de t_E , on va prendre une lentille qui se trouve dans le disque à la moitié du trajet vers le Centre Galactique ($D_{OL}/D_{OS} = 0.5$), avec une étoile-source localisée dans le Centre Galactique à 8 kpc . Si on considère que la vitesse de rotation des étoiles dans le disque est $v_t \sim 200 \text{ km s}^{-1}$ (on néglige les dispersions de vitesse), la vitesse transverse de la source relativement à la lentille projetée dans le plan de celle-ci est $v_t = 200 \text{ km s}^{-1} \times D_{OL}/D_{OS}$. Les durées attendues sont alors

$$t_E \sim 69 \sqrt{\frac{M}{M_\odot}} \text{ jours} . \quad (3.15)$$

3.1.4 La profondeur optique

La profondeur optique peut être définie comme la probabilité qu'à un moment donné, une étoile donnée soit amplifiée de plus de 34%. Supposons que toutes les lentilles ont une même masse M , la densité numérique de lentilles étant $n = \rho/M$. Si chaque lentille couvre une section efficace πR_E^2 , la contribution à la profondeur optique des lentilles dans une tranche d'épaisseur dD_{OL} et à une distance D_{OL} est donnée par

$$d\tau = \frac{\rho}{M} \pi R_E^2 dD_{OL} . \quad (3.16)$$

La profondeur optique totale est simplement l'intégrale de l'équation 3.16

$$\tau = \int_0^{D_{OS}} \frac{4\pi G\rho}{c^2} \frac{D_{OL}(D_{OS} - D_{OL})}{D_{OS}} dD_{OL} \quad (3.17)$$

$$= \frac{4\pi G}{c^2} D_{OS}^2 \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx . \quad (3.18)$$

On fait remarquer que la profondeur optique ne dépend pas de la masse individuelle des lentilles, mais de la masse totale. En revanche le taux d'événements, comme on le verra plus loin, dépend de la fonction de masse des lentilles.

On peut donner une estimation grossière de l'ordre de grandeur de la profondeur optique en considérant que la densité est constante. Dans ce cas on obtient

$$\tau = \frac{2\pi}{3} \frac{G\rho}{c^2} D_{OS}^2 . \quad (3.19)$$

Si le système de lentilles est auto-gravitant est que la taille du système est de l'ordre de D_{OS} (une sphère de rayon D_{OS} remplie de lentilles), le théorème du viriel permet de relier la dispersion de vitesse v^2 à la densité de matière ρ et à la distance D_{OS}

$$\frac{GM_{tot}}{D_{OS}} \approx \frac{G\rho D_{OS}^3}{D_{OS}} \approx v^2 . \quad (3.20)$$

En combinant les équations 3.19 et 3.20, la profondeur optique est

$$\tau \sim \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sim 5 \times 10^{-7} . \quad (3.21)$$

La profondeur optique dans la direction du Centre de la Galaxie est de l'ordre de $\tau \sim 10^{-6}$. Sa très faible valeur justifie que l'on observe plusieurs millions d'étoiles, afin de pouvoir détecter un événement de microlentille.

3.1.5 Le nombre et le taux d'événements

Nous allons établir l'expression pour le calcul du nombre d'événements en considérant que l'efficacité de détection est de 100%.

Une lentille donnée est caractérisée par sa masse M , sa position \vec{x} et sa vitesse \vec{v} . Le nombre d'événements attendu dans un intervalle de temps d'observation T_{obs} est proportionnel au nombre d'étoiles N_* observées régulièrement, à la densité numérique des défecteurs $n(M, \vec{x})$ et à la surface de section efficace $A(M, \vec{x}, \vec{v})$ couverte par chaque défecteur durant la période d'observation. La surface de section efficace est donnée par

$$A(M, \vec{x}, \vec{v}) = (2u_0 R_E) \times (v_t T_{obs}) , \quad (3.22)$$

où R_E est le rayon d'Einstein, u_0 le paramètre d'impact et v_t la vitesse transverse du défecteur relativement à la ligne de visée. La vitesse transverse est calculée à partir de la projection dans le plan de la lentille, de la vitesse \vec{v} du défecteur celle de la source \vec{v}_{source} et celle du soleil \vec{v}_\odot

$$\vec{v}_t = \vec{v}_\perp - \vec{v}_{\text{source}\perp} \times \frac{z}{D_{OS}} - \vec{v}_{\odot\perp} \times \frac{(D_{OS} - z)}{D_{OS}}, \quad (3.23)$$

où le symbole \perp se réfère à la composante orthogonale à la ligne de visée, z est la distance au défecteur au long de la ligne de visée et D_{OS} est la distance à la source.

Si on considère que la distribution des vitesses des défecteurs est $f_V(\vec{x}, \vec{v})$, leur fonction de masse est $f_M(M)$ et la densité numérique $n(M, \vec{x}) = \rho(\vec{x})/M$ où $\rho(\vec{x})$ est la densité de masse des défecteurs, le nombre d'événements est donné par

$$N = N_{\text{obs}} \int_0^{D_S} dz \int d^3\vec{v} f_V(\vec{x}, \vec{v}) \int_M dM f_M(M) \frac{\rho(\vec{x})}{M} \int_A dS, \quad (3.24)$$

où A est la surface définie précédemment.

L'équation a été écrite en coordonnées cylindriques avec l'origine du référentiel à la position du soleil.

Prenons maintenant le cas simplifié où toutes les lentilles présentent une même masse M , la même dispersion de vitesse et la même durée $t_E = R_E/v_t$. La surface balayée par la section efficace d'une lentille durant un certain temps d'observation T_{obs} est un rectangle $2R_E \times v_t T_{\text{obs}}$. Si N_\star est le nombre d'étoiles-source observées et $n = \rho/M$ la densité numérique des lentilles, le nombre d'événements (toujours avec une efficacité de détection de 100%) est

$$\begin{aligned} N &= \int_0^{D_{OS}} N_\star \times n \times (2R_E)(v_t T_{\text{obs}}) dD_{OL} \\ N &= \int_0^{D_{OS}} N_\star \times \frac{\rho}{M} \times (2R_E) \left(\frac{R_E}{t_E} T_{\text{obs}} \right) dD_{OL} \\ N &= N_\star \frac{T_{\text{obs}}}{t_E} \frac{2}{\pi} \int_0^{D_{OS}} (\pi R_E^2) \frac{\rho}{m} dD_{OL} \\ N &= \frac{2}{\pi} N_\star \frac{T_{\text{obs}}}{t_E} \tau, \end{aligned} \quad (3.25)$$

où τ est la profondeur optique définie dans la sous-section précédente. On fait remarquer que le nombre d'événements dépend inversement de $M^{1/2}$ à travers t_E .

Le taux d'événements Γ est alors donné par la formule suivante

$$\Gamma = \frac{N}{N_\star T_{\text{obs}}} = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{t_E}. \quad (3.26)$$

Si on se rappelle de l'ordre de grandeur de la profondeur optique vers le Centre Galactique $\tau \sim 10^{-6}$ et des durées typiques $t_E \sim 69 \sqrt{\frac{M}{M_\odot}}$ jours (avec $D_{OL}/D_{OS} = 0.5$ et $v_t \sim 100 \text{ km s}^{-1}$), le taux d'événements en direction du bulbe est

$$\Gamma \sim 3.4 \times 10^{-6} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ événements } a n^{-1} \text{ étoile}^{-1}. \quad (3.27)$$

3.1.6 Résumé du modèle de microlentille standard

Nous pouvons maintenant résumer les principales caractéristiques des événements de microlentille dans le cas standard d'une lentille et source ponctuelles.

- Symétrie dans le temps : L'amplification de la courbe de lumière est symétrique dans le temps, si la vitesse transverse de la lentille est constante au long de l'événement.
- Achromaticité : Le phénomène de microlentille est purement géométrique, ne dépendant pas de la longueur d'onde dans laquelle on observe. La courbe de lumière est donc achromatique. Ceci explique pourquoi les groupes MACHO, OGLE et EROS observent dans deux filtres simultanément ou successivement (OGLE). On peut ainsi éliminer les étoiles variables qui présentent souvent de la chromaticité.
- Unicité : En raison de la faible probabilité qu'un événement de microlentille ait lieu, ce phénomène est unique pour une étoile donnée. Si l'étoile présente plus d'une variation dans sa courbe de lumière, il s'agit très probablement d'une étoile variable.

3.2 Les déviations du modèle standard

Nous avons vu plus haut qu'un événement microlentille standard est décrit par trois paramètres, l'instant du maximum d'amplification t_0 , le paramètre d'impact u_0 et la durée de l'événement t_E . Les variables t_0 et u_0 ne fournissent pas d'information particulière sur les caractéristiques de la lentille, notamment sur sa masse, sa localisation et sa vitesse transverse. En effet, ces renseignements précieux sont tous contenus dans la durée de l'événement $t_E = R_E/v_T$, où le rayon d'Einstein R_E est une fonction de la masse M du déflecteur et de sa distance D_{OL} à l'observateur. Cette dégénérescence du troisième ordre peut être levée partiellement par l'étude de déviations du modèle standard, induites par les effets de taille finie, de parallaxe et de la binarité de la lentille.

3.2.1 Effet de taille finie : Source étendue

Lorsque le rayon de l'étoile-source projeté dans le plan du déflecteur (U en unité du rayon d'Einstein R_E) est du même ordre de grandeur que le paramètre d'impact u (cf. fig.3.6), la courbe de lumière devient plate et élargie, d'autant plus que U est important par rapport à u . La forme de la courbe de lumière est dû à ce que chaque point de l'étoile-source soit amplifié différemment.

Aux paramètres u_0 et t_E , qui décrivaient la courbe de lumière dans le cas standard, il faut ajouter le rayon U de l'étoile-source projeté dans le plan de la lentille

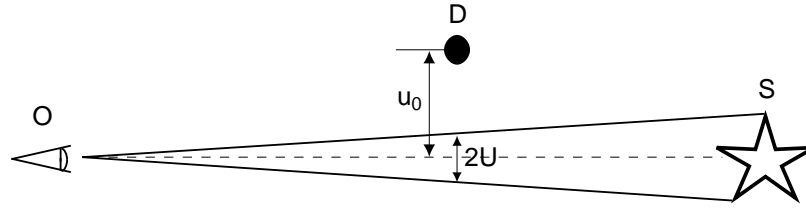


Fig. 3.6: Paramètres impliqués dans l'effet de taille finie (figure de [Palanque-Delabrouille, 1997]).

$$U \times R_E = R_s \times \frac{D_{OL}}{D_{OS}}, \quad (3.28)$$

où R_s est le rayon de l'étoile-source. D_{OL} et D_{OS} se réfèrent respectivement à la distance entre l'observateur et la lentille et la distance entre l'observateur et la source. Si on considère que l'étoile-source est sphérique et a une brillance de surface uniforme, l'amplification est donnée par la formule suivante

$$A(u_0, U) = \frac{2}{\pi U^2} \int_{||U-u_0||}^{U+u_0} \frac{u^2 + 2}{\sqrt{u^2 + 4}} \cos^{-1} \left(\frac{u^2 + u_0^2 - U^2}{2 u u_0} \right) du + \theta(U - u_0) \left(1 - \frac{u_0}{U}\right)^2 \sqrt{1 + \frac{4}{(U - u_0)^2}}, \quad (3.29)$$

où θ est la fonction de Heaviside ($\theta(x) = 1$ pour $x > 0$ et $\theta(x) = 0$ pour $x \leq 0$). Plus de détails sur la déduction de cette formule sont donnés dans [Renault, 1996]. On fait remarquer que l'amplification n'est plus infinie pour un paramètre d'impact nul

$$A(u_0 = 0, U) = \sqrt{1 + \frac{4}{U^2}}. \quad (3.30)$$

Sur la figure 3.7 on montre les courbes de lumière avec un effet de taille finie, pour différents paramètres d'impact et plusieurs valeurs du rayon U de l'étoile-source projeté dans le plan de la lentille. L'amplification maximale n'est pas atteinte pour $U = 0$. On peut constater que la courbe de lumière reste symétrique dans le temps et que, lorsque $U \leq u_0$, elle s'aplatit et s'élargit, car seule une partie de l'étoile est amplifiée, le plateau correspondant à la traversée de la lentille devant la source.

L'effet de taille finie permet de voir des événements que, dans les cas standard, présentent une amplification trop faible pour être détectés. Ceci est illustré sur la figure 3.8, où l'on montre que pour un même paramètre d'impact, l'amplification avec effet de taille finie peut être supérieure à celle du modèle standard. En effet, pour une lentille et source ponctuelles on n'obtient une amplification A_0 supérieure à 6%, que pour un paramètre d'impact u_0 inférieur à 2, alors qu'en présence d'un effet de taille finie, le paramètre d'impact peut aller jusqu'à $u_0 = 4.5$ pour certaines valeurs de U .

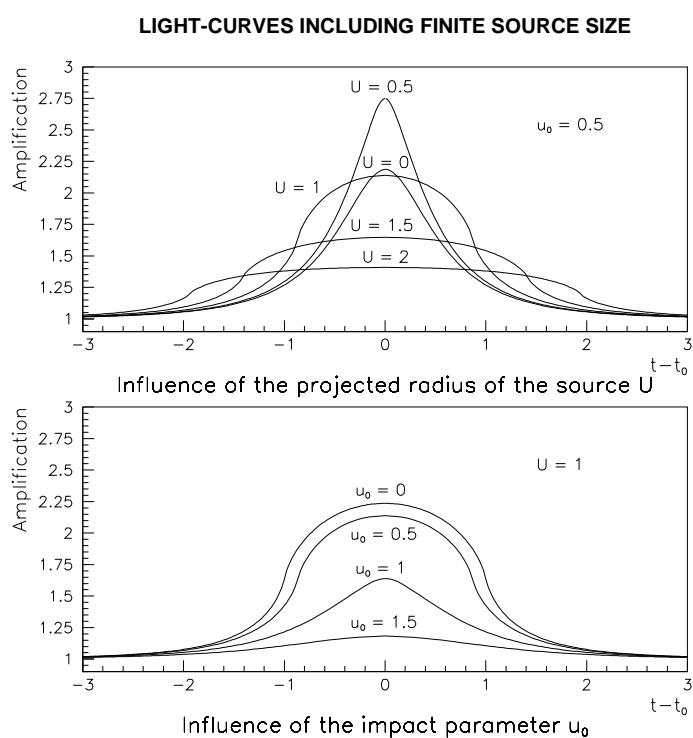


Fig. 3.7: Courbes de lumière avec un effet de taille finie, pour différentes valeurs du paramètre d'impact u_0 et du rayon U de l'étoile-source projeté dans le plan de la lentille, en considérant $t_E = 1$, [Renault, 1996]. En haut, on peut voir la forme de la courbe de lumière en fonction de U . On fait remarquer, que l'amplification maximale n'est pas atteinte pour $U = 0$. En bas, on montre la variation de la courbe de lumière selon différentes valeurs du paramètre d'impact u_0 . L'effet de taille finie supprime la divergence de l'amplification dans le modèle standard pour $u_0 = 0$.

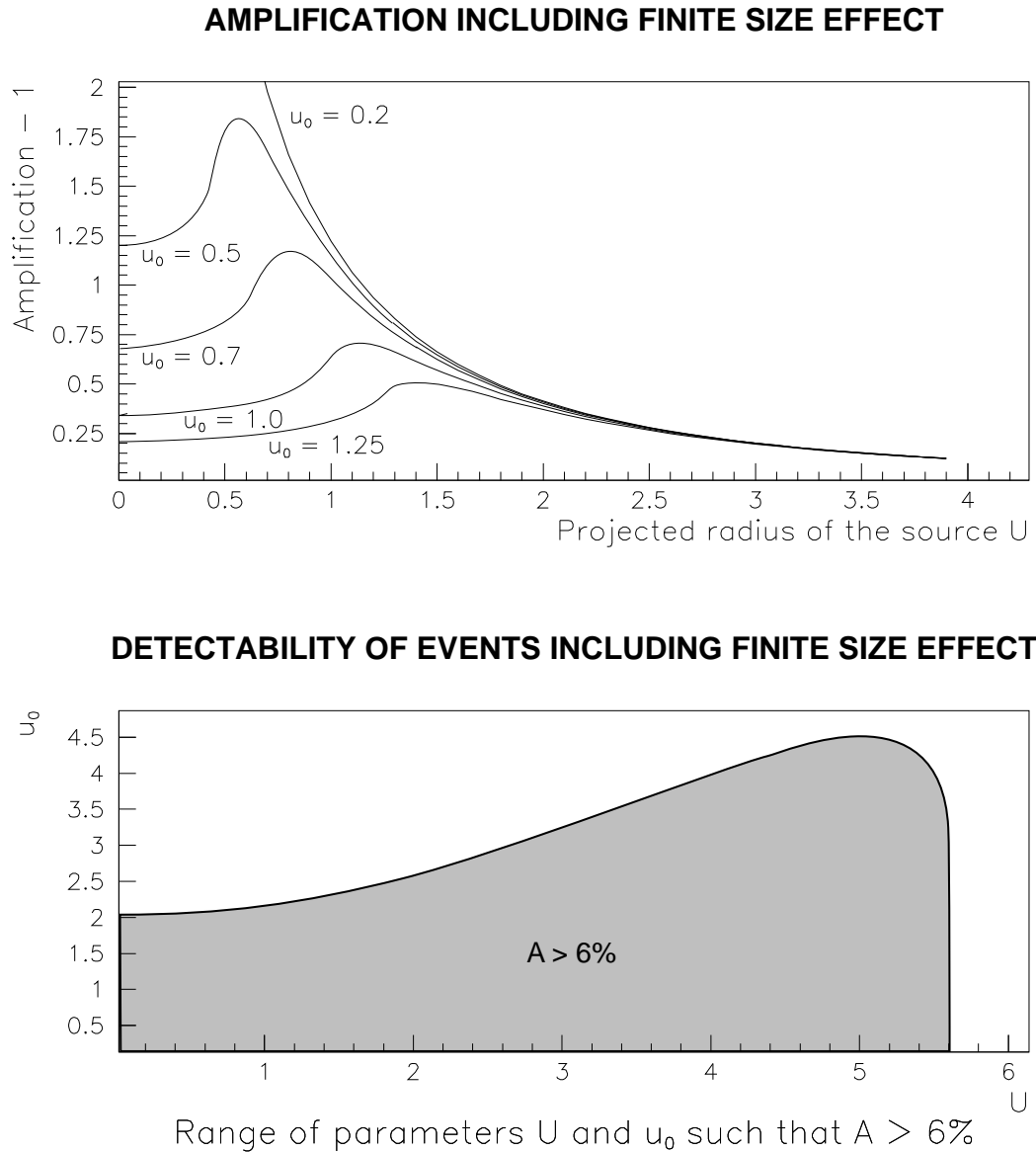


Fig. 3.8: La détection d'un événement microlentille en fonction de l'effet de taille finie [Renault, 1996]. En haut, on peut voir l'amplification en fonction du rayon U de l'étoile-source projeté dans le plan de la lentille, pour différentes valeurs du paramètre d'impact u_0 . Pour une gamme de valeurs de U , l'amplification est supérieure à celle obtenue pour une source ponctuelle. En bas, on montre les valeurs de u_0 et U , pour lesquelles on obtient une amplification A_0 supérieure à 6%. On remarque que, dans le cas standard ces amplifications sont atteintes pour $u_0 < 2$, tandis que l'effet de taille finie permet d'aller jusqu'à $u_0 = 4.5$, pour des valeurs de U appropriées.

L'effet de taille finie rend donc plus facile la détection d'événements de microlentille avec un grand paramètre d'impact.

Pour que la courbe de lumière commence à dévier d'un cas standard, nous avons vu que le paramètre d'impact doit s'approcher de la valeur du rayon U de l'étoile-source projeté dans le plan de la lentille. Si on considère que l'effet commence à être visible pour $U \geq 0.1$ et que l'on prend la formule 3.28, on a l'égalité suivante

$$U = \frac{R_s}{R_E} \frac{D_{OL}}{D_{OS}} \sim 0.1, \quad (3.31)$$

où le rayon d'Einstein en unité astronomique U.A. est égal à

$$R_E = 9.02 \left(\frac{D_{OS}}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} (x(1-x))^{1/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2}, \quad (3.32)$$

avec $x = D_{OL}/D_{OS}$. Le rayon U peut alors être réécrit

$$U = 5 \times 10^{-4} \frac{R_s}{R_\odot} \left(\frac{D_{OS}}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{x}{1-x} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/2}. \quad (3.33)$$

Pour $U \sim 0.1$ et en supposant que l'étoile-source est une géante rouge dans le bulbe à une distance $D_{OS} = 8 \text{ kpc}$, le rayon moyen des géantes rouges étant de $\langle R_s \rangle = 22 R_\odot$ [Gould, 1995] et que la lentille se trouve à $D_{OL} = 5 \text{ kpc}$, on obtient une masse maximale M_{max} pour la lentille, au-dessous de laquelle l'effet devient visible

$$M_{max} \sim 0.025 M_\odot. \quad (3.34)$$

Ainsi, plus la masse du déflecteur est petite (pour une planète $M \sim 10^{-5} M_\odot$), les événements étant de plus courte durée, plus il est susceptible de subir un effet de taille finie, sans oublier que pour un même paramètre d'impact, l'amplification devient de plus en plus faible. On fait remarquer que la masse des naines brunes se situe entre $0.01 M_\odot$ et $0.08 M_\odot$. Pour une étoile-source du type géante rouge et une lentille naine brune dans le disque, l'effet de taille finie devrait donc être mesurable, à condition d'avoir un paramètre d'impact u_0 inférieur ou égal au rayon U , dans notre exemple choisi égal à $U \sim 0.1$, autrement on ne pourra pas distinguer l'effet d'un cas standard.

Si un effet de taille finie est alors détectable sur une courbe de lumière, la dégénérescence du troisième ordre (masse M du déflecteur, distance D_{OL} de l'observateur au déflecteur et la vitesse transverse v_t de la lentille) peut être levée partiellement. En effet, à partir de la détermination de la durée de l'événement t_E et du rayon U de l'étoile-source dans le plan de la lentille, on peut obtenir la taille angulaire du rayon d'Einstein si la distance D_{OS} et le rayon R_s de l'étoile-source sont connus (par étude photométrique et spectroscopique)

$$\theta_E \equiv \frac{R_E}{D_{OL}} = \frac{R_s}{U D_{OS}}. \quad (3.35)$$

En combinant alors θ_E avec la durée $t_E = R_E/v_T$, on peut déterminer le mouvement propre de la lentille

$$\mu \equiv \frac{v_t}{D_{OL}} = \frac{\theta_E}{t_E}, \quad (3.36)$$

qui dépend de la vitesse transverse et de la distance à la lentille. Il est en fin possible d'obtenir la variable qui nous intéresse, notamment D_{OL} et ainsi localiser la lentille. Pour cela, on peut supposer différentes valeurs de v_t , selon la composante considérée de la Galaxie ou la mesurer par effet de parallaxe (si la durée de l'événement le permet). Dans le tableau 3.1, on montre le mouvement propre pour une lentille située dans différentes composantes de la Galaxie, lorsqu'on observe dans le plan galactique ou vers le Grand Nuage de Magellan (LMC).

Direction		Plan galactique			LMC		
Grandeurs	$\langle v_t \rangle$	x	μ	\tilde{v}	x	μ	\tilde{v}
Unités	km/s		$km/s/kpc$	km/s		$km/s/kpc$	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. 3.1: Valeurs caractéristiques de mouvement propre μ et de la vitesse transverse v_t de la lentille située dans différentes composantes galactiques, lorsque on observe dans le plan galactique ou vers le LMC. On montre également les valeurs de $x = D_{OL}/D_{OS}$ et la vitesse projetée \tilde{v} dans le plan de l'observateur [Gould, 1996].

Pour conclure l'étude de l'effet de taille finie, on cite l'exemple de l'alerte 95-BLG-30 du groupe MACHO, dont la courbe de lumière montre clairement un effet de taille finie. Des données photométriques et spectroscopiques indiquent que l'étoile-source est une géante M4 III avec un rayon $R_s = 61 \pm 12 R_\odot$, située à $D_{OS} = 9 kpc$. La taille angulaire du rayon d'Einstein de l'ordre de $\theta_E \sim 0.417$ millisecondes d'arc et une durée $t_E = 67.3$ jours, indique un mouvement propre de la lentille par rapport à la source de $\mu \sim 21.5 km s^{-1} kpc^{-1} = 4.51$ millisecondes d'arc/année. La masse de la lentille, sa vitesse transverse et sa distance à l'observateur, qui s'ajustent le mieux aux valeurs ci-dessus sont $M = 0.67^{+2.53}_{-0.46} M_\odot$ et $D_{OL} = 6.93 + 1.56_{-2.25} kpc$ [Alcock et al., 1997b].

3.2.2 Lentille binaire

Des estimations de [Mao and Paczyński, 1991] indiquent que 10% des événements microlentille sont dus à des lentilles binaires. Dans ce cas, la courbe de lumière standard avec un pic d'amplification symétrique peut être profondément modifiée.

On peut calculer la déviation d'un rayon lumineux (comme pour le cas d'une seule lentille) en ajoutant la contribution de chacune des lentilles. L'équation 3.5 devient

$$\vec{BA} = \frac{D_d D_{ds}}{D_s} \sum_i \frac{4GM_i}{c^2} \frac{\vec{r}_i}{r_i^2}, \quad (3.37)$$

où i est l'index du i^{eme} défecteur. Cette équation peut être réécrite en considérant une masse sans dimensions $m_i = D_{LS}/D_{OL}D_{OS} \times 4GM_i/c^2$

$$\frac{\vec{BA}}{D_d} = \sum_i m_i \times \frac{D_d}{r_i^2} \vec{r}_i. \quad (3.38)$$

Il est impossible d'inverser cette équation analytiquement pour des configurations arbitraires, même dans le cas d'une lentille binaire, car avec 3 paramètres supplémentaires (le rapport m_1/m_2 , la séparation de la binaire et l'angle entre la trajectoire de la source et la ligne qui unit les deux composantes de la lentille), le nombre de formes possibles pour la courbe de lumière est extrêmement grand.

Lorsque les lentilles sont binaires, dans le plan de la source il existe des positions où l'amplification est infinie. La ligne dessinée par ces positions est désignée caustique. Les positions correspondantes dans le plan de la lentille sont appelées courbe critique. Dans le cas standard avec une seule lentille nous avons vu que l'amplification est infinie quand la source est parfaitement alignée avec la lentille (le paramètre d'impact $u_0 = 0$). La caustique se réduit alors à un point dans le plan de la source et la courbe critique dans le plan de la lentille équivaut à l'anneau d'Einstein.

Prenons à nouveau le cas d'une lentille binaire. Si la source traverse la caustique deux fois, il se forme trois ou cinq images en fonction de la position de la source relativement à la caustique. Lorsque la source est en dehors de la caustique, il y a trois images, quand la source traverse la caustique, deux nouvelles images apparaissent, l'amplification étant alors très grande. Lorsque la source est à l'intérieur de la ligne définie par la caustique, les images se contractent et l'amplification diminue brusquement. Sur la figure 3.9 et 3.10 on peut voir différentes trajectoires de la source et les courbes de lumière correspondantes.

3.2.3 Effet de parallaxe annuelle

L'effet de parallaxe annuelle est dû au mouvement de la Terre autour du Soleil. Lors d'un événement microlentille, si la durée de celui-ci est suffisamment longue pour que le déplacement de la Terre soit significatif et que la projection de l'orbite de la Terre sur le plan du défecteur est de l'ordre de grandeur du rayon d'Einstein, la variation de la ligne de visée induite par le mouvement de la Terre va moduler la vitesse transverse de la lentille, la courbe de lumière subissant alors une distortion et n'étant plus symétrique dans le temps. Comme nous verrons ci-après, l'effet de parallaxe permet de contraindre les caractéristiques de la lentille, comme suggéré par [Gould, 1992], [Gould, 1994], notamment la distance entre l'observateur et la lentille.

Pour déduire les paramètres impliqués dans l'effet de parallaxe, commençons pour considérer le cas plus général, où la ligne de visée fait un angle β avec la perpendiculaire à l'écliptique. Pour juger de l'importance de l'effet du mouvement de la Terre sur la courbe de lumière, on projette la trajectoire de la terre dans le plan de la lentille.

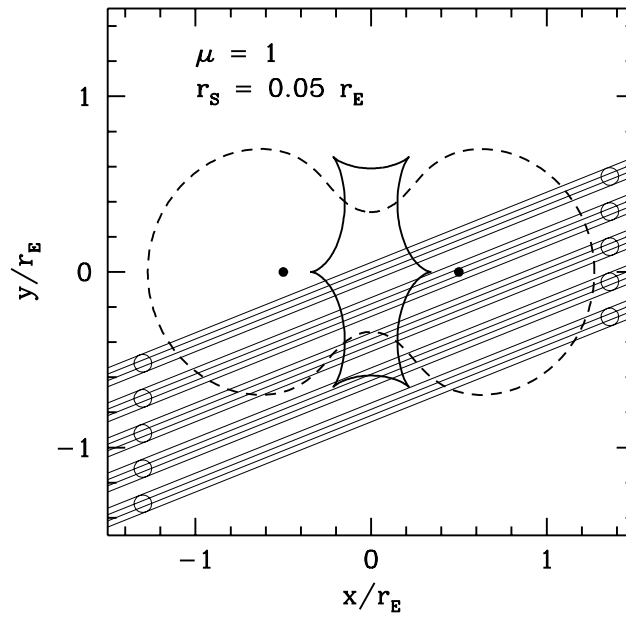


Fig. 3.9: Lentille binaire : on peut voir la courbe critique (trait en pointillé), la caustique (trait plein). Quand la source traverse la caustique selon les 5 différents trajectoires possibles, la courbe de lumière dévie du cas standard, présentant des pic d'amplification multiples (figure de [Paczynski, 1996])

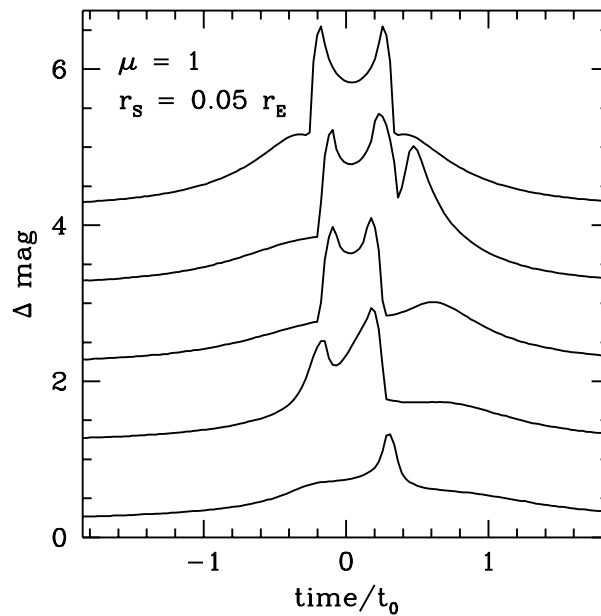


Fig. 3.10: Courbes de lumière dans le cas d'une lentille binaire : on montre 5 courbes de lumière possibles correspondantes à 5 trajectoires possibles relativement à la caustique représentée dans la figure 3.9 (figure de [Paczynski, 1996]).

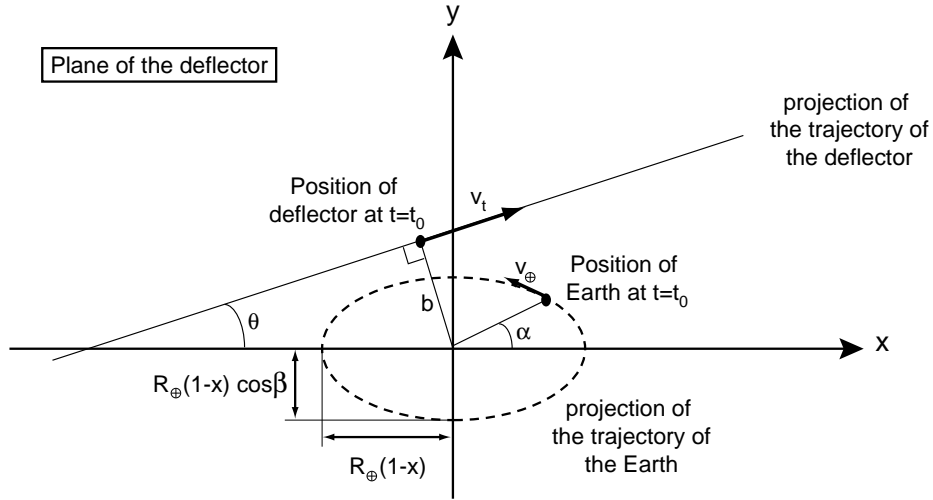


Fig. 3.11: Géométrie de l'effet de parallaxe dans le plan de la lentille (figure de [Palanque-Delabrouille, 1997]).

Sur la figure 3.11, on voit que cette projection est une ellipse, avec un grand axe $R_\oplus(1-x)$ et un petit axe $R_\oplus(1-x)\cos\beta$, le paramètre R_\oplus étant le rayon de l'orbite terrestre considérée circulaire (l'ellipticité de l'orbite est faible $\epsilon \sim 0.017$). Si on prend maintenant un système de coordonnées (x, y) , tel que le grand axe de la projection de l'orbite de la terre dans le plan de la lentille est aligné avec l'axe $0x$ et le petit axe avec $0y$, la position de l'intersection de la ligne de visée avec le plan de la lentille est donnée par

$$\vec{X}_{\text{los}}(t) = \begin{cases} R_\oplus(1-x)\cos(\Omega(t-t_0)+\alpha) \\ R_\oplus(1-x)\cos\beta\sin(\Omega(t-t_0)+\alpha) \end{cases} \quad (3.39)$$

$$\vec{X}_D(t) = \begin{cases} \frac{v_T(t-t_0)}{R_E}\cos\theta - u_0\sin\theta \\ \frac{v_T(t-t_0)}{R_E}\sin\theta + u_0\cos\theta \end{cases} \quad (3.40)$$

où α est relié à l'angle entre la direction de la terre et l'axe $0x$ à l'instant $t = t_0$, θ décrit la position et la direction de la lentille à l'instant $t = t_0$ et $\Omega = 2\pi/P_\oplus$, avec $P_\oplus = 1$ an, période de l'orbite terrestre. Le paramètre v_t est la vitesse transverse de la lentille et u_0 la distance minimale d'approche au Soleil en unité de rayon d'Einstein.

La distance entre la ligne de visée et la lentille dans le plan de celle-ci en unité de rayon d'Einstein ou autrement dit, le paramètre d'impact effectif qui permet de calculer l'amplification au long de la durée de l'événement, est alors donnée par la formule suivante

$$u^2(t) = \frac{(t-t_0)^2}{t_E^2} + u_0^2 + \delta u^2 [\cos^2(\Omega(t-t_0)+\alpha) + \cos^2\beta\sin^2(\Omega(t-t_0)+\alpha)] \\ + 2u_0 [\delta u \cos\beta\cos\theta\sin(\Omega(t-t_0)+\alpha) - \delta u \sin\theta\cos(\Omega(t-t_0)+\alpha)]$$

$$+2\frac{(t-t_0)}{t_E}\delta u [\cos\beta \sin\theta \sin(\Omega(t-t_0)+\alpha) + \cos\theta \cos(\Omega(t-t_0)+\alpha)] \quad (3.41)$$

où $\delta u = R_\oplus(1-x)/R_E$ représente la modulation de parallaxe (le rayon terrestre projeté dans le plan de la lentille en unité du rayon d'Einstein) et $t_E = R_E/v_t$ est la durée de l'événement sans parallaxe.

La dégénérescence des paramètres de la lentille, sa masse, distance et vitesse transverse, peut être levée partiellement en mesurant la parallaxe. En effet, la connaissance de la vitesse transverse de la lentille projetée dans le plan de l'observateur, permet de mettre une forte contrainte sur la vitesse projetée de la lentille

$$\tilde{v} \equiv \frac{v_t}{(1-x)} = \frac{R_\oplus}{t_E \delta u} \quad (3.42)$$

où t_E est la durée de l'événement et δu , la modulation due à l'effet de parallaxe. Si le déflecteur appartient au halo de la Galaxie ($v_t \sim 160 \text{ km/s}$) et la source au Grand Nuage de Magellan ($x = 0.25$), on obtient $\tilde{v} \sim 400 \text{ km/s}$. En revanche, si la lentille se localise dans le LMC lui-même ($v_t \sim 30 \text{ km/s}$ et $x \geq 0.98$), on a $\tilde{v} \geq 1500 \text{ km/s}$. Dans le cas des observations vers le Centre Galactique, qui nous intéressent particulièrement, une distinction si claire n'est pas immédiate, car la plage des vitesses \tilde{v} est large. Pour la plupart des lentilles du disque, on obtient $\tilde{v} \leq 500 \text{ km/s}$, alors que pour les lentilles dans le bulbe on a $0 \leq \tilde{v} \leq 3000 \text{ km/s}$. Une fraction significative des lentilles dans le bulbe avec $\tilde{v} \geq 600 \text{ km/s}$, peuvent être discriminées des lentilles dans le disque avec $\tilde{v} \leq 150 \text{ km/s}$. Cependant pour des valeurs $150 \leq \tilde{v} \leq 600 \text{ km/s}$ la distinction est difficile [Han and Gould, 1995b].

Une fois la lentille localisée et donc sa distance D_{OL} connue, on peut essayer de contraindre sa masse, à partir du rayon d'Einstein projeté dans le plan de l'observateur

$$\tilde{R}_E \equiv \frac{D_{OS}}{D_{LS}} R_E = \frac{\tilde{v}}{t_E} \quad (3.43)$$

Sur la figure 3.12, on montre le premier événement présentant un effet de parallaxe détecté par le groupe MACHO.

Pour finaliser cette étude, notons que les mesures de parallaxe et d'un effet de taille finie (à partir duquel nous obtenons le mouvement propre de la lentille), permettent de déterminer les trois paramètres : la masse M de la lentille, sa vitesse transverse v_t et sa distance D_{OL} .

3.2.4 Effet de *blending*

En raison de la faible probabilité que les événements microlentille surviennent, un grand nombre d'étoiles doivent être observées pour augmenter les chances de les détecter. Aussi, il est naturel que les zones de ciel scrutées par les expériences microlentille soient très denses. Le flux mesuré de chaque étoile est alors contaminé

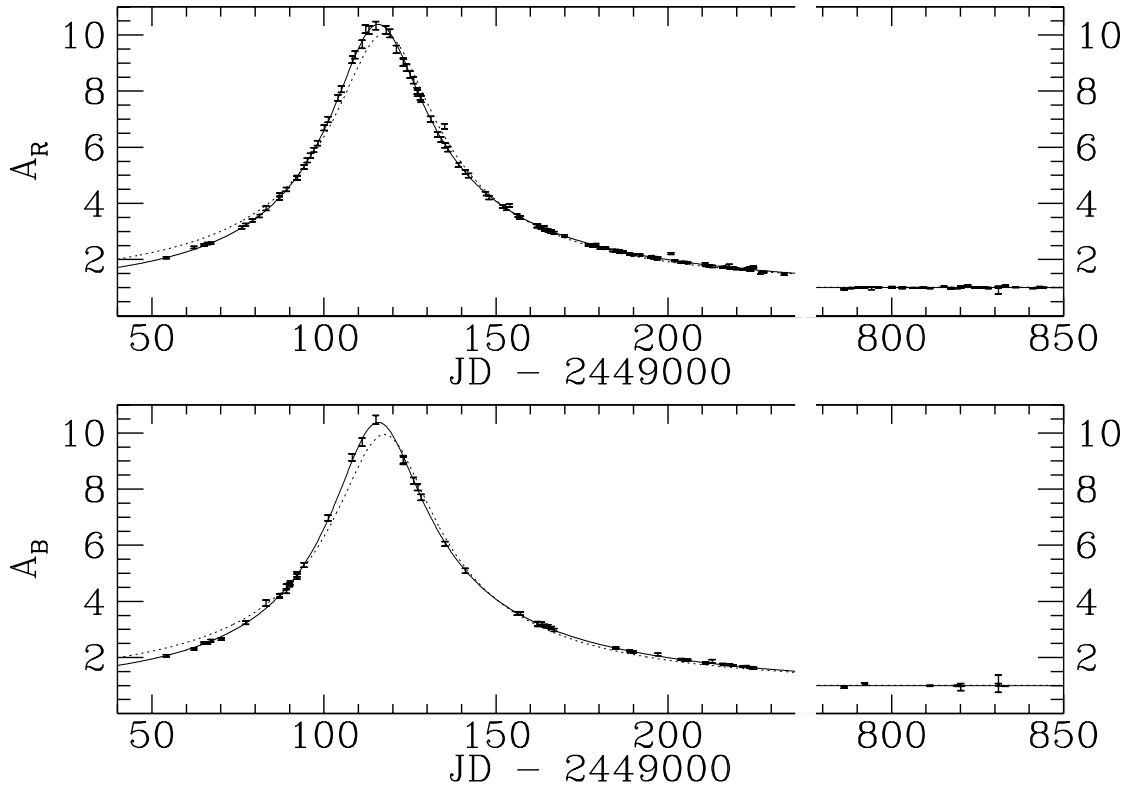


Fig. 3.12: Événement du groupe MACHO avec un effet de parallaxe dû au mouvement de la terre autour du soleil [Alcock et al., 1995a].

par les flux des étoiles voisines et par le fond d'étoiles de faible luminosité.

Considérons deux étoiles avec des flux F_1 et F_2 , dont la proximité angulaire ne permet pas de les résoudre. Le flux total mesuré de l'étoile que l'on observe en réalité est donné par

$$F_{tot}(\text{base}) = F_1 + F_2 . \quad (3.44)$$

Si l'étoile correspondant au flux F_1 subit un effet de microlentille, le flux total durant l'amplification A est

$$F_{tot}(\text{amplifié}) = A \times F_1 + F_2 . \quad (3.45)$$

L'amplification résultante observée est alors donnée par

$$A_{obs} - 1 \equiv \frac{F_{tot}(\text{amplifié})}{F_{tot}(\text{base})} - 1 \quad (3.46)$$

$$A_{obs} - 1 = (A - 1) \frac{F_1}{F_1 + F_2} . \quad (3.47)$$

On constate que l'amplification observée A_{obs} est toujours inférieure à la vraie amplification A . Il y a donc une sous-estimation systématique de la valeur de l'am-

plification. Une autre conséquence du *blending* est le chromatisme des courbes de lumière. En effet, si les deux étoiles sont de types spectraux différents, les courbes de lumière de l'étoile résultante observée en deux filtres distincts (qu'on désigne ici rouge et bleu), va présenter une amplification rouge supérieure ou inférieure à l'amplification bleue, dépendant de la différence de couleur entre les deux étoiles. Si on reprend la formule 3.47, on peut écrire l'amplification en bleu sous la forme suivante

$$A_{obs}(Bleu) - 1 = (A - 1) \frac{1}{1 + \frac{F_2(Bleu)}{F_1(Bleu)}}. \quad (3.48)$$

De la même façon, l'amplification rouge en termes de flux bleu est donnée par

$$A_{obs}(Rouge) - 1 = (A - 1) \frac{1}{1 + \frac{F_2(Bleu)}{F_1(Bleu)}} \times 10^{\Delta c/2.5}, \quad (3.49)$$

où Δc est la différence de couleur entre l'étoile de flux F_2 et l'étoile de flux F_1 . Nous pouvons maintenant étudier comment évoluent les amplifications rouge et bleue en fonction de Δc . Lorsque la différence de couleur est positive, c'est-à-dire l'étoile numéro 2 est plus rouge que l'étoile 1, l'amplification rouge $A_{obs}(Rouge)$ va être inférieure à l'amplification bleue $A_{obs}(Bleue)$. En effet, dans le flux de base rouge (sans amplification) il y a une contribution du flux rouge de l'étoile numéro 2 et le flux rouge total va donc paraître moins amplifié que le flux bleu total. Ceci est résumé dans les formules suivantes et illustré dans la figure 3.13

$$\frac{A_{obs}(Rouge) - 1}{A_{obs}(Bleue) - 1} = \begin{cases} \Delta c > 0 \implies \frac{A_{obs}(Rouge)-1}{A_{obs}(Bleue)-1} < 1 \\ \Delta c = 0 \implies \frac{A_{obs}(Rouge)-1}{A_{obs}(Bleue)-1} = 1 \\ \Delta c < 0 \implies \frac{A_{obs}(Rouge)-1}{A_{obs}(Bleue)-1} > 1 \end{cases}. \quad (3.50)$$

Une autre conséquence de l'effet de *blending* est la sous-estimation de la durée des événements microlentille. On rappelle ici qu'un des objectifs de cette thèse est celui de sonder si l'excès de courtes durées vers le Centre Galactique est dû au *blending* ou à une population inconnue de naines brunes dans le bulbe ou dans le disque galactiques. Pour distinguer ces deux possibilités, on a concentré notre analyse sur les courbes de lumière d'étoiles-sources suffisamment brillantes pour ne pas être affectées par cet effet systématique.

Pour comprendre la sous-estimation de la durée, on définit un rayon d'Einstein blendé $R_{E,b}$. Le paramètre d'impact $b = u \times R_E$ peut alors être donné par $b = u_b \times R_{E,b}$, où u_b est le paramètre d'impact en unité du rayon d'Einstein blendé, correspondant à l'amplification observée. Le rapport des durées avec et sans effet de *blending* est alors

$$\frac{t_{E,obs}}{t_E} \equiv \frac{R_{E,b}}{R_E} = \frac{u}{u_b}. \quad (3.51)$$

ILLUSTRATION OF BLENDING EFFECT

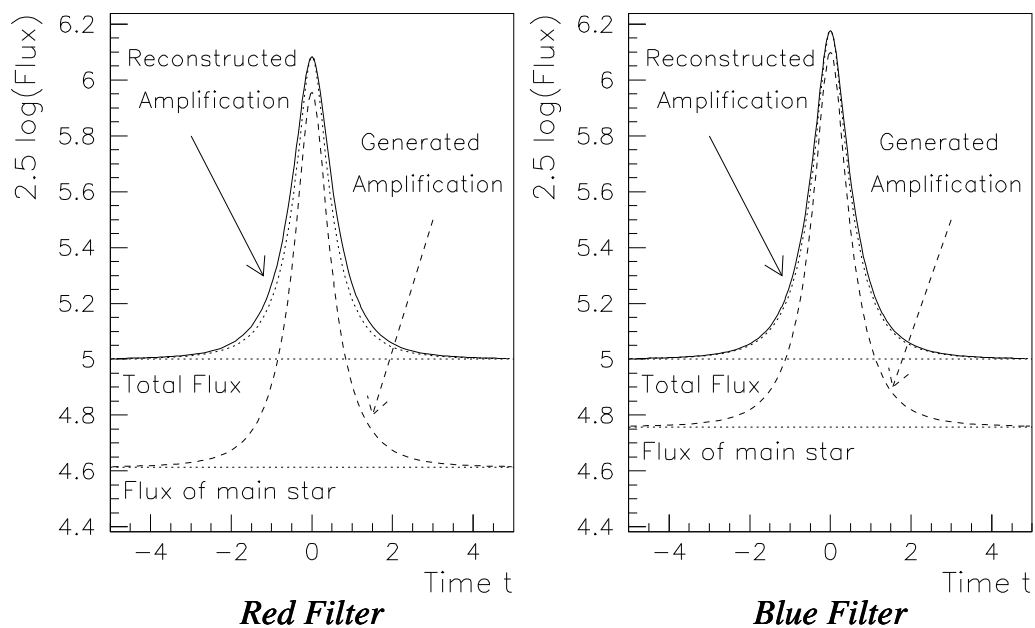


Fig. 3.13: Illustration de l'effet de *blending*. L'étoile principale associée à l'étoile reconstruite est amplifiée d'un facteur 3.4 (1.3 magnitudes), tandis que que l'amplification reconstruite est seulement d'un facteur 2.7 (1.1 magnitudes) en rouge et un facteur 3 (1.2 magnitudes) en bleu. La ligne en pointillées correspond à la vraie amplification de l'étoile-source et le trait plein se réfère à celle mesurée sur l'étoile reconstruite. L'amplification mesurée est alors plus petite que l'amplification subie par l'étoile-source. Les amplifications en rouge et bleu ne sont pas égales, car les contributions du flux *blendé* sont différentes en rouge et bleu (figure de [Palanque-Delabrouille, 1997]).

Il suffit maintenant de comparer $f = F_1/(F_{tot})$ avec les paramètres d'impact u et u_b qui peuvent être écrits de la façon suivante en considérant l'équation 3.10 et $A_{obs} = f(A - 1) + 1$

$$u = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{1 - 1/A^2}} - 2} \quad (3.52)$$

$$u_b = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{1 - 1/[f(A-1)+1]^2}} - 2}. \quad (3.53)$$

À l'évidence, u/u_b est toujours inférieur à l'unité et par conséquent $t_{E,obs}/t_E < 1$ aussi, car $A - 1 > f(A - 1)$. Sur la figure 3.14, on a représenté le rapport des durées en fonction de la fraction f .

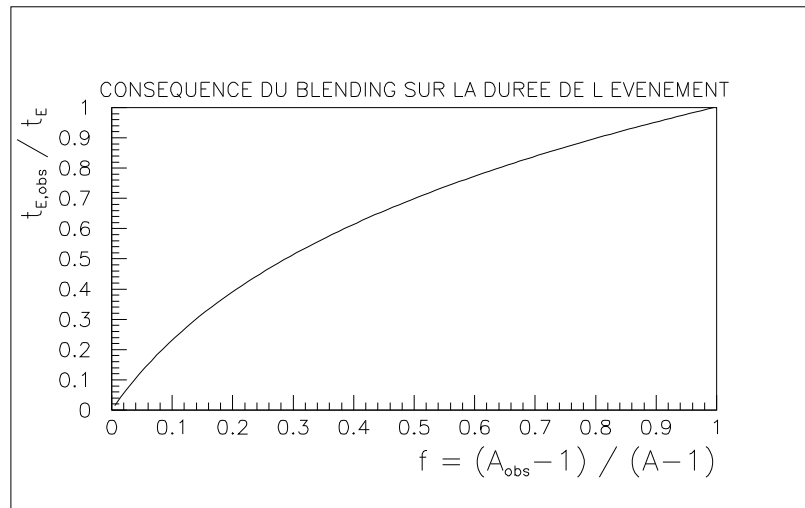


Fig. 3.14: $t_{E,obs}/t_E$ en fonction de la fraction f du flux de l'étoile microlentillée par rapport au flux total, pour une amplification $A = 1.34$.

Chapitre 4

L'Expérience EROS II

Sommaire

4.1	L'appareillage d'EROS II	90
4.1.1	L'optique	90
4.1.2	Le système de pointage et de guidage	92
4.1.3	Les caméras CCD	93
4.1.4	La cryogénie	94
4.1.5	Le système d'acquisition	94
4.1.6	La réduction en ligne des données	97
4.1.7	La base de données	98
4.2	Les programmes scientifiques d'EROS II	99
4.2.1	Le Centre Galactique-CG	99
4.2.2	Les Bras Spiraux	99
4.2.3	Les Nuages de Magellan	100
4.2.4	Le système d'alerte en ligne	100
4.2.5	La recherche automatique de supernovæ à décalage spectral intermédiaire	102
4.2.6	La recherche de naines blanches et naines rouges du halo par mouvement propre	102
4.2.7	L'étude des étoiles Céphéides des Nuages de Magellan	103

EROS — Expérience de Recherche d'Objets Sombres — est une collaboration majoritairement française entre plusieurs laboratoires de recherche, dont la principale contribution matérielle et humaine est apportée par le S.P.P. au Commissariat à l'Énergie Atomique (C.E.A.) à Saclay, par le LAL (IN2P3-CNRS) à Orsay et par l'IAP (INSU-CNRS) à Paris. La liste des membres d'EROS et des laboratoires impliqués se trouve dans l'annexe C.

Les motivations scientifiques de l'expérience EROS II ont été détaillées dans la section 2.4.6, lors de la description des diverses contraintes sur la masse de matière noire dans la Voie Lactée. Les expériences de recherche de l'effet de microlentille, notamment EROS I, MACHO et OGLE, ont apporté la preuve de la faisabilité de la recherche de matière noire par cette méthode. Bien que des résultats fondamentaux

aient été établis par EROS et MACHO sur un large éventail de masses d'objets compacts, $[10^{-7} - 0.02] M_{\odot}$, qui pourraient constituer le halo Galactique, plus de statistique et une sensibilité à des objets plus massifs étaient nécessaires. Par ailleurs, vers le Centre Galactique la profondeur optique mesurée $\tau_{CG} \sim 2 - 4 \times 10^{-6}$ était 2 à 3 fois plus élevée que les prévisions théoriques pour un modèle standard de la Galaxie. L'excès d'événements de courte durée pouvait en effet être dû à des problèmes de confusion d'étoiles, du fait de la haute densité des champs dans cette direction, ou à la présence de naines brunes dans le disque ou dans le bulbe. Le besoin d'une analyse indépendante de celle de MACHO et OGLE s'est ainsi imposé. Par ailleurs plus de statistique permet de mieux contraindre la fonction de masse dans le bulbe et une grande couverture en surface rend possible l'étude de la structure galactique, notamment l'orientation de la barre.

Suit une description de l'appareillage de EROS II, conçue en fonction des exigences scientifiques : une caméra à grand champ pour observer un grand nombre d'étoiles, un filtre à bande large pour avoir un maximum de flux ; un pointage et un guidage automatiques et une lecture des photon-électrons rapide, pour minimiser les temps morts et ainsi couvrir une grande surface de ciel et optimiser l'échantillonnage. Les différents programmes scientifiques d'EROS II seront évoqués par la suite.

4.1 L'appareillage d'EROS II

Le télescope de l'expérience EROS II se situe à l'Observatoire Européen Austral (ESO) de La Silla au Chili, au même emplacement que le T40, le télescope précédent de EROS I, dans la coupole du G.P.O. Le site à 2400m d'altitude et à l'extrémité sud du désert d'Atacama dans le nord du Chili, présente des conditions d'observation exceptionnelles. Le *seeing* moyen est de 0.8 seconde d'arc et la fraction de nuits photométriques par an est de 60%, environ 220 nuits. À une latitude de $29^{\circ}15'$ Sud, ce site est particulièrement favorable à l'observation du Centre Galactique et des Nuages de Magellan.

4.1.1 L'optique

Le télescope, le MARLY (MARseille/LYon), fut construit par les observatoires de Marseille et de Lyon et utilisé jusqu'en 1988 par l'observatoire de Haute-Provence. Pour l'expérience EROS II, beaucoup de changements ont été apportés à la mécanique du télescope, notamment pour permettre le montage de deux caméras CCD et un pointage et guidage automatiques. Le télescope possède une monture équatoriale, dont l'axe α ou d'ascension droite est aligné avec l'axe de la rotation de la Terre et l'axe δ ou de déclinaison est perpendiculaire au premier. Télescope de type Ritchey-Chrétien, la lumière est collectée par le miroir primaire de 1 mètre de diamètre, ensuite réfléchi vers le miroir secondaire et finalement acheminée vers les deux caméras, après avoir été séparée en deux faisceaux par un prisme dichroïque. L'acquisition de données est faite simultanément sur les deux caméras, de longueurs d'onde différentes pour tester

l'achromaticité des candidats microlentille. Sur la figure 4.1 on peut voir le schéma de l'optique du télescope.

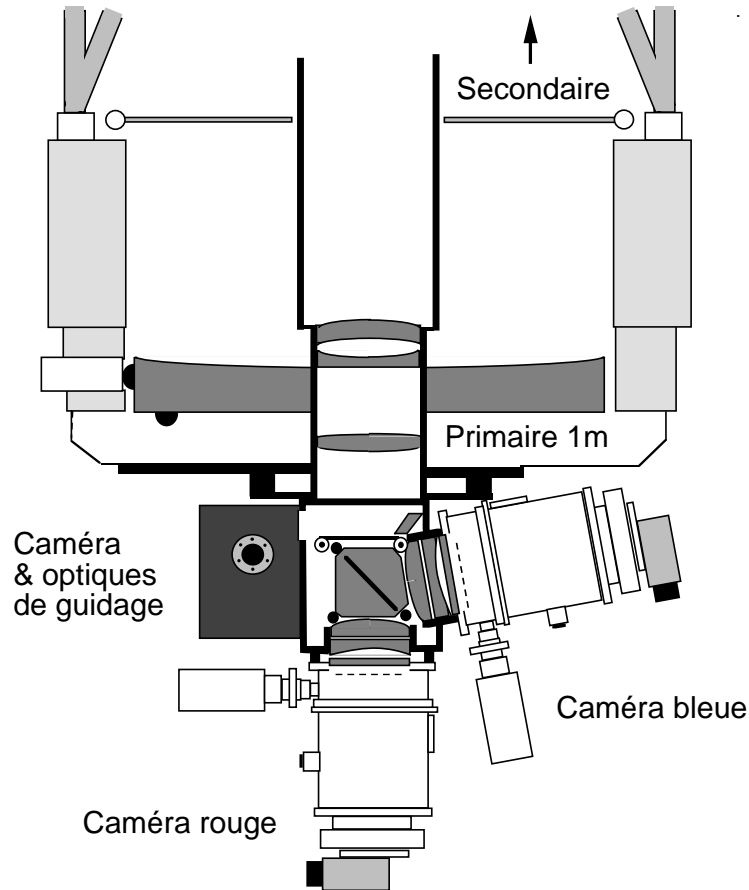


Fig. 4.1: Schéma de l'optique du télescope MARLY. Le miroir secondaire n'est pas montré. Au-dessous du miroir primaire se trouvent le cube dichroïque et les cryostats contenant respectivement la caméra rouge et la bleue. À gauche on peut voir le système de guidage.

Le filtre de la caméra dite “rouge” a une largeur de bande de 620 à 920 nm et la bande “bleue” de 420–720 nm. Cette appellation des couleurs peut induire en erreur, car en vérité le filtre rouge est centré sur le filtre I et le filtre bleu est un mélange entre les filtres visible V et rouge R, cf. figure 4.2. On rappelle que le choix de filtres non-standard a été fait en fonction de la largeur de la bande passante, pour avoir le plus de flux possible.

L'ouverture a été augmentée de $f/8$ à $f/5$, pour avoir un grand champ d'observation. La longueur finale de la focale est de 5.2m et la profondeur de champ de $\sim 100 \mu\text{m}$.

Le *seeing* moyen sur les premières images EROS II était de 2.5 secondes d'arc. La mise en place d'un système d'évacuation de la chaleur provenant de l'électronique, source de turbulence dans la coupole et donc de dégradation de la qualité des images,

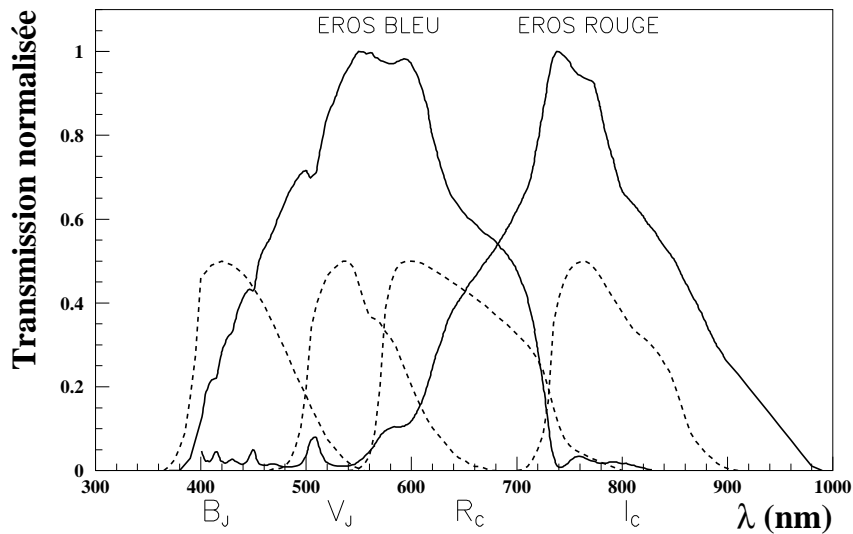


Fig. 4.2: Facteur de transmission global de l'optique.

a légèrement diminué le *seeing*¹. Après la réaluminisation du miroir primaire en mai 1998, des test optiques ont permis de partiellement corriger la coma. La contribution au *seeing* due à l'optique du télescope proprement dite a été évaluée à 0.4 seconde d'arc au zénith. La contribution de la coupole, des sources de chaleur et d'autres effets d'optique serait de 0.7 seconde d'arc. Le *seeing* final moyen sur les images EROS II a en effet été amélioré, passant de 2.5 à 2.1 secondes d'arc.

Plus de renseignements sur le dispositif optique sont données par [Bauer, 1997].

4.1.2 Le système de pointage et de guidage

La caméra de guidage contient un seul CCD de 1536×1024 pixels, couvrant un champ de 6×9 minutes d'arc. Un petit miroir au bord du champ du télescope réfléchit la lumière sur le système optique hors-axe de la caméra de guidage. Un programme de guidage sur un PC, dit PC de guidage, contrôle la recherche d'une étoile-guide, ainsi que le mouvement du télescope et de la coupole au travers d'une carte de commandes d'axes (carte GALAXE). Une fois trouvée une étoile guide, le programme de guidage prend un cliché toutes les 2 à 10 secondes, pour corriger du mouvement de la Terre et ainsi assurer l'asservissement de la position de l'étoile guide. Un modèle de pointage garantit la répétabilité du pointage, en effectuant des corrections qui prennent en compte la précession, l'aberration et la réfraction. Pour plus de renseignements se reporter à [Mansoux, 1997]. Le mouvement du télescope est suivi par le mouvement de la coupole au long de la nuit, pour garder l'ouverture sur le ciel en face du miroir. Une

1. Le *seeing* est la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF (Point Spread Function). Le *seeing* et le σ sont reliés par $seeing = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \sim 2.35\sigma$

limite de pointage, imposée par le programme de pointage, interdit que le télescope se positionne à moins de 25° en hauteur.

4.1.3 Les caméras CCD

Chacune des deux caméras est composée d'une mosaïque de 2×4 CCD LORAL 2k3eb, de 2048×2048 pixels. La taille du pixel est de $15 \mu\text{m}$, correspondant à une résolution angulaire de 0.6 seconde d'arc, soit un champ de $0.7^\circ \times 1.3^\circ$ par caméra.

Le signal de sortie en ADU (Analog Digital Unit) dépend du nombre d'électrons N , du gain g (en électrons/ADU) et de l'*offset* électronique O (en ADU)

$$S_{(ADU)} = \frac{1}{g} \times N_{(e^-)} + O_{(ADU)} \quad (4.1)$$

Même quand le temps de pose est nul, un signal est détecté sur le CCD correspondant à l'*offset* et au bruit de lecture. Une autre contribution au signal de sortie intrinsèque au CCD, est le courant noir ou thermique, toutefois considérablement réduit par le refroidissement des caméras à 180 K.

Les deux contributions principales au bruit sont le bruit de lecture (RO) et la statistique de photons. Le bruit associé au signal est alors

$$\sigma_{S(ADU)}^2 = \frac{1}{g^2} \left(\sigma_{N(e^-)}^2 + \sigma_{RO(e^-)}^2 \right) \quad (4.2)$$

L'équation peut être réécrite en considérant que le bruit de photons suit une loi de Poisson ($\sigma_{N(e^-)}^2 = \langle N(e^-) \rangle$) et en introduisant l'équation 4.1 (ayant préalablement soustrait l'*offset*)

$$\sigma_{S(ADU)}^2 = \frac{1}{g} \langle S_{(ADU)} \rangle + \sigma_{RO(ADU)}^2 \quad (4.3)$$

où $\langle S_{(ADU)} \rangle$ est la valeur moyenne du signal (soustrait de l'*offset*).

Pour chaque CCD on a mesuré le bruit de lecture, le gain, l'*offset*, ainsi que la dynamique. Dans la table 4.1.3 on peut voir les valeurs de ces grandeurs pour chaque CCD.

Les CCD présentent souvent des défauts, notamment des colonnes mortes et parfois étonnamment des pixels lumineux. La lecture des CCD étant faite par colonne, la présence d'un pixel mort neutralise toute la fraction de la colonne qui est lue après le pixel défectueux. Le CCD 2 bleu est particulièrement affecté. Les pixels lumineux sont un phénomène peu connu, ils émettent un signal comparable à une étoile brillante et très étendu, de l'ordre de plusieurs dizaines de pixels. Quelques CCD EROS II en possèdent. Un autre défaut, qui rend inutilisable toute une région d'un CCD, est une très basse efficacité dans le transfert des charges au long d'une ligne de quelques centaines de pixels de largeur. Toute la colonne correspondant à la largeur de la ligne n'est plus sensible au signal. Le CCD 2 rouge en est un autre exemple. Dans la table 4.2 sont quantifiés les trois types de défauts pour chaque CCD. Plus de détails sur les caméras sont donnés par [Bauer, 1997].

CCD #	RO (en e^-)	Dynamique (en e^-)	Gain (en e^-/ADU)	Saturation (in ADU)	Offset (en ADU)
R 0	6.5	75 000	1.70	44 000	4 750
R 1	8.7	105 000	1.91	55 000	4 670
R 2	CCD inutilisé jusqu'en novembre 1999				
R 3	6.4	85 000	1.85	45 000	5 030
R 4	6.6	82 000	1.70	48 000	3 360
R 5	6.4	85 000	1.66	53 000	6 690
R 6	6.4	76 000	1.99	38 000	5 740
R 7	6.7	91 000	1.82	50 000	5 360
B 0	6.0	57 000	1.63	35 000	5 750
B 1	7.4	64 000	2.00	32 000	4 620
B 2	6.1	90 000	1.67	54 000	4 900
B 3	5.9	75 000	1.69	44 000	5 130
B 4	6.1	78 000	1.78	44 000	4 950
B 5	6.3	80 000	1.89	42 000	4 140
B 6	6.2	74 000	1.84	40 000	5 330
B 7	6.7	100 000	1.78	56 000	5 650

Tab. 4.1: Caractéristiques électroniques des CCD. “R” signifie mosaïque rouge, “B” mosaïque bleue. Le CCD 2 rouge est mort à son arrivée au Chili. Au-delà de la saturation, la réponse du CCD n’est plus linéaire.

4.1.4 La cryogénie

Un courant noir ou thermique est généré dans les CCD, même en l’absence de photons, dû à l’agitation thermique. Ce courant est cependant négligeable quand les caméras sont refroidies jusqu’à 180 K (moins de 1 ADU toutes les 4 minutes). À cette fin, un nouveau système de cryogénie a été conçu par EROS II, pour permettre un refroidissement en circuit fermé. Ainsi, chaque caméra est en contact avec un bloc d’aluminium de 15 kg à travers une résistance thermique variable. L’autre extrémité du bloc est à son tour refroidie par une tête froide, qui se décolle durant la nuit pour éviter les vibrations et ainsi ne pas dégrader la qualité des images. Pendant cet arrêt nocturne, la caméra maintient sa basse température, car le bloc continue à la refroidir par inertie, avec une autonomie de 12 heures. Bien que ce système de cryogénie soit très efficace, la variation en température étant de l’ordre de 0.1 K, les têtes froides sont parfois défaillantes. Ainsi il est arrivé d’avoir seulement une des caméras fonctionnelle, pendant un à deux mois, et il a été décidé de maintenir le refroidissement en permanence, les vibrations de la tête froide contribuant au *seeing* de façon négligeable. L’ensemble du système est sous vide à 10^{-3} hPa. Un schéma du système de refroidissement est montré sur la figure 4.3. Pour plus de renseignements, on peut se reporter à [Bauer, 1997].

4.1.5 Le système d’acquisition

La spécificité des expériences de recherche de l’effet de microlentille, qui se traduit par un suivi tout au long de l’année et le plus fréquemment possible d’un grand nombre d’étoiles, afin de détecter les rares événements microlentille, requiert un

<i>CCD #</i>	<i>Pixels lumineux</i>	<i>Mauvais transfert de charges</i>	<i>Colonnes mortes</i>
R 0	1	-	1
R 1	2	-	2
R 2	-	1	2
R 3	-	-	2
R 4	-	-	-
R 5	-	-	3
R 6	-	-	6
R 7	1	-	-
B 0	-	-	1
B 1	-	-	4
B 2	-	-	20
B 3	-	-	-
B 4	-	-	7
B 5	-	-	4
B 6	-	-	12
B 7	-	-	-

Tab. 4.2: Défauts des CCD

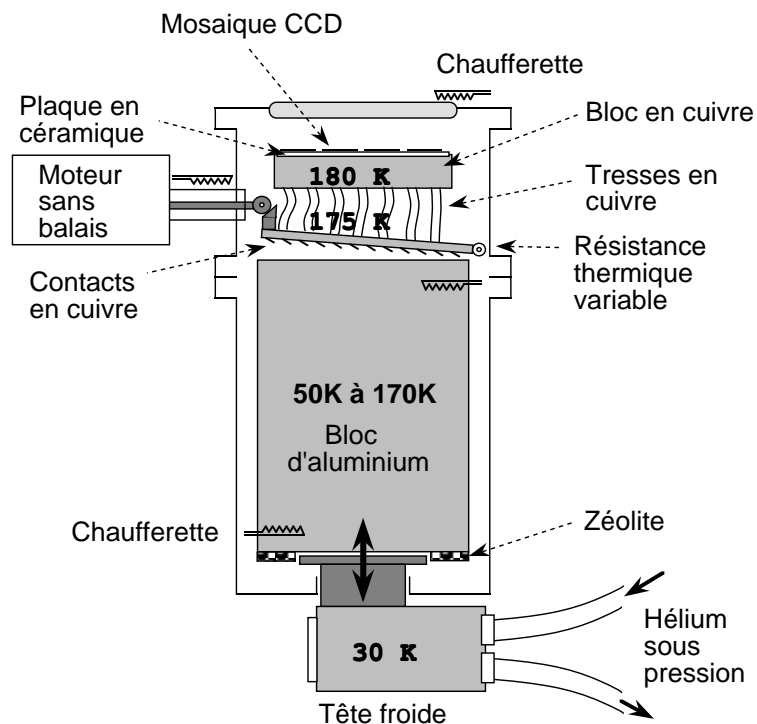


Fig. 4.3: Schéma du système de cryogénie.

système d'acquisition capable de gérer un grand flux de données, de l'ordre de 10 Go dans chaque couleur par nuit d'observation. En effet, pour les divers programmes de recherche, on suit plusieurs centaines de champs. Pour chaque bonne nuit sans

incidents techniques, on observe en moyenne 100 champs, soit 100 degrés carrés.

Le schéma du système d'acquisition est montré sur la figure 4.4. La prise d'images est faite simultanément, en parallèle, pour les deux couleurs. Ainsi existe-t-il deux chaînes d'acquisition, une pour la caméra rouge et l'autre pour la caméra bleue, qui fonctionnent en mode indépendant mais toutefois synchronisés. Chaque chaîne est composée d'une caméra CCD, d'un convertisseur analogique/numérique, d'une station VME (système OSF9) et d'une station alpha (système DEC). Le programme CATI (Calibration, Acquisition et Traitement d'Images), sur la station VME, gère l'électronique de la caméra, la position du miroir secondaire et l'état (ouvert/fermé) de l'obturateur. Le VME transmet également les images acquises par la caméra sur la station DEC, où les données sont conservées sur disque, jusqu'à la sauvegarde sur les bandes DLT (Digital Linear Tape), à la fin de la nuit d'observation. Les ordres du système de guidage et de pointage automatiques sont envoyés au télescope par l'intermédiaire du VME.

Les observations se déroulent en plusieurs étapes successives. En fin d'après-midi, on démarre le système d'acquisition CATI sur les stations VME, qui fonctionnent en mode maître-esclave, par souci de synchronisation. Ainsi, toutes les commandes données au VME rouge, le maître, sont transmises automatiquement et de façon identique au VME bleu, l'esclave. Il s'agit alors d'initialiser les tensions des CCD et le protocole de communication avec le système de pointage/guidage et les stations DEC. Suit la prise d'images d'éclairement uniforme ou *flat-fields*, ainsi que d'obscurités, cf. section 4.1.6 pour la réduction en ligne des images prises sur le ciel durant la nuit. À la fin de cette étape et quand le Soleil est bas sur l'horizon, on entreprend l'ouverture de la coupole pour permettre la ventilation de l'optique et ainsi optimiser la qualité des images, qui serait sinon dégradées par les effets de turbulence. Le choix des champs à observer pendant la nuit est fait sur une troisième station DEC. Un *planning* automatique propose des champs, selon la fréquence de la prise établie en début de saison, par les responsables des différents programmes de recherche. Une liste de champs est élaborée et envoyée au VME. Une fois la nuit astronomique commencée (Soleil sous l'horizon d'au moins 18°) et même un peu avant, les observations peuvent s'effectuer, selon le cycle suivant :

- Pointage et Guidage : le système de pointage/guidage (le PC de guidage) reçoit du VME les informations concernant le champ à observer. Le télescope et la coupole sont alors positionnés et une fois l'étoile guide trouvée, par l'intermédiaire de la caméra de guidage, le télescope est mis en marche pour suivre le mouvement de la Terre. L'ensemble des opérations prend 1 min–1 min 30 s.

- Prise des clichés : le VME reçoit du PC de guidage l'ordre d'ouvrir l'obturateur pour permettre aux caméras rouge et bleue de collecter les photons.

- Lecture du signal : après fermeture de l'obturateur, la lecture des 16 CCD est faite en parallèle par des contrôleurs DSP (Digital Signal Processor) en 50 s. Pendant ce temps le télescope se déplace pour pointer le champ suivant. Les VME reçoivent les images par une fibre optique et les affichent aussitôt sur deux écrans, un pour

l'image de la mosaïque rouge et l'autre pour la bleue.

- Archivage sur disque : chaque image correspond à un CCD, on a ainsi 16 images pour les deux mosaïques. Elles sont transmises respectivement aux stations DEC rouge et bleue et archivées sur disque. Alors sous la forme "brute", les images subissent une réduction (calibration de la réponse des pixels) au fur et à mesure de leur arrivée du VME et deviennent des données "réduites", cf. sous-section 4.1.6. L'archivage et le traitement des images prennent au total environ 3 minutes.

En fin de nuit, une fois les observations terminées, les données brutes et réduites des deux couleurs sont archivées séparément sur des bandes DLT. Les images sont ensuite effacées des disques des stations DEC pour libérer de la place pour la nuit d'observation suivante. Chaque semaine, sont envoyées en France alternativement les DLT des données brutes et réduites, mais jamais ensemble pour éviter la perte totale des données en cas de problème. Au centre de calcul de Lyon (CCIN2P3), le contenu des DLT réduites est transféré sur des bandes spéciales (3490) qui, une fois dans le robot, permettent l'accès immédiat aux images via internet, pour être analysées par les différents programmes de recherche. Tous les membres du groupe EROS reçoivent quotidiennement un compte-rendu des observations de la nuit, envoyé automatiquement par les stations DEC au Chili. Dans ce compte-rendu sont écrits de façon automatique les noms des champs observés et l'heure de la prise, ainsi que la qualité des images. L'observateur en mission se doit de noter dans ce compte-rendu tous les problèmes rencontrés durant la nuit.

4.1.6 La réduction en ligne des données

La réduction des images consiste dans l'obtention d'un flux par pixel, qui soit directement proportionnel au nombre de photons reçus. Pour cela il est nécessaire d'éliminer la contribution au signal de l'*offset* électronique et d'uniformiser la réponse de chaque pixel, en corrigeant du vignettage (les CCD au bord de la mosaïque sont moins bien éclairés que ceux du centre) et d'autres inhomogénéités des CCD. L'*offset* est obtenu en moyennant plusieurs images prises sans éclairage. Les images de champ plat ou *flat-fields*, qui servent à l'uniformisation, sont prises avec un temps de pose d'environ 50 s, avec une lumière diffuse, réfléchi par un écran situé dans la coupole du télescope. Les *flat-fields* peuvent également être pris sur le ciel au crépuscule ou à l'aube. délicate et ardue, car la luminosité du ciel baisse rapidement et il faut estimer correctement les temps de pose successifs.

Le signal recherché par pixel peut alors être extrait par la formule suivante

$$S_{\text{Réd.}(ADU)} = \frac{S_{(ADU)} - O_{\text{Moy.}(ADU)}}{FF_{\text{Moy.}(ADU)} - O_{\text{Moy.}(ADU)}} \times \langle FF_{\text{Moy.}(ADU)} - O_{\text{Moy.}(ADU)} \rangle_{\text{pixel}} \quad (4.4)$$

où $O_{\text{Moy.}(ADU)}$ est un *offset* moyen de neuf *offset* et $FF_{\text{Moy.}(ADU)}$ un *flat-field* moyen. La division par le *flat-field*, auquel l'*offset* a également été soustrait, permet de corriger l'effet du vignettage. Afin de conserver la dynamique de l'image, on multiplie par la valeur moyenne sur tous les pixels de l'image *flat-field*,

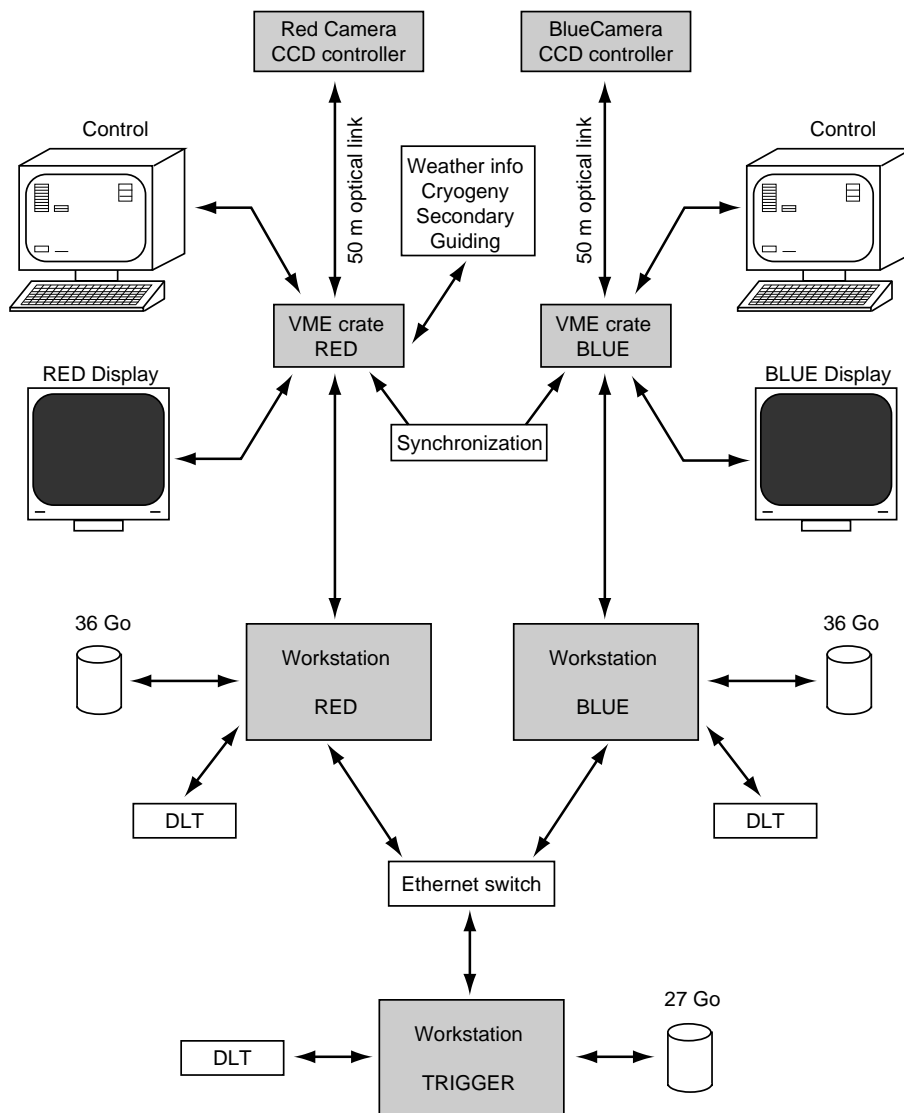


Fig. 4.4: Schéma du système d'acquisition.

$$\langle FF_{Moy.(ADU)} - O_{Moy.(ADU)} \rangle_{pixel}$$

4.1.7 La base de données

Après la réduction en ligne, la qualité des images réduites est déterminée par un programme qui donne une estimation approximative du fond de ciel, la dispersion du fond de ciel, du *seeing* et de l'absorption atmosphérique. Plus de détails sont donnés dans [Palanque-Delabrouille, 1997]. Ces informations sont sauvegardées dans l'en-tête des fichiers des images et dans le compte-rendu des observations, envoyé tous les jours aux membres d'EROS à partir du Chili. Une base de données ORACLE installé dans une troisième station DEC, est mise à jour à la fin de la nuit d'observations, avec les

caractéristiques de chaque nouvelle image. Une deuxième base de données ORACLE, plus complète et outil essentiel de l'analyse des données, a été implantée au Centre de Calcul de Lyon. Une fois les bandes DLT arrivées du Chili, les images sont accessibles via internet au travers d'un robot d'une capacité de plusieurs téra-octets. La base de données permet alors de sélectionner des images pour l'analyse au moyen des paramètres de qualité. Elle permet également de gérer l'accès aux fichiers contenant les courbes de lumière, produites au CCPN.

4.2 Les programmes scientifiques d'EROS II

Le programme scientifique principal de l'expérience EROS II est la recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles, 80% du temps télescope lui étant dédiés. Les 20% restant concernent d'autres projets, comme la recherche de naines rouges et blanches par leur mouvement propre ou la recherche de supernovæ proches.

4.2.1 Le Centre Galactique-CG

La première analyse des données EROS II vers le Centre Galactique fait l'objet de cette thèse. On rappelle que l'objectif est de proposer une analyse indépendante des groupes MACHO et OGLE, pour comprendre l'excès d'événements microlentille vers le Centre Galactique. Pour cela les courbes de lumière de 2.3×10^6 étoiles, durant presque 3 ans d'observations, ont été analysées. Le résultat ainsi obtenu sur la profondeur optique en direction du Centre Galactique est interprété à la lumière des connaissances actuelles de la structure galactique.

4.2.2 Les Bras Spiraux

L'excès d'événements microlentille vers le Centre Galactique peut être dû au bulbe en forme de barre. Il est donc important de séparer les contributions à la profondeur optique due au disque et au bulbe. Pour évaluer la contribution du disque, quatre directions d'observations ont été choisies loin du Centre Galactique. Ces directions, désignées par β & $\gamma Scuti$, $\gamma Normæ$ et $\theta Muscæ$, correspondent à 29 champs, soit une surface de 29 degrés carrés. L'analyse de 9.1 millions d'étoiles, suivies durant 3 années, a révélé 7 événements microlentille [Derue, 1998], [EROS-Derue et al., 1999], [EROS-Derue et al., 2000]. La profondeur optique moyennée sur tous les champs est de $\tau = 0.45_{-0.11}^{+0.24} \times 10^{-6}$, compatible avec un modèle galactique standard. Néanmoins, un excès d'événements de courtes durées, dont la signification statistique est faible, dans la direction la plus proche du Centre Galactique pourrait être dû à la présence de la barre.

4.2.3 Les Nuages de Magellan

L'observation vers les Nuages de Magellan permet de sonder l'hypothèse d'un halo sombre dans notre Galaxie composé d'objets compacts. Ces galaxies satellites ont l'avantage de posséder un grand nombre d'étoiles par champ, de l'ordre de 1 million et de se trouver suffisamment proches pour bien les résoudre avec des télescopes au sol de la classe de 1 m. L'angle de la ligne de visée avec le plan galactique est différent pour le SMC et le LMC, ce qui permet d'étudier la forme du halo. L'analyse des courbes de lumière de 5.3 millions d'étoiles, correspondant à deux années d'observation en direction du SMC a révélé un candidat microlentille avec une durée de 123 jours [Palanque-Delabrouille et al., 1997], [Afonso et al., 1999]. Aucun effet de parallaxe, dû au mouvement de la Terre autour du Soleil n'a été détecté dans la courbe de lumière. Ceci favorise l'hypothèse du *self-lensing*, la lentille appartiendrait alors au SMC lui-même. L'analyse de 25 millions d'étoiles vers le LMC a révélé 4 candidats microlentille avec une durée moyenne de 35 jours, correspondant à des défecteurs de masse $\sim 0.2 M_{\odot}$ [Lasserre et al., 2000],[Lasserre, 2000]. Les résultats combinés d'EROS I et EROS II vers les Nuages de Magellan, en excluant le candidat vers le SMC d'EROS II, parce qu'il ne se trouve fort probablement pas dans le halo, ont permis d'établir des contraintes sur la masse des objets compacts, qui composent le halo sombre. Ainsi, les objets compacts de masse comprise entre $10^{-7} M_{\odot}$ et $10^{-2} M_{\odot}$ ne constituent pas plus de 10% de la masse d'un halo standard et ceux de masse entre $10^{-2} M_{\odot}$ et $1 M_{\odot}$ ne contribuent pas plus de 40% à 95% de degré de confiance.

4.2.4 Le système d'alerte en ligne

Un système d'alerte en ligne consiste à surveiller en temps réel l'évolution de la courbe de lumière des étoiles, pour détecter le plus tôt possible une variation qui ressemble à un effet de microlentille gravitationnelle. Ceci permet de suivre en détail l'événement en cours, en décidant d'un échantillonnage temporel plus serré, afin de repérer des structures fines sur les courbes de lumière. En effet, lors de l'étude théorique des microlentilles au chapitre 3, on a vu qu'il existe des événements microlentille non-standard, causés par des lentilles doubles, des étoiles sources binaires ou encore par l'effet de parallaxe, quand l'événement est suffisamment long pour être affecté par le mouvement de la Terre autour du Soleil. Vers le Centre Galactique on recherche principalement les perturbations de la courbe de lumière dû à une lentille binaire ou éventuellement à la présence d'une planète extra-solaire autour de la lentille principale. Ceci constitue une nouvelle méthode alternative aux techniques plus courantes de recherche de planètes extra-solaires dans notre Galaxie, [Gould and Loeb, 1992], [Afonso, 1998]. Le groupe PLANET, dont on a mentionné les objectifs scientifiques dans la section 2.4.5, s'y intéresse particulièrement. Jusqu'à présent, une planète extra-solaire du type Jupiter, sans être confirmée et même très contestée, semble avoir été détectée par effet de microlentille gravitationnelle, par le groupe MACHO [Bennett et al., 1999].

Le déclenchement de l'alerte pour la communauté internationale permet le suivi

de l'étoile par plusieurs groupes dans le monde autres qu'EROS, notamment MACHO/GMAN, OGLE et PLANET. Ceci garantit l'observation en continu de l'objet, car les télescopes se situent dans des zones horaires différentes. Lorsque le jour se lève au Chili, un autre groupe peut prendre le relais. Aussi, en cas de mauvais temps dans un des observatoires, le suivi pourra toujours être assuré par un autre télescope. L'événement microlentille double SMC98-1, dont l'alerte avait été déclenchée par MACHO et GMAN, est un bon exemple de l'intérêt d'une collaboration internationale. Les données des divers groupes de recherche ont été rassemblées afin de faire une analyse combinée [Afonso et al., 2000]. Dans la figure 4.5 on peut voir la courbe de lumière complète de l'événement SMC98-1. Les résultats ont permis de situer la lentille dans le SMC. Notons que cette collaboration internationale qui a donné naissance à un article constitue une première dans la communauté des microlentilles.

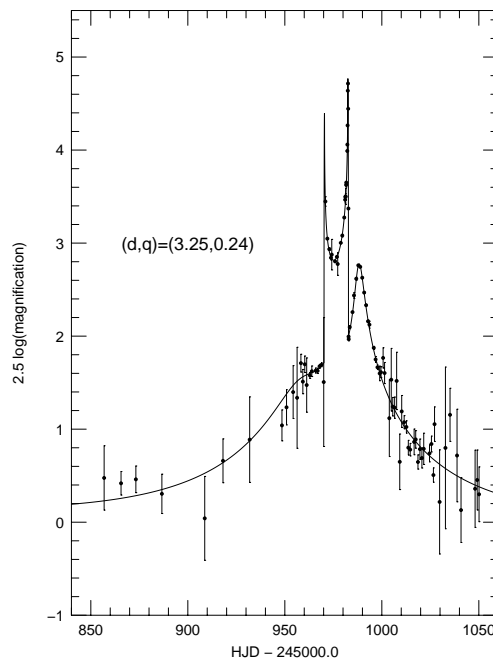


Fig. 4.5: Courbe de lumière complète pour l'événement SMC98-1, d'après les données de 6 collaborations.

Le système d'alerte du groupe MACHO a détecté plus de 200 candidats durant son activité de 1995 à la fin 1999. Le groupe OGLE a déclenché 8 alertes de 1994 à 1995 et 167 entre 1998 et 2000, lors de la deuxième phase OGLE II. L'expérience EROS II a installé un système semblable en 1998, qui fonctionnera jusqu'à la fin de l'expérience. Après chaque nuit d'observation, les nouvelles mesures du flux sont ajoutées aux courbes de lumière. L'alerte est donnée après s'être assuré de la qualité de l'ajustement d'une courbe microlentille sur la courbe de lumière du candidat en cours. Seulement une partie des champs est surveillée pour le moment, notamment 4.5 millions d'étoiles vers le Centre Galactique, 4.5 millions d'étoiles vers le SMC

et 8 millions vers le LMC. Le système d'alerte a permis de détecter 8 candidats microlentille vers le Centre Galactique et 2 novæ vers le SMC. Suite à cette dernière découverte deux télégrammes IAU ont été envoyés, IAUC 7239 et 7286.

4.2.5 La recherche automatique de supernovæ à décalage spectral intermédiaire

L'expérience EROS II se prêtait particulièrement bien à la recherche de supernovæ Ia, car la caméra à grand champ permet de suivre une grande surface de ciel et compenser leur rareté, de l'ordre de 1 explosion de SNIa tous les 300 ans par galaxie. La limite de détection à la magnitude 21.5 dans la bande V_{EROS} , restreint la recherche de supernovæ proches, aux décalages spectraux $0.02 < z < 0.2$. Bien que les supernovæ lointaines soient d'un plus grand intérêt pour la cosmologie, l'estimation de Ω_M et Ω_Λ dépend des méthodes d'inter-calibration des supernovæ du type Ia, établies à partir des observations de supernovæ proches ($z \leq 0.2$). La recherche de supernovæ proches est également indispensable pour mieux connaître le taux de supernovæ. Le taux d'explosion d'étoiles donnant naissance à des supernovæ et plus particulièrement l'évolution des supernovæ en fonction de leur décalage spectral, permet non seulement de comprendre l'histoire chimique de l'Univers, mais également de remonter jusqu'aux progéniteurs des supernovæ du type Ia.

Une chaîne d'analyse spécialement conçue par [Hardin, 1998] soustrait les galaxies des images de référence aux images courantes prises un mois plus tard. Les candidats supernovæ sont alors recherchés sur l'image de différence. Tous les clichés sont acquis autour de la Nouvelle Lune, pour que le fond de ciel soit plus faible. Une soixantaine de supernovæ ont été trouvées par EROS jusqu'à présent. Le taux de supernovæ du type Ia été estimé à $\mathcal{R} = 0.44_{-0.21}^{+0.35+0.13} h^2 / 10^{10} L_\odot / 100$ ans, pour un décalage spectral de ~ 0.1 , en supposant que le taux d'explosion par galaxie est proportionnel à la luminosité de la galaxie [Hardin et al., 2000].

4.2.6 La recherche de naines blanches et naines rouges du halo par mouvement propre

Les naines blanches sont des résidus stellaires. Elles sont le résultat de l'évolution des étoiles de faible masse, entre 0.26 et environ $8 M_\odot$. Pendant les phases de géante rouge puis de nébuleuse planétaire, l'étoile expulse tout ou partie de ses couches périphériques et le cœur est parfois mis à nu. La naine blanche se contracte alors et commence à se refroidir. Selon qu'elle conserve une partie de son enveloppe d'hydrogène ou qu'elle en accrète du milieu interstellaire, ou non, la naine sera classée DA (à atmosphère d'hydrogène), DB (à atmosphère d'hélium), ou autres selon les raies d'absorption de son spectre. On prévoit que les naines blanches DA froides sont bleues [Saumon and Jacobson, 1999, Hansen, 1999]; ceci est confirmé par quelques rares exemples récemment détectés ([Ibata, 2000, Harris et al., 2001, Oppenheimer et al., 2001]). Les deux filtres d'EROS permettent d'effectuer une recherche plus indépendante des modèles, dans

le visible ou dans le proche-infrarouge.

Les naines rouges sont des étoiles de faible masse, tandis que les naines brunes sont des objets sous-stellaires, dont la masse ne permet pas l'équilibre gravitationnel de l'étoile par les réactions thermonucléaires. Les couleurs prévues et observées de ces objets sont très rouges ; leur détection par EROS est possible dans la voie rouge.

Les recherches par mouvement propre faites par la collaboration EROS II se déroulent sur une base de temps de deux à quatre ans selon les champs. Ceux-ci sont observés une ou plusieurs fois chaque année. Au cours d'environ 100 nuits proches de la Nouvelle Lune, une heure à une heure et demie a été consacrée à l'observation des champs, proches du méridien pour limiter la réfraction atmosphérique. Certaines des observations ont été partagées avec le programme de recherche de supernovæ.

Une chaîne d'analyse a été spécialement conçue pour croiser les catalogues des différentes époques en imposant des contraintes sur les positions et le flux mesurés, et pour construire des *fichiers de suivi* astrométriques, dans lesquels les positions des étoiles des différentes époques, alignées sur un catalogue de référence, sont conservées en fonction de la date d'observation.

Les premières trois années d'observations d'EROS II ont permis d'établir à partir du suivi de 250 degrés carrés une limite supérieure de 5 %, à 95% de degré de confiance, pour la contribution de naines blanches d'un halo de 14 milliards d'années, d'après le modèle de naines blanches de [Chabrier, 1999], ou de naines blanches de magnitude $M_V = 17$ et $1 \leq V - I \leq 1.5$ [Goldman, 2001]. Ce résultat est compatible avec les recherches EROS de matière noire par effet de microlentille vers les Nuages de Magellan. Il y a également accord avec l'analyse des observations de mouvements propres par [Flynn et al., 1999] et [Ibata, 2000]. Toutefois, il est incompatible avec une contribution au halo de 50% de naines blanches de magnitude $M_V = 17$, suggérée par [Ibata et al., 1999] et [Méndez and Minniti, 2000]. Les objets ponctuels de couleur bleue de [Méndez and Minniti, 2000] n'ont pas encore été confirmés comme étant des naines blanches, tandis que les détections de [Ibata et al., 1999] ont été infirmées (Ibata, 2001, communication personnelle). Une contrainte semblable peut être mise sur la contribution des naines rouges ou brunes de magnitude $M_I = 17$, d'au plus 5%, à 95% de degré de confiance. Pour plus de détails on peut se reporter à la thèse de [Goldman, 2001].

4.2.7 L'étude des étoiles Céphéides des Nuages de Magellan

Les céphéides sont des étoiles supergéantes, appartenant à la population I. Elles sont des variables pulsantes, avec des périodes allant typiquement de 1 à 50 jours et une variation en amplitude de 0.3 à 2.5 magnitudes. La relation entre la période de la céphéide et la magnitude absolue (luminosité), découverte par Henrietta Leavitt à partir de céphéides du SMC, permet de déterminer la distance aux étoiles et aux galaxies proches

$$M_V = \alpha + \beta \log_{10}(P) + \gamma(B - V)_0 \quad (4.5)$$

où M_V est la magnitude absolue de la céphéide, P la période de variabilité, $(B - V)_0$ la couleur et α le point zéro. La collaboration EROS I s'est intéressée à la recherche de céphéides dans les Nuages de Magellan, EROS II ayant poursuivi le programme en 1996 et 1997 [Bauer, 1997]. L'identification de 40 céphéides dans le LMC et de 400 dans le SMC par EROS I a permis de détecter une éventuelle différence entre les relations période-luminosité du LMC et SMC, due à leurs métallicités distinctes ($Z=0.004$ pour le LMC et $Z=0.009$ pour le SMC) [Beaulieu et al., 1995]. EROS II n'a pas confirmé cela. En revanche, la détection de 300 céphéides dans le LMC et 600 dans le SMC, a révélé un effet nouveau, une brisure de pente dans la relation période-luminosité² des céphéides du SMC, pour les périodes inférieures à 2.5 jours [Bauer et al., 1999]. Ceci a également été confirmé par le groupe OGLE [Udalski et al., 1999]. Les déterminations de distances extragalactiques à partir de la relation période-luminosité pour les céphéides de périodes au-delà de la valeur de rupture de pente restent valables. La figure 4.6 montre les relations période-luminosité pour les céphéides du LMC et du SMC, identifiées par EROS II. Enfin, l'épaisseur du LMC a pu être estimée à 2.5 kpc, à partir de la dispersion de la relation période-luminosité. Une fraction d'événements de microlentille détectés vers le LMC serait alors éventuellement due à des lentilles appartenant au LMC. Cette valeur est néanmoins compatible à 2σ avec une épaisseur nulle [Bauer et al., 1999].

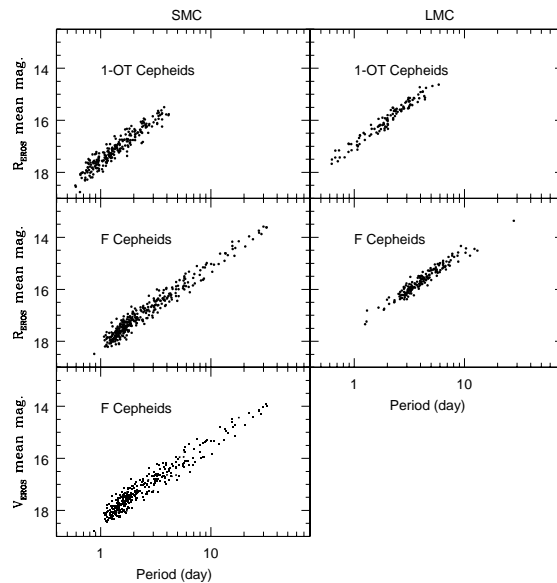


Fig. 4.6: Diagrammes de période-luminosité pour le LMC et le SMC pour les céphéides identifiées par EROS II. Une brisure de pente a été détectée pour les céphéides du SMC avec des périodes inférieures à 2.5 jours.

2. changement du coefficient β dans l'équation 4.5

Chapitre 5

Prise de données

Sommaire

5.1	Prise de données selon les différentes lignes de visée . . .	105
5.1.1	La répartition de la prise de données entre les différents programmes	105
5.1.2	La distribution des champs EROS II	107
5.1.3	Le volume de données	107
5.2	Prise de données vers le Centre Galactique	109
5.2.1	Choix des champs Centre Galactique	109
5.2.2	Stratégie d'observation vers le Centre Galactique	112
5.2.3	Liste des champs Centre Galactique	117

Ce chapitre est consacré à la prise de données essentiellement vers le Centre Galactique. Une description de la répartition des observations entre les différents programmes EROS II sera faite brièvement. On se concentrera ensuite sur la direction Centre Galactique, où l'on détaillera le choix des champs observés, leur position dans le ciel et l'évolution de la stratégie d'observation au long de la thèse, afin d'optimiser la prise de données.

5.1 Prise de données selon les différentes lignes de visée

Dans la section 4.2, nous avons décrit les différents programmes EROS II. Nous y avons mentionné qu'EROS II se consacre essentiellement à la recherche de microlentilles gravitationnelles vers les Nuages de Magellan (LMC et SMC), le Centre Galactique (CG) et les Bras Spiraux (BS). Environ 10% à 20% du temps d'observation concerne la recherche de naines blanches et de naines rouges par mouvement propre et la recherche de supernovæ proches. Ces deux derniers programmes utilisent en partie les mêmes images.

5.1.1 La répartition de la prise de données entre les différents programmes

La figure 5.1 montre la visibilité des différentes lignes de visée, en fonction de l'heure dans la nuit (en temps universel) et de l'époque dans l'année. Le LMC et SMC entrent peu en conflit avec les observations du Centre Galactique, contrairement à la prise de données vers les Bras Spiraux. Les observations du Centre Galactique et des Bras Spiraux se font en effet de février à octobre, les ascensions droites α des deux lignes de visée étant similaires. Pour le Centre Galactique on a $17\text{h}30 < \alpha < 18\text{h}30$ et pour les Bras Spiraux les valeurs sont $\alpha \sim 18\text{h}30$ pour β & γSct , $\alpha \sim 16\text{h}20$ pour γNor et $\alpha \sim 13\text{h}30$ pour θMus . Quand le Centre Galactique et la Pleine Lune se trouvent proches dans le ciel, il est impossible d'observer les champs CG, car on est extrêmement gêné par la lumière de la lune. Ceci arrive pendant ~ 4 jours par lunaison et par malheur quand le Centre Galactique est proche de l'écliptique. Le LMC est observé de juillet à fin mai et le SMC de mai à février. Les images de référence pour la recherche de supernovæ, également utilisées pour la détection de naines rouges et naines blanches, sont observables toute l'année et prises une fois par mois autour de la Nouvelle Lune, pendant les périodes de recherche, à l'exception des mois de juin/juillet où la Voie Lactée est à son zénith.

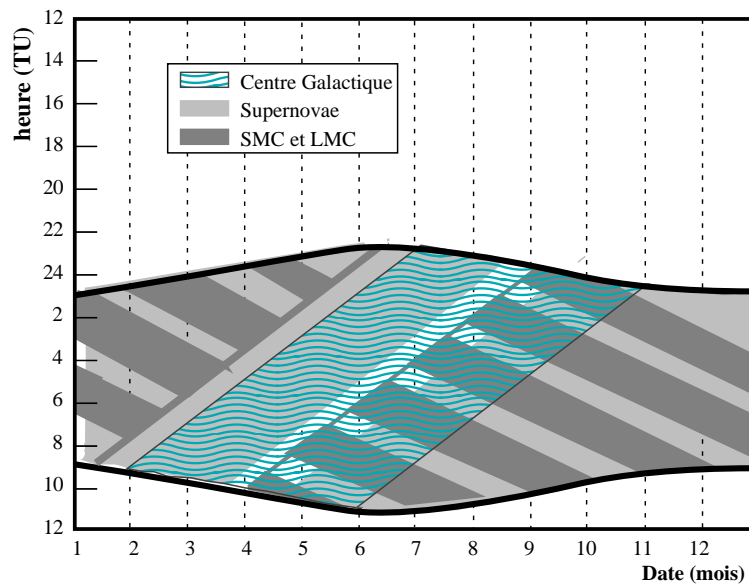


Fig. 5.1: Visibilité des différentes cibles, en fonction de l'heure dans la nuit (temps universel) et de l'époque dans l'année. Le Centre Galactique est montré en ondelettes, le LMC et le SMC en gris foncé. Les programmes de recherche de supernovæ et de naines rouges, en gris clair, utilisent les mêmes champs, observables tout au long de l'année, à l'exception d'une semaine tous les mois pendant la Pleine Lune. Les sinusoides délimitent la durée de la nuit astronomique, qui commence quand le soleil est au-dessous de l'horizon d'au moins 18° . Le décalage horaire entre la France et le Chili est de 4 heures pendant l'été austral et de 6 heures pendant l'hiver austral.

La nuit est partagée entre les différents programmes d'observation par ordre croissant d'ascension droite α , pour prendre les images au plus proche du méridien ($\alpha \approx \text{Temps Sidéral}$) et ainsi minimiser l'*airmass*, proportionnelle à l'épaisseur d'atmosphère traversée. Le pointage du télescope est limité à une plage d'angles horaires

($AH=TS-\alpha$) de $-6h30$ à $+6h30$, pour des raisons mécaniques et à une hauteur supérieure à 25 degrés.

Comme exemple d'une nuit d'observation, prenons le programme de la prise de données d'une nuit de juillet, pendant l'hiver austral. Le démarrage des observations se fait un peu avant la nuit astronomique (soleil au-dessous de l'horizon d'au moins 18 degrés), la lumière du crépuscule astronomique gênant peu la recherche de microlentilles par photométrie relative. Ainsi, vers $13h00$ temps sidéral (TS), autour de $19h00$ heure locale (HL) on commence par les Bras Spiraux, dont les α se situent entre $13h00$ et $19h00$, comme on l'a vu plus haut. Après environ une heure d'observation on passe au Centre Galactique qui est à son maximum autour de $TS \sim 18h00$, ce qui correspond à minuit HL. Environ 5 heures d'observations lui sont consacrées, de $20h00$ HL jusqu'à $1h00$ HL, on est donc à $19h00$ TS. On poursuit avec le SMC, dont les différents champs ont un $\alpha = 00h30-1h00$. Si l'on est dans la phase de la Nouvelle Lune, on prend des champs pour la recherche de supernovæ et de naines rouges/blanches (champs mouvement propre-MP) au méridien. Si leur $\alpha \sim 22h30$ on arrête la prise de données vers le SMC autour $21h30$ TS ($\sim 3h00$ HL), pour observer les champs MP. Ensuite, le restant de la nuit est consacré au LMC avec $5h00 < \alpha < 6h00$, que l'on commence à observer dès que l'angle horaire le permet, vers $22h30-23h00$ TS, donc $3h30-4h00$ du matin.

5.1.2 La distribution des champs EROS II

La distribution dans le ciel de la totalité des champs EROS II est montrée sur la figure 5.2, où l'on a représenté les champs du Centre Galactique, ainsi que ceux des Nuages de Magellan (SMC et LMC), ceux des Bas Spiraux et les champs mouvement propre (MP). Le nombre de champs par ligne de visée, le nombre d'étoiles et des plages des temps de pose par cliché sont donnés dans le tableau 5.1.

	LMC	SMC	CG	BS	MP/SN
No. de champs	88	10	82	29	530
No. d'étoiles ($\times 10^6$)	> 30	5.3	~ 20	10	1
Temps de pose (s)	180–900	300–900	120–180	120–180	300–600
Intervalle de temps entre chaque prise du même champ (jours)	3–7	3	1–2	2–3	365/30

Tab. 5.1: Caractéristiques des programmes EROS II vers les Nuages de Magellan, le Centre Galactique, les Bras Spiraux et les champs Mouvement Propre et Supernovæ .

5.1.3 Le volume de données

Les expériences de microlentille nécessitent le suivi régulier d'un grand nombre d'étoiles pour augmenter la probabilité de détection d'événements. Cette stratégie

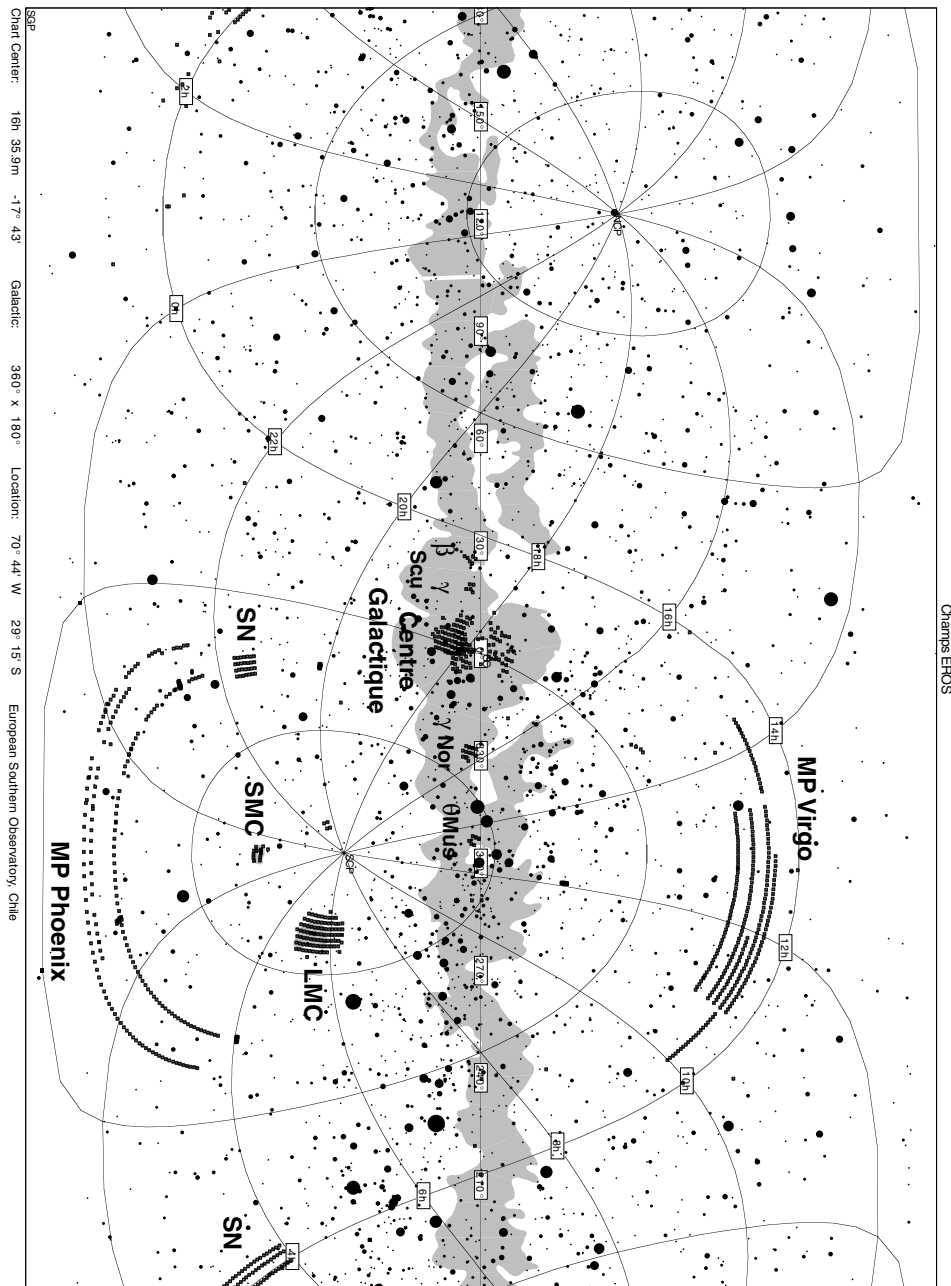


Fig. 5.2: Carte du ciel en projection galactique. Les coordonnées indiquées sont les coordonnées équatoriales. On a représenté les champs du Centre Galactique, les Nuages de Magellan SMC et LMC, les champs Bras Spiraux β & γ Sct, γ Nor et θ Mus. On voit également les champs “mouvement propre et supernovæ” MP.

génère une grande quantité des données. Dans la figure 5.3 on a représenté le volume de données acquises entre août 1996 et mai 1999, correspondant à la période d'observation des données analysées dans cette thèse. Le volume est de l'ordre de 4.3 To, la majorité concernant les observations vers le Centre Galactique et le LMC.

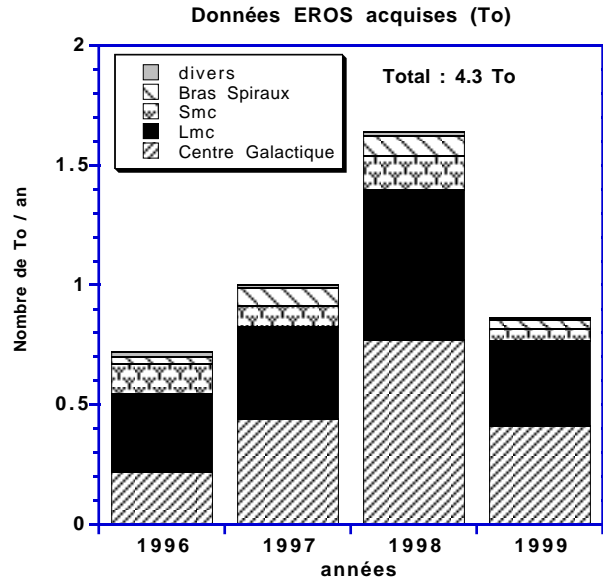


Fig. 5.3: Données EROS II acquises entre août 1996 et mai 1999, au total 4.3 To, en comptant les images rouges et bleues réduites. Les données correspondent essentiellement aux observations vers le Centre Galactique et vers le LMC.

5.2 Prise de données vers le Centre Galactique

5.2.1 Choix des champs Centre Galactique

Lors du démarrage des observations d'EROS II en juin/juillet 1996, un grand nombre de champs (124 deg^2) a été observé vers le Centre Galactique, afin de sélectionner les champs de moindre absorption contenant le plus grand nombre d'étoiles géantes rouges, sur lesquelles se concentre notre analyse. En effet, les étoiles brillantes permettent de minimiser les problèmes d'interprétation de la profondeur optique, dûs à des erreurs systématiques comme la confusion d'étoiles dans les champs très encombrés. Les étoiles géantes rouges constituent un ensemble d'étoiles suffisamment brillantes, bien visibles dans un diagramme couleur-magnitude par leur regroupement caractéristique dans un amas ou *clump*, cf. figure 5.4.

Contrairement aux étoiles de la séquence principale où sans étude spectroscopique il est difficile de les localiser dans le bulbe ou dans le disque, la distance des géantes rouges est connue, car elles se localisent dans le bulbe de notre Galaxie (de 1 kpc de

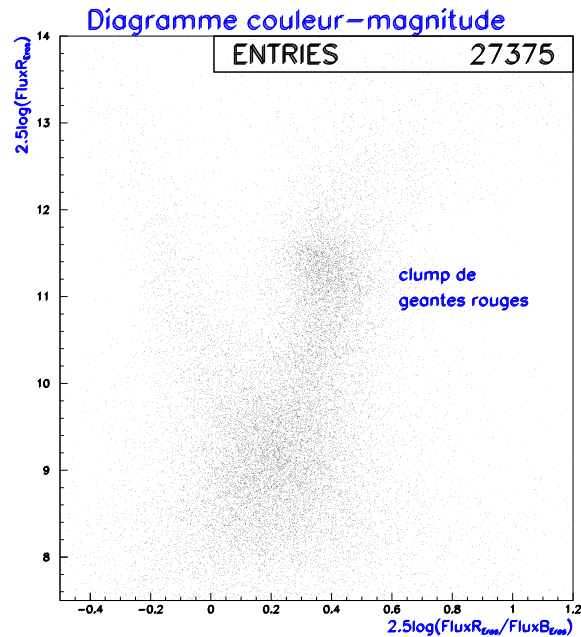


Fig. 5.4: Diagramme couleur-magnitude. Les géantes rouges sont regroupées dans une structure caractéristique, un amas ou *clump* d'étoiles.

rayon). De plus, leur luminosité importante permet d'obtenir une bonne précision photométrique des courbes de lumière, de l'ordre de 3-4%, des fines déviations pouvant alors être détectées, comme celles causées par l'effet de parallaxe.

Parmi les 124 champs initialement définis 42 ont été éliminés, le nombre de géantes rouges dans chaque champ ayant été déterminé automatiquement au moyen d'un programme de recherche du *clump* de géantes rouges dans le diagramme couleur-magnitude. Pour plus d'information sur cet algorithme de recherche se référer à l'annexe A. Sur la figure 5.5, on peut voir que le nombre de géantes rouges diminue clairement avec la distance au Centre Galactique. Pendant cette première demi-saison bulbe, de juillet jusqu'en octobre 1996, 17 champs très proches du Centre Galactique, dont on connaissait l'intérêt scientifique (ces champs sont également suivis par le groupe MACHO et en partie par OGLE) et qui n'allaient donc pas être éliminés, ont été observés deux fois par nuit pour permettre la détection d'événements microlentille de très courte durée. Les champs de ce sous-ensemble ont été dénommés cg6xx et sont identiques aux champs cg0xx, par exemple cg607 pour cg007.

La deuxième **saison** d'observations vers le bulbe, de février à octobre **1997**, qui fut la première campagne effective d'observation, s'est concentrée sur le suivi régulier de 82 champs. Pour avoir un meilleur échantillonnage des champs qui n'appartiennent pas au sous-ensemble cg6xx, on a décidé de prendre ce dernier seulement une fois par nuit et non deux comme auparavant. On a ainsi renoncé à un suivi fin de ces champs, afin de rendre plus équilibré l'échantillonnage sur l'ensemble des champs, car le temps passé sur la deuxième prise de la nuit était soustrait des autres champs,

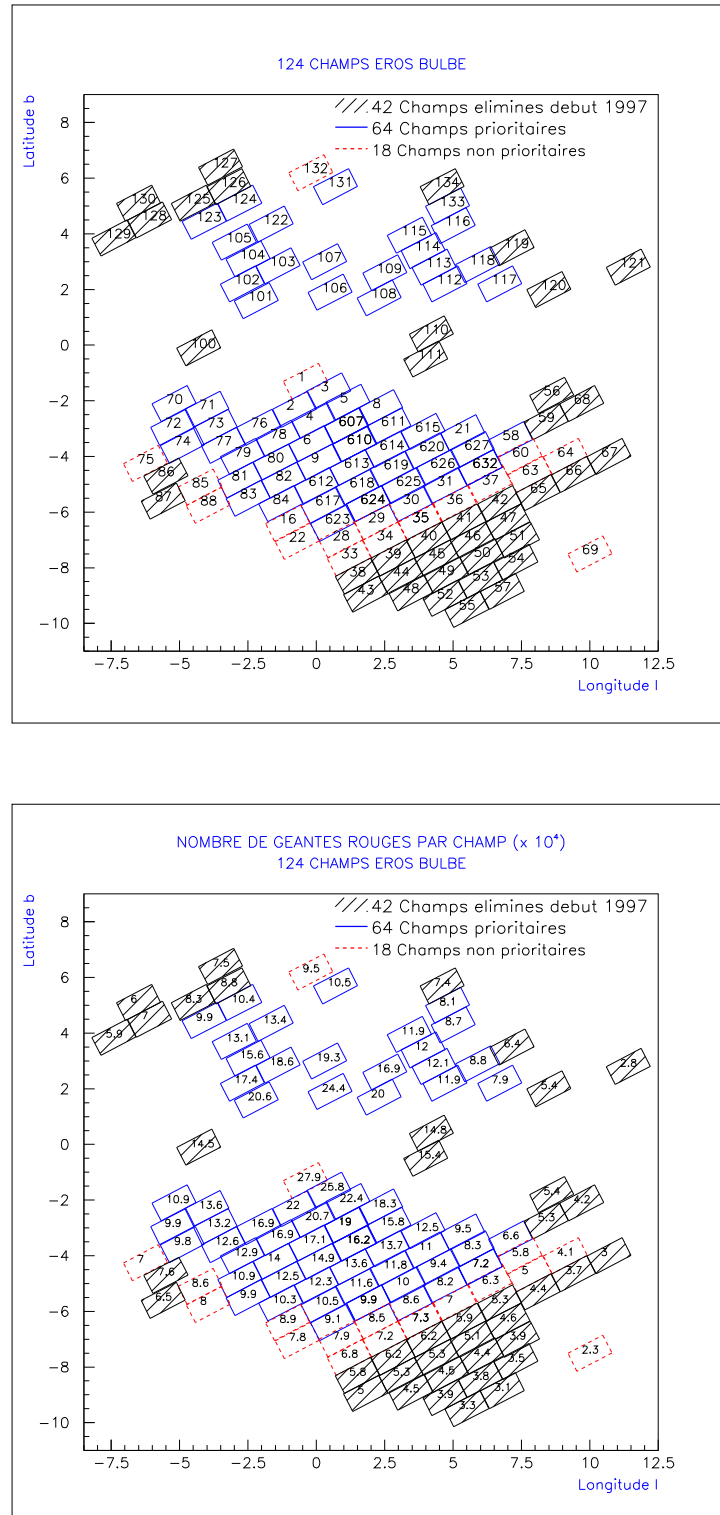


Fig. 5.5: Champs EROS II du Centre Galactique. On peut voir l'ensemble des champs, où on a hachuré les champs éliminés au début de la saison 1997 (figure de gauche). On signale également les champs prioritaires et non-prioritaires. Sur la figure de droite on a représenté le nombre d'étoiles géantes rouges par champ, en fonction duquel on a classé les champs en prioritaires et non-prioritaires.

surtout lors des problèmes techniques ou de mauvais temps. On espérait compenser la diminution du nombre de clichés du sous-ensemble cg6xx avec l'installation du système d'alerte EROS II, qui permet de décider de resserrer l'échantillonnage dès le déclenchement de l'alerte. Finalement le système d'alerte n'a été fonctionnel qu'en 1998.

Pour la troisième **saison** bulbe en **1998** nous avons encore apporté des changements en raison du mauvais temps provoqué au Chili par *El Niño*, qui a débuté en 1997 et s'est prolongé tout au long de l'année 1998. En effet, nous avons constaté qu'il n'était possible de respecter les observations prévues, c'est-à-dire 82 champs par nuit, que dans des conditions optimales. Or les tempêtes fréquentes et les problèmes techniques qui arrivent inévitablement, nous ont forcé à revoir la planification des observations. On a ainsi décidé de classer les champs en deux groupes, 64 champs prioritaires et 18 champs non-prioritaires, en fonction du nombre de géantes rouges et donc de leur distance au Centre Galactique. Les champs non-prioritaires sont observés s'il reste encore du temps, après avoir pris les champs prioritaires.

La **saison 1999** a obéi à cette règle. Pour plus de précisions sur la séquence d'observation des champs bulbe, voir la prochaine section. Dans la figure 5.5 on montre l'ensemble des champs, où on a hachuré les champs éliminés au début de la saison 1997. On signale également les champs prioritaires et non-prioritaires.

Le changement de stratégie au fur et à mesure des saisons pour optimiser les observations vers le Centre Galactique, mais également l'optimisation des autres lignes de visée, ainsi que le plein fonctionnement de l'expérience qui se trouvait en phase de test durant 1996 et la diminution du nombre des mauvaises nuits avec nuages, vent ou brouillard après un pic en 1997, font que le nombre de champs Cg observés par nuit a augmenté au fil des saisons, cf. figure 5.6.

5.2.2 Stratégie d'observation vers le Centre Galactique

Les champs Centre Galactique se trouvent regroupés en différentes zones, au total 16. Pour minimiser les déplacements du télescope lors des observations et avoir un plus grand nombre de points par nuit, on prend les zones par ordre croissant de l'ascension droite α et pour des déclinaisons δ similaires. Ainsi chaque nuit on cycle sur les zones de champs prioritaires comme décrit dans le tableau 5.2.

Zones	15	1	2	3	4	5	6	14	13	8	7
Nombre de champs	5	3	9	5	9	5	7	9	8	3	2
Temps total en min	20	12	36	20	36	20	28	36	32	12	8

Tab. 5.2: Zones des champs prioritaires sur lesquels on cycle chaque nuit d'observation.

Si toutes les zones prioritaires ont été observées et s'il reste encore du temps d'observation, on tourne encore sur les zones décrites dans le tableau 5.3. Si certaines zones non-prioritaires n'ont pas pu être prises, on reprend la nuit suivante à la dernière zone observée.

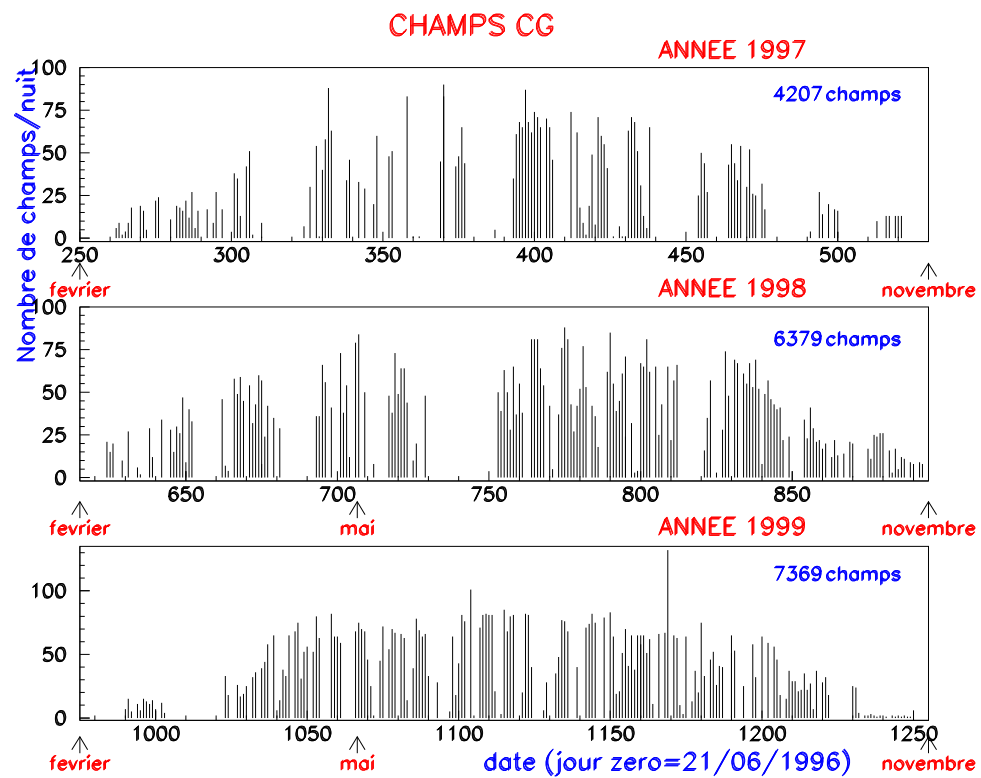


Fig. 5.6: Nombre de champs Centre Galactique pris chaque nuit entre février 1997 et novembre 1999. L'optimisation de la stratégie d'observation et la diminution d'incidents techniques a permis d'augmenter au fil des années le nombre de prises par nuit.

Zones	16	19	11	18	17	9
Nombre de champs	1	3	1	8	2	1
Temps total en min	4	12	4	32	8	4

Tab. 5.3: Zones des champs non-prioritaires sur lesquels on tourne s'il reste encore du temps d'observation, après la prise des zones prioritaires.

Dans une bonne nuit d'observation, sans problèmes techniques ni mauvais temps, en pleine saison Centre Galactique on peut observer les deux types de champs, prioritaires et non-prioritaires (5h30 de prise de données vers le bulbe). Si toutefois le temps d'observation manque on se concentre sur les zones prioritaires et assure ainsi un bon échantillonnage pour la majorité des champs. Sur la figure 5.8 on montre la fréquence et le nombre de points pour le sous-ensemble de champs *cg6xx* pour les années 1997, 1998 et 1999. On a en moyenne 1 point toutes les 2 nuits, ce qui constitue un échantillonnage satisfaisant. Les saisons 1997 et 1998 sont particulièrement affectées par le mauvais temps et des problèmes techniques. Ceci ce traduit par les trous visibles dans les observations.

Il est évident que durant les 5h30 d'observations vers le bulbe on ne peut pas prendre tous les champs au méridien. Plus haut nous avons mentionné que les contraintes mécaniques du télescope ne permettent pas aller au-delà des limites pour l'angle horaire $-6h30 < AH < +6h30$. Pour ces valeurs extrêmes l'*airmass* est déjà bien trop élevée. La photométrie relative de la recherche d'événements microlentille permet néanmoins d'aller jusqu'à un angle horaire de $\pm 6h00$. Dans la figure 5.7 on peut voir l'angle horaire des observations d'un champ en fonction de la date. On remarque qu'ils ne descendent pas au-delà de -4 heures, car on commence en général la nuit d'observations avec les Bras Spiraux et le LMC.

Angle horaire des observations Centre Galactique

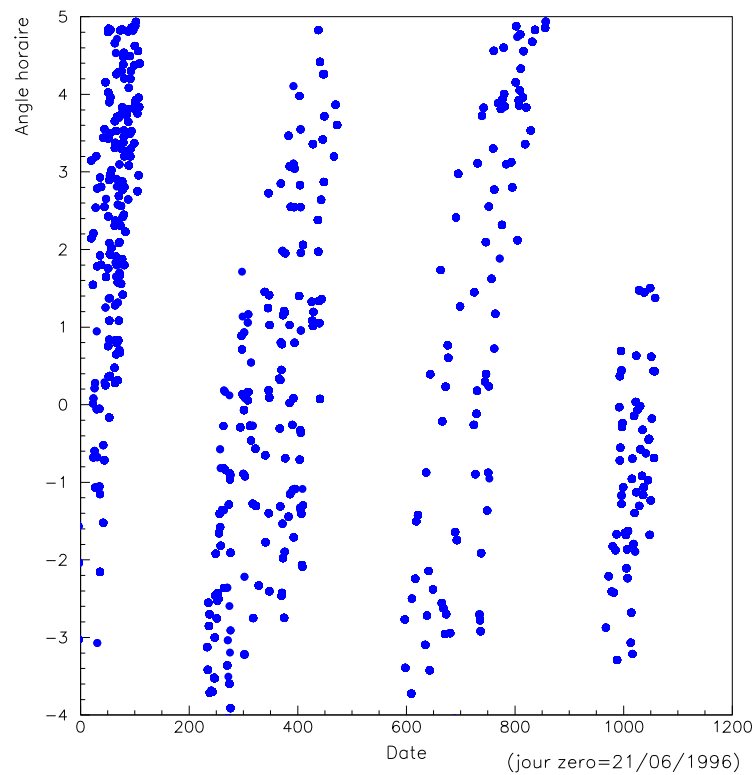


Fig. 5.7: L'angle horaire des observations Centre Galactique, pour le champ cg610. Les angles horaires négatifs, c'est-à-dire, quand on observe avant le méridien, ne vont pas jusqu'à ± 5 heures, car les observations débutent avec les Bras Spiraux ou le LMC.

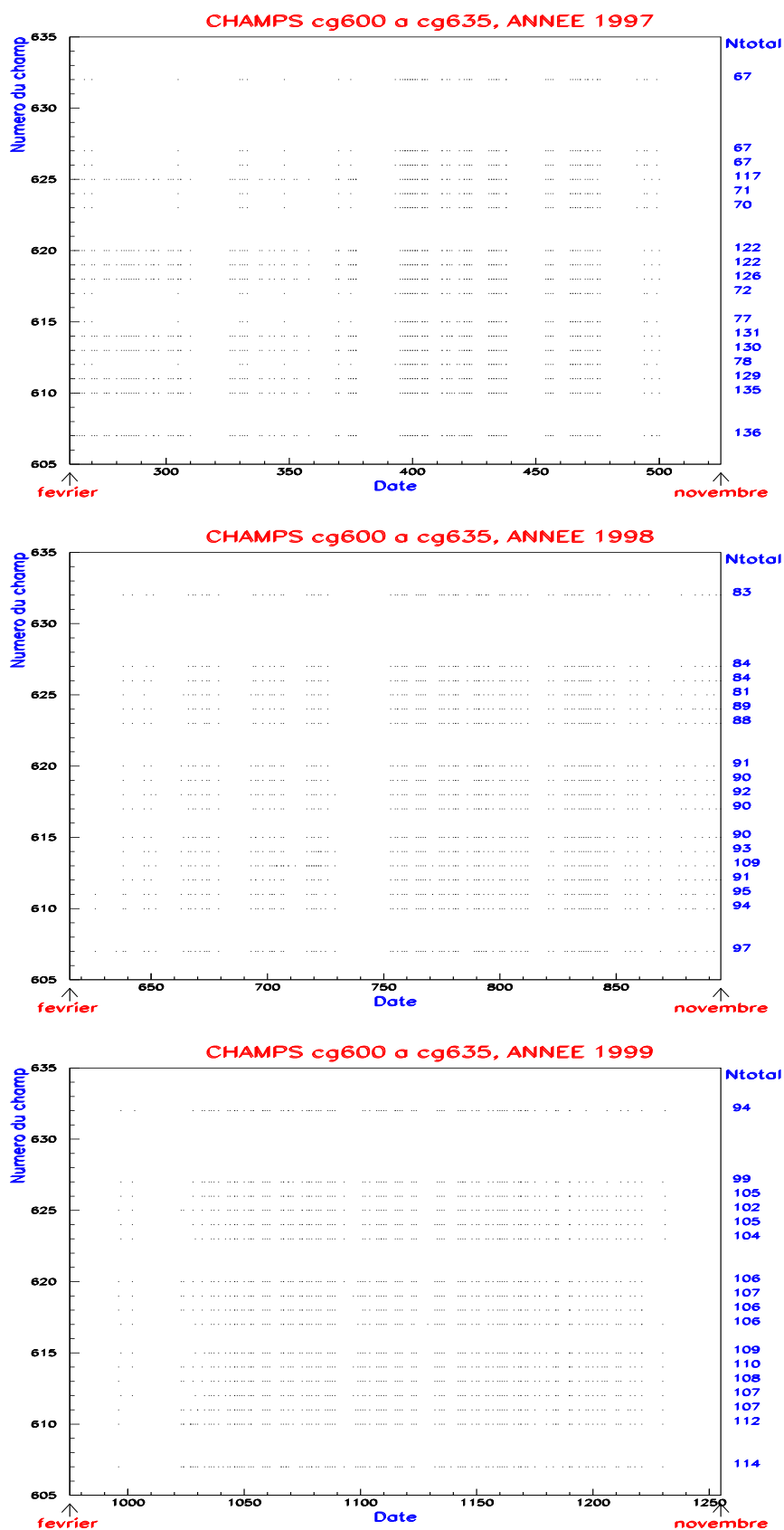


Fig. 5.8: Nombre de points par champ pour les saisons Centre Galactique 1997,1998 et 1999. L'échantillonnage est en moyenne de 1 point toutes les 2 nuits. Au long de la saison 1997 et 1998 il existe plus de trous dans les observations, en raison du mauvais temps et des incidents techniques.

5.2.3 Liste des champs Centre Galactique

On présente dans le tableau 5.4 la liste des 82 champs Centre Galactique, ainsi que leurs coordonnées équatoriales (α, δ) et le nombre de prises de vue effectuées par année dans les deux couleurs, rouge et bleue. L'année 1999 se réfère au nombre d'images jusqu'à fin mai 1999, date à laquelle s'arrête notre analyse. Des images au-delà de cette date n'étaient pas encore disponibles au moment de l'achèvement de ce travail. Les champs prioritaires sont signalés en gras.

Champs EROS II du Centre Galactique

zone	champ	α (J2000)	δ (J2000)	1996		1997		1998		1999		Total	
				<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>
6	cg001	17 :49 :44.4	-29 :57 :12	3	2	14	11	31	30	0	0	48	43
6	cg002	17 :52 :45.8	-30 :48 :41	10	10	26	14	56	82	40	43	132	149
6	cg003	17 :53 :08.2	-29 :24 :20	7	7	27	15	59	83	49	52	142	157
6	cg004	17 :56 :01.0	-30 :24 :49	6	5	27	16	56	83	41	44	130	148
6	cg005	17 :56 :20.4	-29 :00 :27	7	7	28	16	57	82	52	55	144	160
6	cg006	17 :59 :12.1	-30 :55 :41	7	6	28	17	55	81	42	45	132	149
14	cg607	17 :59 :35.9	-29 :28 :45	132	131	138	84	72	101	60	63	402	379
6	cg008	17 :59 :52.4	-28 :04 :22	7	7	28	17	56	83	40	43	131	150
6	cg009	18 :02 :31.6	-30 :59 :31	7	7	29	18	56	82	39	42	131	149
14	cg610	18 :02 :52.4	-29 :32 :36	128	125	138	82	72	98	57	60	395	365
14	cg611	18 :03 :06.5	-28 :08 :14	129	124	134	79	71	98	48	50	382	351
13	cg612	18 :05 :46.0	-31 :29 :47	13	12	78	33	67	95	46	51	204	191
14	cg613	18 :06 :03.6	-30 :02 :54	122	117	132	79	87	112	49	52	390	360
14	cg614	18 :06 :21.6	-28 :35 :58	123	123	131	79	69	95	49	52	372	349
13	cg615	18 :06 :40.0	-27 :08 :59	13	12	77	32	65	93	50	55	205	192
11	cg016	18 :08 :58.2	-33 :03 :50	4	4	14	9	35	48	4	4	57	65
13	cg617	18 :09 :12.2	-31 :37 :04	13	12	71	31	66	95	51	55	201	193
14	cg618	18 :09 :20.2	-30 :12 :51	123	122	127	77	67	94	53	55	370	348
14	cg619	18 :09 :29.2	-28 :48 :35	120	120	123	75	66	94	52	54	361	343
14	cg620	18 :09 :44.6	-27 :21 :38	119	120	124	74	64	93	51	54	358	341
8	cg021	18 :10 :00.8	-25 :54 :38	3	3	29	16	53	77	36	39	121	135
11	cg022	18 :12 :29.5	-33 :04 :05	2	2	14	9	35	46	4	4	55	61
13	cg623	18 :12 :40.3	-31 :37 :24	12	11	70	32	64	92	48	52	194	187
13	cg624	18 :12 :39.6	-30 :09 :11	12	11	72	32	67	93	49	53	200	189
14	cg625	18 :12 :52.2	-28 :42 :20	112	115	120	71	60	85	49	52	341	323
13	cg626	18 :12 :58.7	-27 :18 :02	12	11	68	30	62	88	49	54	191	183
13	cg627	18 :13 :05.9	-25 :53 :41	9	8	68	29	61	87	48	51	186	175
11	cg028	18 :15 :49.0	-31 :38 :38	3	3	15	9	35	47	3	3	56	62
11	cg029	18 :15 :57.6	-30 :11 :55	3	3	14	9	37	49	4	4	58	65
7	cg030	18 :16 :00.8	-28 :47 :45	3	3	32	17	52	74	34	37	121	131
7	cg031	18 :16 :05.2	-27 :23 :31	3	3	32	17	50	71	34	37	119	128

Suite du tableau page suivante

zone	champ	α (J2000)	δ (J2000)	1996		1997		1998		1999		Total	
				<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>
13	cg632	18 :16 :16.7	-25 :56 :36	11	9	66	29	61	87	47	49	185	174
11	cg033	18 :19 :10.2	-31 :41 :01	3	3	14	9	34	45	3	3	54	60
11	cg034	18 :19 :16.0	-30 :14 :23	3	3	14	9	35	46	3	3	55	61
11	cg035	18 :19 :22.8	-28 :47 :40	3	3	14	9	33	44	3	3	53	59
10	cg036	18 :19 :24.6	-27 :23 :30	4	4	14	9	35	46	2	2	55	61
7	cg037	18 :19 :21.7	-25 :55 :13	7	7	31	16	36	49	2	2	76	74
8	cg058	18 :14 :42.0	-24 :30 :05	3	3	27	15	51	77	33	37	114	132
8	cg060	18 :17 :45.2	-24 :28 :52	3	3	25	15	29	31	0	0	57	49
8	cg063	18 :20 :59.6	-24 :28 :51	3	3	28	15	38	49	4	4	73	71
8	cg064	18 :21 :09.0	-23 :01 :52	3	3	28	15	37	47	4	4	72	69
9	cg069	18 :36 :29.9	-23 :50 :57	2	2	28	15	35	46	4	4	69	67
4	cg070	17 :41 :03.5	-34 :27 :17	3	3	36	14	61	92	45	48	145	157
4	cg071	17 :44 :56.0	-33 :32 :38	3	3	35	15	61	90	44	49	143	157
4	cg072	17 :44 :26.2	-34 :56 :52	3	3	35	14	61	92	64	67	163	176
4	cg073	17 :48 :20.9	-33 :37 :42	3	3	34	14	61	89	49	52	147	158
4	cg074	17 :48 :02.2	-34 :59 :23	3	3	33	14	61	91	49	52	146	160
4	cg075	17 :47 :20.4	-36 :28 :42	3	3	35	14	42	58	2	2	82	77
4	cg076	17 :52 :16.0	-32 :15 :35	3	3	33	14	61	87	47	50	144	154
4	cg077	17 :51 :46.1	-33 :42 :26	3	3	33	14	61	88	49	52	146	157
4	cg078	17 :55 :34.3	-31 :51 :44	3	3	32	14	60	87	47	50	142	154
4	cg079	17 :55 :07.3	-33 :18 :36	3	3	33	15	59	86	48	51	143	155
5	cg080	17 :58 :48.4	-32 :22 :35	3	3	29	14	59	87	43	46	134	150
5	cg081	17 :58 :24.6	-33 :49 :25	4	4	29	14	60	90	44	47	137	155
5	cg082	18 :02 :11.0	-32 :26 :23	4	4	29	14	61	90	42	45	136	153
5	cg083	18 :01 :50.5	-33 :53 :12	4	4	29	15	59	90	42	45	134	154
5	cg084	18 :05 :28.7	-32 :56 :36	4	4	28	15	60	90	43	46	135	155
5	cg085	17 :55 :57.7	-35 :11 :57	4	4	29	14	41	56	2	2	76	76
5	cg088	17 :59 :26.9	-35 :15 :53	4	4	29	15	42	57	2	2	77	78
1	cg101	17 :33 :59.0	-29 :55 :49	3	2	14	11	67	100	49	52	133	165
2	cg102	17 :30 :24.1	-30 :01 :00	2	2	44	17	64	101	49	51	159	171
2	cg103	17 :31 :12.4	-28 :34 :31	2	3	44	17	65	97	48	50	159	167
2	cg104	17 :27 :28.1	-29 :20 :59	2	2	44	18	65	95	51	53	162	168
2	cg105	17 :23 :54.2	-29 :25 :28	2	2	44	14	64	97	52	54	162	167
1	cg106	17 :39 :29.5	-27 :29 :60	3	2	14	11	68	96	50	52	135	161
2	cg107	17 :34 :50.2	-27 :04 :24	2	2	43	16	64	95	48	51	157	164
1	cg108	17 :44 :31.9	-26 :04 :58	2	2	14	11	66	97	47	49	129	159
2	cg109	17 :41 :36.2	-25 :26 :12	2	2	42	15	63	91	47	49	154	157
3	cg112	17 :48 :10.8	-23 :46 :40	2	2	38	14	64	93	48	50	152	159
3	cg113	17 :45 :01.8	-23 :48 :17	2	2	38	14	63	92	48	50	151	158
2	cg114	17 :41 :52.8	-23 :49 :38	2	2	41	15	63	93	50	52	156	162
2	cg115	17 :38 :40.9	-23 :57 :22	2	2	43	16	64	94	50	52	159	164
2	cg116	17 :41 :05.3	-22 :25 :10	2	2	41	15	63	91	50	52	156	160
3	cg117	17 :52 :39.4	-22 :04 :00	2	2	36	14	63	91	49	52	150	159
3	cg118	17 :48 :16.9	-22 :23 :24	2	2	38	14	65	91	52	54	157	161
15	cg122	17 :25 :13.8	-27 :55 :59	3	3	7	6	68	105	53	56	131	170

Suite du tableau page suivante

zone	champ	α (J2000)	δ (J2000)	1996		1997		1998		1999		Total	
				<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>	<i>r</i>	<i>b</i>
15	cg123	17 :18 :45.0	-29 :58 :57	3	3	7	6	67	107	52	55	129	171
15	cg124	17 :19 :09.5	-28 :27 :45	3	3	7	6	66	97	52	55	128	161
15	cg131	17 :26 :01.0	-25 :31 :40	2	2	7	6	64	93	53	56	126	157
15	cg132	17 :22 :26.8	-25 :49 :22	3	3	8	7	43	59	4	4	58	73
15	cg133	17 :38 :03.8	-22 :12 :55	3	3	6	5	65	94	53	56	127	158

Fin du tableau

TAB. 5.4: Nombre d'images d'un même champ prises chaque année dans les couleurs rouge et bleue. La première colonne se réfère à la zone à laquelle appartient le champ. La deuxième indique le nom du champ, la troisième et la quatrième correspondent aux coordonnées équatoriales (α, δ) du centre de la mosaïque. Les colonnes suivantes montrent le nombre de prises par année et finalement la dernière colonne indique le nombre total d'images entre juin/juillet 1996 et fin mai 1999. Les champs prioritaires sont signalés en gras.

Chapitre 6

Réduction Photométrique des données Centre Galactique

Sommaire

6.1	Le programme de traitement d'images PEIDA	122
6.1.1	Le détecteur d'étoiles CORRFIND	122
6.1.2	Photométrie	123
6.1.3	L'alignement géométrique	123
6.1.4	L'alignement photométrique relatif	124
6.1.5	L'erreur sur le flux d'une étoile	125
6.2	Création des catalogues d'étoiles de référence	126
6.2.1	Sélection des images de référence	127
6.2.2	Ajustement des paramètres du détecteur d'étoiles	132
6.2.3	Comparaison des étoiles d'EROS II et d'OGLE dans la fenêtre de Baade	133
6.2.4	L'élimination d'étoiles saturées et d'aigrettes	137
6.2.5	Sélection d'étoiles brillantes pour le catalogue de référence .	138
6.3	Création des courbes de lumière	142
6.3.1	Production des fichiers de suivi	142
6.3.2	Champs du Centre Galactique produits	143
6.3.3	Qualité de la photométrie	143

Dans ce chapitre nous présentons les différentes étapes de la réduction de données, qui constituent une longue démarche entre l'acquisition de données au Chili et l'analyse des courbes de lumière. En effet, une grande partie du temps de la thèse a été consacrée à la manipulation des données pour la production des fichiers de suivi qui contiennent les courbes de lumière. On commence par la présentation du logiciel de photométrie PEIDA, spécialement créé par le groupe EROS pour réduire un grand volume d'images de champs encombrés. Ensuite, on donne des détails sur la fabrication du catalogue d'étoiles de référence, nécessaire à la production des courbes de lumière. Finalement nous aborderons la création des fichiers de suivi et la qualité de la photométrie.

6.1 Le programme de traitement d'images PEIDA

Le Programme d'Étude d'Images Destiné à l'Astronomie PEIDA, a été conçu en langage C++ par le groupe EROS pour permettre toutes sortes de manipulations d'images ???. Pour ce qui concerne la réduction de données afin de construire les courbes de lumière que nous allons analyser, on a besoin d'une série d'opérations, qui seront effectuées pour chaque image par quart de CCD. D'abord on fait la détection et la photométrie des étoiles sur une image de très bonne qualité choisie comme *référence*. On obtient ainsi un catalogue de référence, auquel nous allons aligner géométriquement et photométriquement les séries d'images dites *courantes* prises au long des observations.

Ce logiciel est également destiné à l'ajustement de l'effet de microlentille gravitationnelle sur une courbe de lumière, à des études statistiques sur des catalogues d'étoiles, ainsi qu'à la simulation et la soustraction d'images et beaucoup d'autres fonctions. Plus d'informations sur les possibilités de PEIDA sont données dans [Ansari, 1996].

6.1.1 Le détecteur d'étoiles CORRFIND

Le détecteur d'étoiles CORRFIND repose sur le calcul de la corrélation des pixels d'une image avec une fonction décrivant le profil de flux des étoiles, la PSF (*Point Spread Function*). Le signal des étoiles n'étant pas ponctuel en raison des effets atmosphériques et de l'appareillage, le flux des étoiles peut être décrit par une gaussienne à deux dimensions

$$PSF(x, y) \propto \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_y^2} - 2 \rho_{xy} \frac{(x - x_0)(y - y_0)}{\sigma_x \sigma_y} \right) \right], \quad (6.1)$$

où (x_0, y_0) est la position de l'étoile, (σ_x, σ_y) sont les dispersions selon les axes (x, y) et ρ_{xy} le coefficient de corrélation entre les deux axes. Les dispersions et le coefficient de corrélation sont déterminés une fois pour toutes pour l'ensemble de l'image, en utilisant les étoiles les plus brillantes et les plus isolées. Ainsi, en calculant la corrélation entre les pixels de l'image et la PSF, on obtient une image de corrélation sur laquelle on a des maxima locaux à l'emplacement de chaque fluctuation, correspondant éventuellement à une étoile. Un maximum local est sélectionné sur l'image de corrélation s'il se trouve au-dessus d'un certain seuil de corrélation, de l'ordre de 0.25 pour des images avec très peu d'étoiles et -0.05 pour des images encombrées. Le maximum de corrélation est validé comme étant une étoile si la somme des pixels de l'image de corrélation, dans un anneau compris entre r_{int2} et r_{ext2} , est supérieur ou égal à un *seuil2*. Les valeurs de r_{int2} et r_{ext2} sont de l'ordre de $\sigma = \sqrt{\sigma_x \times \sigma_y}$ et $\sigma + 1$. Pour une image encombrée *seuil2* est d'environ -0.1. Le maximum doit encore passer une troisième coupure pour être validé définitivement. Dans un certain rayon autour de l'étoile, de l'ordre de 1σ , aucun pixel (toujours sur l'image de corrélation) ne doit être inférieur au paramètre *seuilNoise*, d'environ -0.25 pour des images avec peu d'étoiles et -0.3 pour des images encombrées. Cette dernière coupure permet d'éliminer les fluctuations dues au bruit. La position précise de l'étoile est obtenue par l'ajustement d'une parabole sur le maximum local considéré. Le programme CORRFIND est décrit en détail dans [Palanque-Delabrouille, 1997].

6.1.2 Photométrie

Nous avons vu dans la section précédente que le flux des étoiles peut être décrit par une PSF gaussienne à deux dimensions, cf. eq. 6.1. Lors de la détection des étoiles sur l'image de référence afin de produire le catalogue, pour que la contribution du flux des étoiles voisines soit prise en compte correctement, on effectue un ajustement simultané des flux de toutes les étoiles contenues dans un pavé de taille 11×11 pixels. La fonction considérée étant non-linéaire, son ajustement demande un temps de calcul considérable, surtout quand il s'agit de connaître les flux de 10^{10} mesures d'étoiles (25000 étoiles par quart de CCD \times 7 CCD \times 82 champs \times 300 mesures par champ). Le catalogue d'étoiles de référence pour la création des courbes de lumière doit contenir des informations précises sur les flux et les positions des étoiles. L'économie sur le temps de calcul n'est donc pas une priorité pour les images de référence. Une autre procédure, moins coûteuse en temps, a néanmoins été mise au point pour les images courantes. En effet, un ajustement linéaire du flux des étoiles est effectué en imposant pour chaque PSF, les mêmes paramètres des étoiles de référence correspondantes (après alignement géométrique), notamment les positions et les dispersions (σ_x, σ_y) . Comme auparavant, pour tenir compte de la contribution des étoiles voisines et du fond de ciel, on fait un ajustement global, cette fois-ci sur un pavé de 13×13 pixels. Ainsi, le flux est obtenu en ajustant par la méthode des moindres carrés la fonction linéaire suivante

$$Flux_{brut}(i, j) = FDC + A_0 \times PSF_0(i, j) + \sum_{k=1}^{N_{voisines}} A_k \times PSF_k(i, j), \quad (6.2)$$

où A_0 , A_k et FDC sont des constantes qui paramétrisent l'amplitude de la PSF de l'étoile considérée, l'amplitude de l'étoile voisine numéro k et le fond de ciel. Les flux ainsi déterminés sont les flux bruts, le flux calibré (en relatif) étant obtenu par l'alignement photométrique avec les flux des étoiles de référence, dont on parlera dans la section 6.1.4.

6.1.3 L'alignement géométrique

L'alignement géométrique consiste à trouver une transformation géométrique entre le référentiel d'une image courante et celui d'une image de référence, permettant d'exprimer les positions des étoiles de l'image courante en coordonnées de l'image de référence. En effet, la répétabilité du pointage du télescope n'étant pas garantie à mieux que quelques dizaines de pixels près, les différentes images prises sur le même champ se trouvent décalées entre elles. Ils s'agit donc de déterminer la transformation de translation $(\Delta x, \Delta y)$, rotation (θ) et homothétie (h) décrite par les équations suivante

$$\begin{aligned} X_{courante} &= \Delta x + h \times (x_{ref} \cos \theta + y_{ref} \sin \theta) \\ Y_{courante} &= \Delta y + h \times (-x_{ref} \sin \theta + y_{ref} \cos \theta). \end{aligned} \quad (6.3)$$

Pour cela on utilise les étoiles brillantes non-saturées, dont le nombre est choisi en fonction du type de champ, "vide" ou encombré. On commence par déterminer la translation $(\Delta x, \Delta y)$, l'ayant préalablement initialisée selon le quart de CCD sur lequel on travaille. Toutes les combinaisons possibles de distances entre les paires d'étoiles des images à aligner (jusqu'à un certain rayon, de l'ordre de 200–250 pixels), sont reportées dans un histogramme

à deux dimensions Δy en fonction de Δx . Le maximum de la gaussienne ajustée sur l'histogramme correspond à la translation recherchée. Les valeurs de la translation ainsi obtenues sont alors utilisées pour initialiser l'ajustement, par la méthode des moindres carrés, de la transformation donnée par l'équation 6.3. Cette procédure peut échouer, lorsque le décalage entre les images est trop important. Dans ce cas, on applique un algorithme de reconnaissance de structures, en essayant de former des triangles semblables avec les 16 étoiles les plus brillantes non-saturées des deux images. Sur la figure 6.1 on a représenté le décalage Δx et Δy par rapport à l'image de référence en fonction de la date, pour les images rouges et bleues.

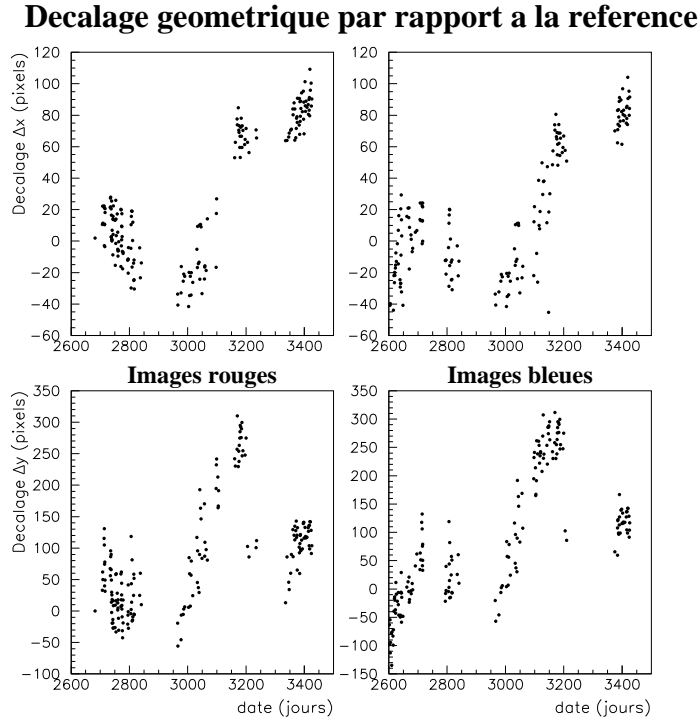


Fig. 6.1: Décalage géométrique Δx et Δy par rapport à l'image de référence en fonction de la date. On constate que le modèle de pointage (section 4.1.2) permet de réduire les décalages entre deux nuits consécutives.

6.1.4 L'alignement photométrique relatif

Les conditions photométriques de la prise d'images dépendent de l'état de l'instrument et des conditions atmosphériques, notamment de la dégradation de la propreté du miroir, la présence de nuages, l'intensité du vent et l'humidité atmosphérique. Les mesures de flux d'une même étoile sur plusieurs images d'époques différentes ou mêmes prises à quelques heures d'intervalle dans la même nuit sont en effet affectées par le changement des conditions photométriques. Les images prises dans des directions proches de la lune subissant des variations du fond de ciel, en sont un autre exemple. Afin que les mesures reportées sur une courbe de lumière, ne soient pas biaisées par ces effets et que l'on puisse détecter une amplification réelle du flux due à un événement microlentille ou encore étudier les étoiles

intrinsèquement variables, on ramène toutes les images à un même niveau d'absorption, en l'occurrence celui de l'image de référence qui a été choisie pour sa bonne qualité photométrique. Pour chaque image courante on ajuste une droite sur la distribution des flux bruts en fonction des flux des étoiles de l'image de référence. Le flux dit calibré est alors donné par

$$Flux_{cal} = abso \times Flux_{brut} + CTE, \quad (6.4)$$

où $abso$ est le coefficient d'absorption et CTE une constante qui tient compte de problèmes dans la reconstruction des étoiles, comme la linéarité imparfaite des CCD, l'effet de confusion des étoiles ou encore une mauvaise reproduction du profil des étoiles par le modèle de PSF utilisé.

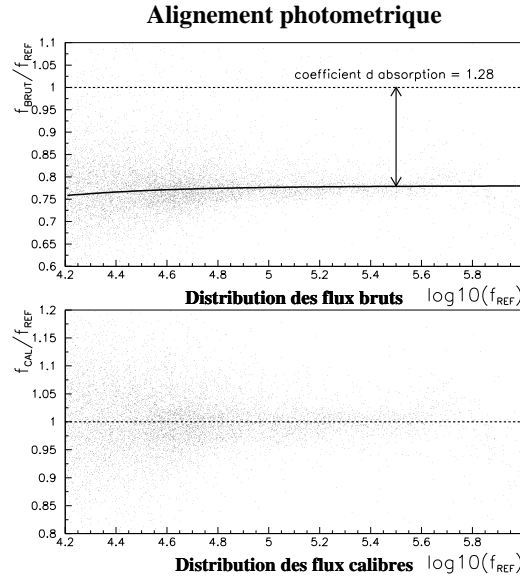


Fig. 6.2: Alignement photométrique. La figure illustre la méthode de l'alignement photométrique. Une droite (eq. 6.4) est ajustée sur la distribution des flux bruts de l'image courante en fonction des flux des étoiles de référence. Ici la droite a été dessinée sous la forme $Flux_{brut}/Flux_{ref}$ en fonction de $\log_{10}(Flux_{ref})$. L'absorption pour l'image courante considérée est $abso = 1.28$.

6.1.5 L'erreur sur le flux d'une étoile

Nous avons vu plus haut que de chaque mesure de la même étoile sur différentes images découle un flux calibré. À chaque flux calibré on associe une erreur photométrique Err_{cal} , qui dépend non seulement de la qualité de l'image selon les conditions atmosphériques et instrumentales, mais également de la situation intrinsèque de l'étoile sur l'image. En effet, l'étoile peut se trouver en bord de CCD ou sur les CCD extérieurs par rapport au centre de la mosaïque. Elle est alors un peu allongée et l'ajustement de la PSF est moins satisfaisant. Le nombre d'étoiles voisines et la proximité d'étoiles lumineuses contribuent aussi à la dégradation de l'ajustement.

L'erreur photométrique Err_{cal} est celle du flux calibré, calculée à partir de l'erreur du flux brut, issue de l'ajustement de la PSF. Si Err_{cal} tenait compte correctement de tous les facteurs mentionnés plus haut, la distribution de la variable $(Flux_{cal} - Flux_{ref})/Err_{cal}$ devrait être une gaussienne de largeur unité. Ceci n'est pas le cas, car Err_{cal} traduit essentiellement l'écart entre le profil réel de l'étoile et le modèle de la PSF, dont la qualité de l'ajustement varie selon la situation intrinsèque de l'étoile (proximité d'étoiles brillantes, nombre d'étoiles voisines). En effet, l'erreur due à l'alignement photométrique qui dépend de la qualité des mesures sur l'ensemble de l'image et donc de la qualité de l'image, n'est pas prise en compte. Une erreur globale Err_{global} qui considère toutes les sources d'erreur a été recherchée, de façon à ramener la distribution $(Flux_{cal} - Flux_{ref})/Err_{cal}$ à une gaussienne de largeur 1 [Renault, 1996]. Ainsi, pour une étoile donnée \star sur une image I et dont le flux se situe dans l'intervalle $\Delta flux$, Err_{global} s'écrit

$$Err_{global}(I, \star) = \frac{Err_{cal}(I, \star)}{Err_{moy}(I, \Delta flux)} \times Err_{ext}(I, \Delta f), \quad (6.5)$$

où Err_{ext} est l'erreur externe qui tient compte de la qualité des mesures sur l'ensemble de l'image et est donc une estimation de la qualité de l'image. L'erreur externe contient également l'erreur sur l'ajustement de la PSF, mais pour la totalité des étoiles dans un même intervalle de flux $\Delta flux$. Pour garder l'information sur l'erreur de l'ajustement de la PSF sur chaque étoile individuellement, on multiplie l'erreur externe par l'erreur $Err_{cal}(I, \star)$. Celle-ci doit néanmoins être divisée par un facteur qui permet de garder une gaussienne de largeur unité, en l'occurrence l'erreur moyenne Err_{moy} qui traduit les insuffisances de notre modèle de PSF pour un ensemble d'étoiles de flux appartenant à l'intervalle $\Delta flux$. On décrit ci-dessous les méthodes de calcul des erreurs moyenne et externe.

- Erreur moyenne

Pour tenir compte des insuffisances de notre modèle de PSF, on détermine une erreur moyenne Err_{moy} pour chaque étoile sur chaque image. Pour cela on calcule pour chaque tranche de flux de référence la moyenne des dispersions des distributions $(Flux_{cal} - Flux_{ref})/Err_{cal}$ par intervalle de flux calibrés. On obtient ainsi une série d'erreurs moyennes en fonction du flux de référence sur laquelle on ajuste la fonction

$$g = ae^{-b \times \log_{10}(Flux_{ref})}, \quad (6.6)$$

où a et b sont les paramètres à déterminer.

- Erreur externe

L'erreur externe Err_{ext} quantifie la qualité de l'image, dépendante des conditions atmosphériques. Pour une série d'intervalles de flux de référence on calcule la dispersion de la distribution $(Flux_{cal} - Flux_{ref})/Flux_{ref}$. On ajuste alors la fonction $(g + CTE)$ sur la série de valeurs de dispersion en fonction du flux de référence et l'on obtient pour chaque image une paramétrisation de l'erreur externe en fonction du flux de référence. À la fonction g définie ci-dessus, on a ajouté une constante CTE pour tenir compte de la limitation de la résolution de l'image due à l'atmosphère et à la défocalisation, même à grand flux.

6.2 Création des catalogues d'étoiles de référence

Afin d'obtenir les courbes de lumière et discerner un éventuel signal de microlentille gravitationnelle, il faut observer régulièrement le même ensemble d'étoiles. On construit un catalogue de référence, qui contient les étoiles suivies, en détectant les étoiles sur une image de très bonne qualité. Les différentes images prises de cet ensemble seront alors alignées avec le catalogue de référence (par quart de CCD).

6.2.1 Sélection des images de référence

Le choix des meilleures images est fait selon certains critères de qualité. Le tri nous est facilité par la base de données Oracle au CCPN à Lyon, qui contient des informations sur la photométrie de chaque image. Lors de l'acquisition de données au Chili, un programme de photométrie donne pour chaque image des estimations sur certains paramètres, notamment le fond de ciel, la dispersion du fond de ciel et les dispersions σ_x, σ_y de la *PSF*. Ces paramètres sont enregistrés dans l'en-tête des fichiers d'images et mis dans la base de données au CCPN, une fois les DLT arrivées du Chili et leur contenu transféré dans le robot à Lyon.

La sélection des images de référence est faite selon certaines coupures définies ci-dessous, notamment sur le fond de ciel, la dispersion du fond de ciel et les σ_x, σ_y de la *PSF*. Il arrive que les images de chaque CCD de la même prise ne possèdent pas toutes une bonne qualité à cause des problèmes électroniques ou informatiques. Dans ce cas on choisit pour le CCD en question une autre image satisfaisant nos critères de sélection. On garde ainsi la meilleure image pour chaque CCD.

- **Coupure sur le fond de ciel**

Le fond de ciel correspond au signal d'étoiles trop faibles pour être distinguées et à la diffusion de photons dans l'atmosphère. Le fond de ciel peut varier énormément entre les nuits de Nouvelle Lune et celles autour de la Pleine Lune. Souvent les clichés pris en nuits de Pleine Lune sont inutilisables, car le fond de ciel élevé ne permet pas de bien résoudre les étoiles faibles et rend les mesures de flux d'étoiles brillantes très incertaines. L'année 1996 étant marquée par le démarrage de l'expérience et sa mise au point avec tous les problèmes électroniques et informatique que cela implique, la sélection d'images de référence n'a été effectuée qu'au-delà de 1996. Le temps de pose est le même pour toutes les images $T_{pose} = 120$ s, à l'exception de celles prises en 1996 où $T_{pose} = 240$ s. La coupure peut donc être faite directement sur le fond de ciel, sans normalisation par le temps de pose. Les images doivent obéir à la coupure suivante

$$FDC < 2000 \text{ ADU} . \quad (6.7)$$

Sur la figure 6.3 on peut voir le fond de ciel des images du champ cg607 en fonction de la date. Les pics correspondent aux nuits voisines de la Pleine Lune, qui se répètent tous les 29.5 jours. On constate également que quelques images de référence (en rouge pour les images rouges, en bleu pour les images bleues) ont un fond de ciel supérieur à la coupure imposée. Il s'agit de champs moins bien échantillonnés que les champs prioritaires, le choix d'images de bonne qualité étant donc plus limité. En effet, parfois il n'existe aucune image valable (sans problèmes électroniques ou autre) avec un fond de ciel inférieur à 2000 ADU et obéissant aux autres coupures, notamment sur les dispersions σ_x, σ_y de la *PSF*, dont on parlera plus loin. On fait remarquer que la sélection des images de référence et la production des catalogues ont été faits en juin/juillet 1997. À cette époque le nombre d'images disponibles était réduit. Dans certains cas on a refait les catalogues de référence avec des images de meilleure qualité prises en 1998.

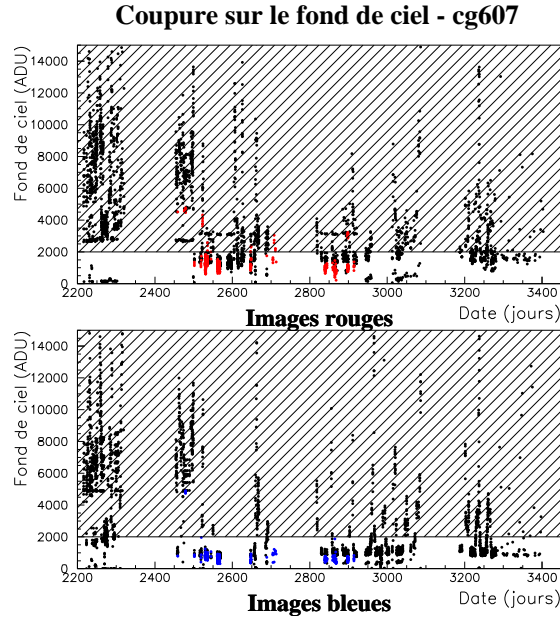


Fig. 6.3: Fond de ciel du champ cg607 en fonction de la date. En noir on montre les mesures du fond de ciel pour toutes les images. En rouge on peut voir le fond de ciel pour les images de référence rouge et en bleu pour les images de référence bleues. La zone hachurée correspond à la coupure $FDC < 2000$ ADU.

- **Coupure sur la dispersion du fond de ciel**

La coupure sur la dispersion du fond de ciel permet d'éliminer les images pour lesquelles le rideau de l'obturateur s'est fermé prématurément. En effet, dans la phase de démarrage d'EROS II en 1996 et aussi de temps en temps par la suite des observations, l'obturateur se refermait inopinément après quelques secondes de pose seulement. Le temps de pose inscrit dans l'en-tête des fichiers était néanmoins celui demandé par l'acquisition. Le repérage de ces images ne pouvant donc pas être fait directement à partir de la valeur du temps de pose dans la base de données, on a fait une coupure sur la dispersion du fond de ciel. Celles-ci étant faible pour les cas à problèmes, on impose la coupure suivante

$$\sigma_{FDC} > 15 \quad (6.8)$$

Sur la figure 6.4 on a représenté les dispersions du fond de ciel en fonction de la date, pour toutes les images (en noir) et pour les images choisies pour référence (en rouge pour les images rouges et en bleu pour les images bleues).

- **Coupure sur les dispersions σ_x et σ_y de la PSF**

Nous avons vu précédemment que le *seeing* d'une image est essentiellement dû à la turbulence atmosphérique, la qualité de l'optique du télescope et au guidage, ainsi que de la turbulence dans la coupole. Plus le *seeing* est petit, meilleure est la qualité de l'image et plus grand le nombre d'étoiles détectées. Couper sur le σ_x, σ_y de la PSF (calculé pour l'ensemble des étoiles d'un quart de CCD) équivaut à faire une coupure sur le *seeing*, qui n'est autre que la largeur à mi-hauteur de la distribution du flux d'une étoile. Les deux paramètres se relient donc par

$$seeing = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\sigma_x \times \sigma_y} \sim 2.35\sigma . \quad (6.9)$$

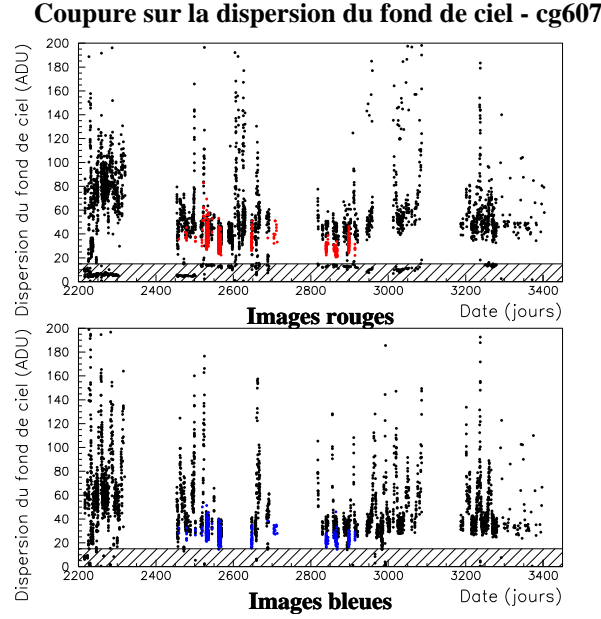


Fig. 6.4: Dispersion du fond de ciel du champ cg607 en fonction de la date. En noir on montre la dispersion du fond de ciel pour toutes les images. Les points en rouge correspondent aux images de référence rouges et les points bleus aux images de référence bleues. La zone hachurée se réfère aux images éliminées par la coupure $\sigma_{FDC} > 15$.

Notre critère de sélection selon les σ_x et σ_y est le suivant

$$\sigma_x, \sigma_y < 1.6 . \quad (6.10)$$

La figure 6.5 montre les dispersions pour les images rouges et bleues. On constate que les étoiles sont de plus en plus allongées quand on va vers les CCD externes (#0, #1, #7 ou #6). Cet effet est plus significatif pour la caméra bleue. Sur la figure 6.6 on peut voir très clairement la variation de la variable $\sigma_x \times \sigma_y$ en fonction du CCD. Si l'on revient à la figure précédente, on constate également que quelques images choisies n'obéissent pas aux critères de sélection, surtout pour les images bleues. En effet, il a été difficile de trouver pour tous les champs et tous les CCD des images passant simultanément les trois coupures requises. On a alors été contraint de jouer avec les trois paramètres en relâchant un peu les coupures, jusqu'à trouver une image convenable. On peut donc dire que les coupures correspondent à des critères de sélection souhaitables, mais pas toujours satisfaits.

Pour être certain que les images satisfaisant (plus ou moins) les coupures ont une qualité acceptable, on a visualisé les 7 CCD de chaque couleur pour les 80 champs Centre Galactique, soit 1120 images. Pour cela, on a construit des mosaïques de 7 CCD, comme on peut le voir sur la figure 6.7, permettant de détecter pour chaque couleur des problèmes de lecture de CCD, d'un mauvais *déflattage* ou encore liés à la présence de satellites ou d'avions qui laissent des traînées sur l'image.

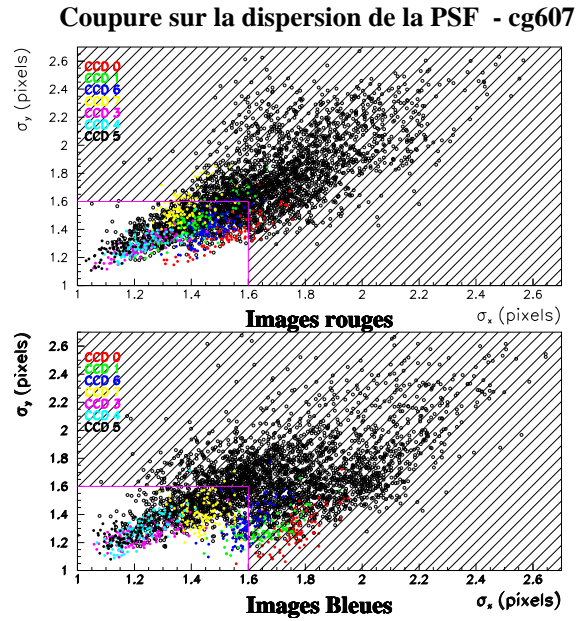


Fig. 6.5: Dispersion σ_y de la PSF en fonction de la dispersion σ_x . Les cercles noirs correspondent à toutes les images. Les différentes couleurs se réfèrent aux images de référence : en rouge on a le CCD#0, en vert le CCD#1, en bleu le CCD#6, en jaune le CCD#7, en violet le CCD#3, en bleu turquoise le CCD#4 et en noir le CCD#5. Les étoiles sont de plus en plus allongées vers les CCD externes. Quelques images de référence, surtout de la caméra bleue, n'obéissent pas au critère de sélection $\sigma_x, \sigma_y < 1.6$ pixels, car il est difficile de trouver pour tous les champs et tous les CCD des images passant simultanément les trois coupures.

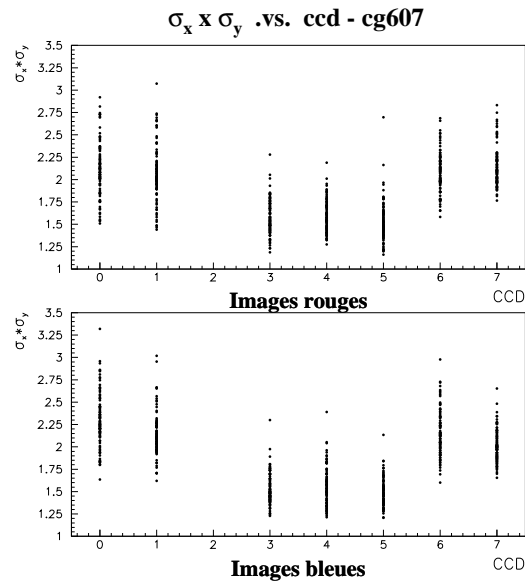


Fig. 6.6: Variation de la variable $\sigma_x \times \sigma_y$ en fonction du CCD. Les dispersions de la *PSF* sont clairement plus élevées pour les CCD externes (0,1,6 et 7). Les étoiles sont en effet plus allongées dans la partie extérieure de la mosaïque.

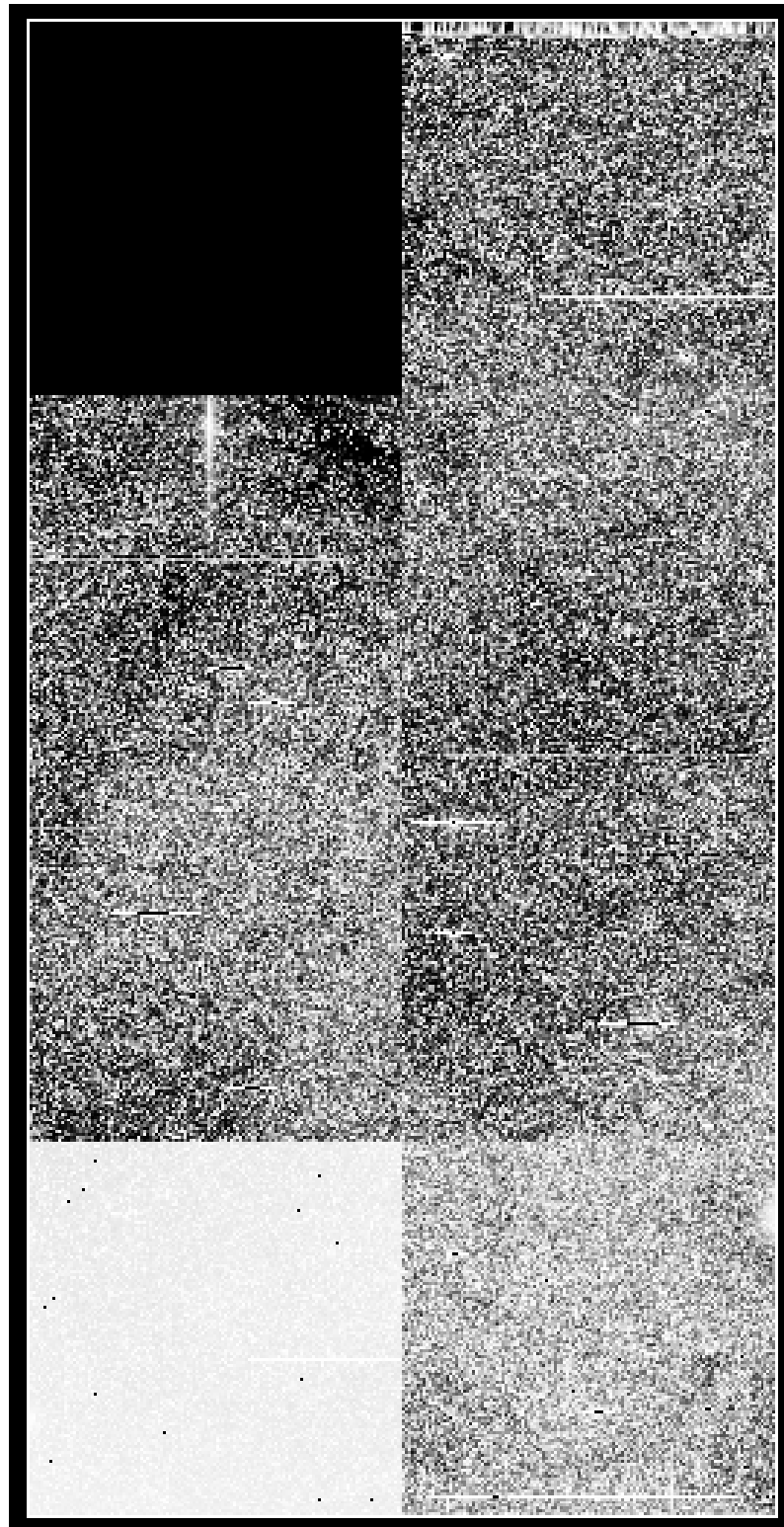


Fig. 6.7: Mosaïque des CCD rouges du champ cg607. On visualise l'ensemble des CCD à l'aide de cette mosaïque pour s'assurer de la bonne qualité des images choisies pour la création du catalogue de référence. Le CCD #2 n'étant pas analysé à cause de ses problèmes électroniques n'est ni affiché, ni sélectionné.

6.2.2 Ajustement des paramètres du détecteur d'étoiles

Il existe plusieurs paramètres de CORRFIND à ajuster selon le type d'image, à commencer par le rayon de corrélation r_{corr} . Celui-ci indique le nombre de pixels voisins à prendre en compte, lors du calcul du coefficient de corrélation entre les pixels de l'image et la *PSF*. La valeur typique de r_{corr} pour des étoiles isolées est

$$r_{corr} = 2\sigma \times (\text{facteur de sur-échantillonnage}) + 1, \quad (6.11)$$

où σ est la dispersion typique de la *PSF*. Le sur-échantillonnage diminue de moitié la taille des pixels de l'image de corrélation par rapport à l'image originale. Ceci permet de mieux distinguer les étoiles très rapprochées, augmentant considérablement l'efficacité de détection. Dans notre cas, on a utilisé un sur-échantillonnage d'un facteur 2. La figure 6.8 montre l'augmentation du nombre d'étoiles détectées, lorsqu'on diminue le rayon de corrélation r_{corr} . La valeur qui a été retenue est $r_{corr} = 1.4$.

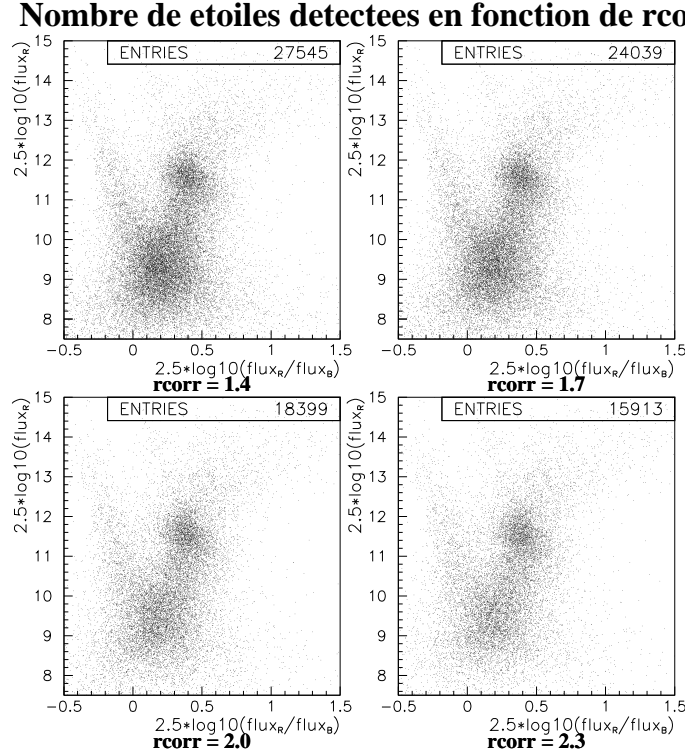


Fig. 6.8: Évolution du nombre d'étoiles détectées en fonction de r_{corr} . Lorsque le rayon de corrélation r_{corr} diminue, le nombre d'étoiles détectées augmente considérablement.

Ce sont essentiellement les étoiles de faible luminosité qui risquent de ne pas être vues avec un rayon de corrélation surestimé. Cet effet est représenté sur la figure 6.9.

D'autres paramètres importants de CORRFIND, déjà mentionnés dans la section 6.1.1, qui nécessitent un ajustement sont

- *seuil* : seuil de détection d'un maximum local sur l'image de corrélation.
- *seuil2*, r_{int2} , r_{ext2} : le maximum est validé si la somme des pixels dans un anneau compris entre r_{int2} et r_{ext2} est supérieure à *seuil2*.

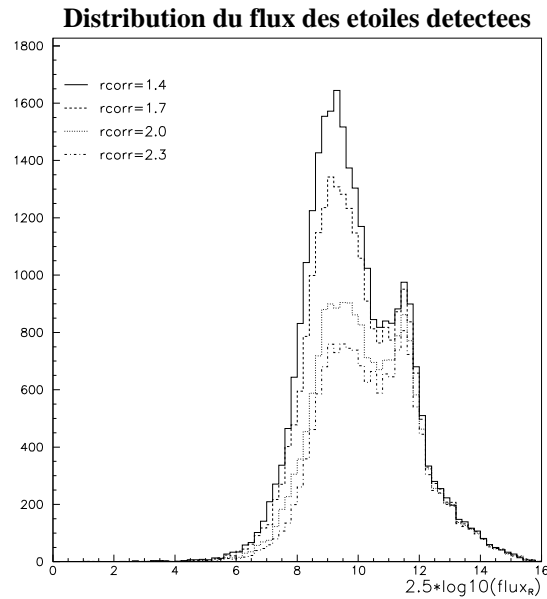


Fig. 6.9: Distribution du flux des étoiles détectées avec différentes valeurs de r_{corr} . L'augmentation du nombre d'étoiles détectées concerne surtout les étoiles de faible luminosité.

Plusieurs jeux de paramètres ont été essayés, les valeurs de la table 6.1 ayant été retenues.

	<i>seuil</i>	<i>seuil2</i>	r_{int2}	r_{ext2}
Valeurs conseillées	-0.05	-0.1	σ	$\sigma + 1$
Valeurs adoptées	0.1	-0.2	1.4	2.4

Tab. 6.1: Valeurs adoptées pour les paramètres de CORRFIND.

Sur la figure 6.10 on peut voir une image de corrélation sur-échantillonnée d'un facteur 2 et l'image réelle correspondante.

6.2.3 Comparaison des étoiles d'EROS II et d'OGLE dans la fenêtre de Baade

Pour s'assurer que notre jeu de paramètres détecte correctement les étoiles, nous avons comparé un de nos catalogues de référence avec celui du groupe OGLE concernant les étoiles de la fenêtre de Baade.

Deux catalogues d'OGLE ont été publiés. Le premier connu par *catalogue photométrique* [Paczynski et al., 1999], fournit les magnitudes des étoiles en U , B , V et I avec une précision de l'ordre de 0.2, 0.12, 0.06 et 0.04 magnitudes respectivement. Le deuxième publié dans [Szymanski et al., 1996], dit le *catalogue général*, donne les magnitudes en V et I . Les étoiles des deux catalogues se trouvent essentiellement sur le quart k (les limites du quart k étant $0 < x < 1024$ et $0 - 1024$) du CCD#7 de notre champ cg610.

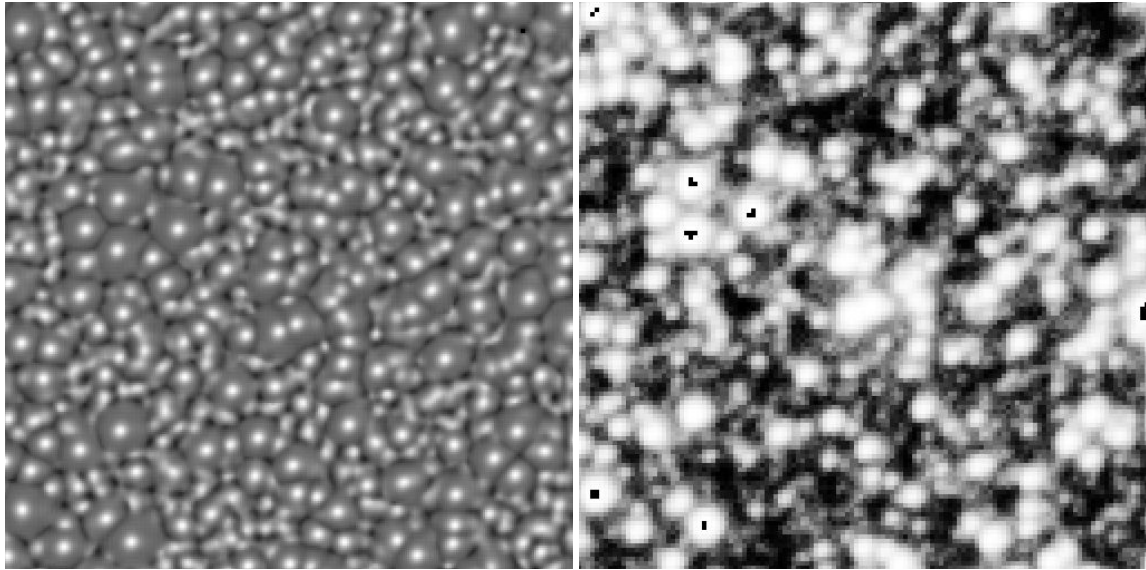


Fig. 6.10: Exemple d'une image de corrélation. On a juxtaposé l'image réelle correspondante.

Le catalogue générale d'OGLE a été utilisé pour vérifier si leurs étoiles ont effectivement été détectées par CORRFIND avec notre jeu de paramètres et vice versa. Pour cela, nous avons aligné géométriquement les catalogues EROS et OGLE et examiné ensuite si l'association s'est faite correctement. Les résultats se sont révélés tout à fait satisfaisants, comme on le démontre ci-après.

En effet, en cherchant d'abord les étoiles OGLE qui se trouvent dans notre catalogue, on constate que 5846 étoiles avec un $I < 17$ se situent dans le quart k du CCD#7. La Figure 6.11 en haut à gauche montre la distance d'association entre chaque étoile OGLE avec $I < 17$ et l'étoile EROS la plus proche. La plupart des étoiles OGLE ont été associées à une étoile EROS à moins de 5×10^{-4} deg, soit 1.8 secondes d'arc. Pour celles associées à plus de 5×10^{-4} deg, elles se situent sur les colonnes mortes du CCD#7, comme le montre la figure 6.11 en haut à droite, où l'on voit la position en (α, δ) des 527 étoiles en question. Ainsi, on peut affirmer qu'en dehors des problèmes cosmétiques des CCD, CORRFIND détecte les étoiles OGLE. On peut poursuivre notre vérification en comparant les magnitudes rouges ($2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge})$) des étoiles EROS avec la magnitude I des étoiles OGLE correspondantes. Sur la figure 6.11 en bas, on a représenté la corrélation entre la magnitude I mesurée par OGLE et la magnitude rouge mesurée par EROS pour les 5319 étoiles OGLE associées à moins de 5×10^{-4} deg. On constate que les deux magnitudes sont fortement corrélées, à l'exception d'un petit nombre d'étoiles OGLE qui semblent avoir été associées à une étoile brillante EROS, alors qu'elles auraient dû l'être à une étoile de plus faible luminosité. Le *seeing* d'OGLE étant en effet meilleur que celui d'EROS, il arrive qu'OGLE détecte deux étoiles, tandis qu'EROS n'en trouve qu'une.

On considère maintenant la recherche inverse, c'est-à-dire, combien d'étoiles EROS se trouvent dans le catalogue d'OGLE. Sur la figure 6.12 en haut à gauche, on montre la distance d'association entre chaque étoile EROS avec $10 < 2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge}) < 13$ et l'étoile OGLE la plus proche. On constate que parmi 6888 de nos étoiles 1195 ne sont pas associées à une étoile OGLE, leur distance d'association étant en effet supérieure à 5×10^{-4} deg. Dans un grand nombre de ces cas, nous avons confirmé à l'oeil que l'étoile d'EROS était un vrai objet stellaire. Comme précédemment, nous pouvons comparer notre

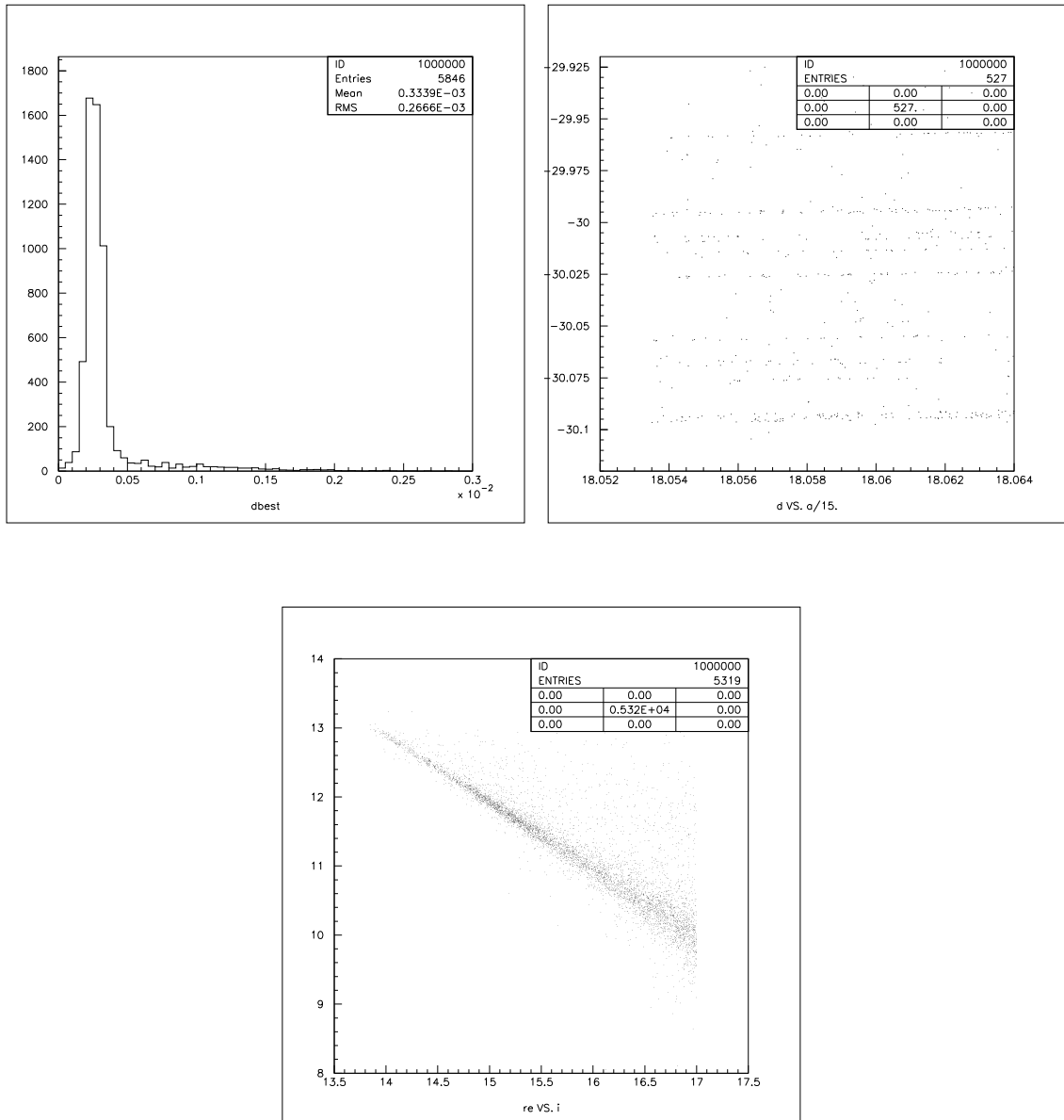


Fig. 6.11: En haut à gauche : La distance d'association en degrés entre chaque étoile OGLE et l'étoile EROS la plus proche. En haut à droite : Les positions α , δ des étoiles OGLE avec une distance d'association $> 5 \times 10^{-4}$. Ces étoiles sont essentiellement sur les colonnes mortes du CCD#7. En bas : $2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge})$ (EROS) en fonction de I (OGLE), pour les étoiles OGLE avec une distance d'association $< 5 \times 10^{-4}$ degrés.

photométrie à celle d'OGLE. Sur la figure 6.12 en haut à droite, on peut voir la corrélation entre le magnitude I mesurée par OGLE et la magnitude rouge mesurée par EROS, pour les 5693 étoiles EROS ayant une distance d'association inférieure à 5×10^{-4} deg. Pour la plupart des étoiles, la droite $I + 2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge}) \sim 27$ est respectée. Sur la figure 6.12 en bas, on a représenté $I + 2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge})$ de l'étoile OGLE la plus proche de chaque étoile EROS en fonction de $I + 2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge})$ de la deuxième étoile OGLE la plus proche. On constate que quand la première étoile OGLE la plus proche de l'étoile EROS est plus faible que celle-ci, la deuxième étoile OGLE la plus proche se trouve sur la droite $I + 2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge}) \sim 27$. Comme mentionné auparavant, ceci est dû à un meilleur *seeing* d'OGLE qui détecte deux étoiles, alors qu'EROS n'en voit qu'une.

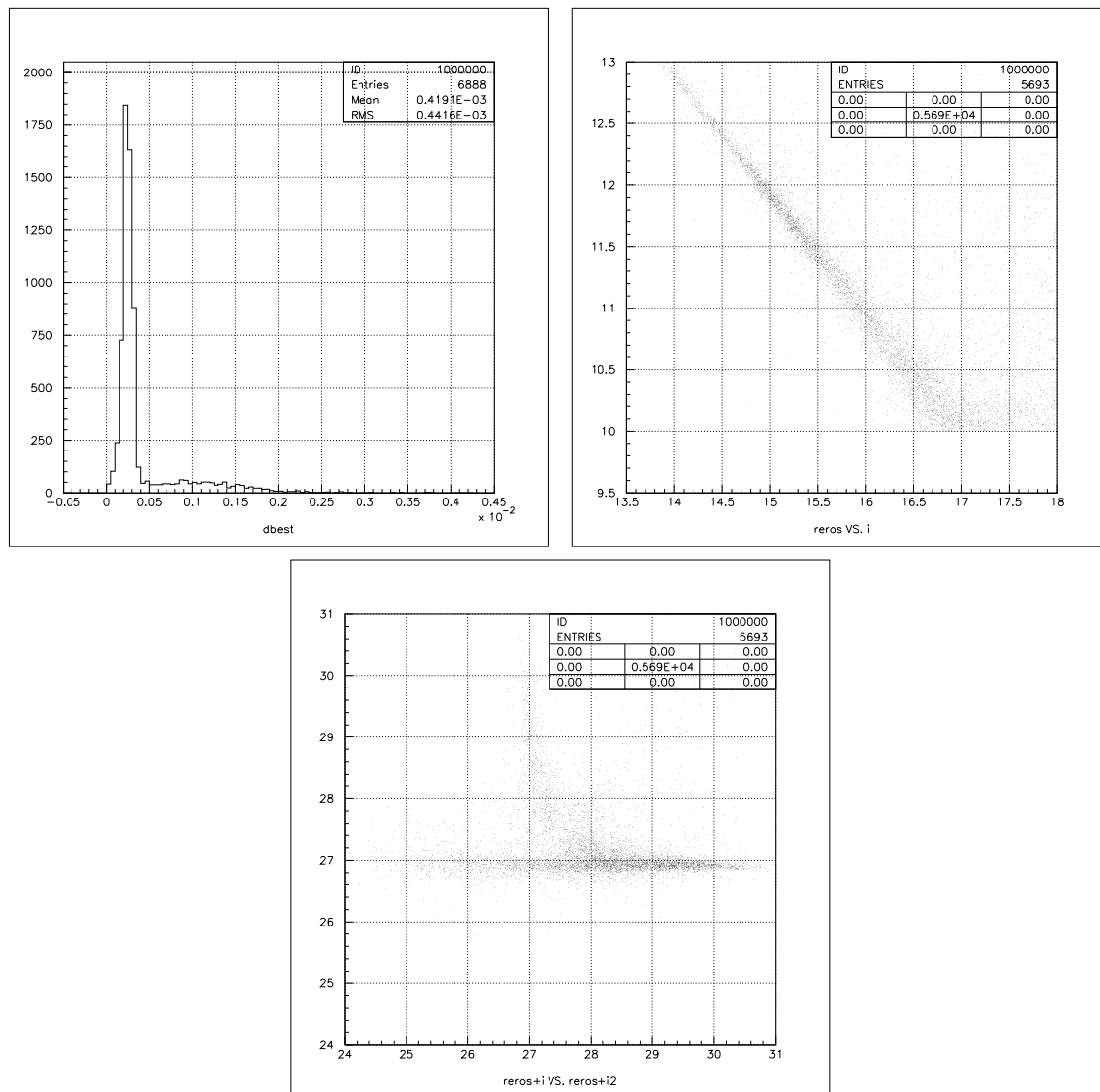


Fig. 6.12: En haut à gauche : La distance d'association en degrés entre chaque étoile EROS et l'étoile OGLE la plus proche. En haut à droite : $2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge})$ (EROS) en fonction de I (OGLE) pour les étoiles EROS avec une distance d'association $< 5 \times 10^{-4}$ degrés. En bas : $I + 2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge})$ de l'étoile OGLE la plus proche de chaque étoile EROS en fonction de $I + 2.5 \log_{10}(\text{flux Rouge})$ pour la deuxième étoile OGLE la plus proche.

6.2.4 L'élimination d'étoiles saturées et d'aigrettes

Nous avons mentionné que la visualisation des images de référence permettait de détecter une mauvaise lecture des CCD, un mauvais *déflattage* ou encore la présence de satellites ou le passage d'avions qui marquent les images avec des traînées, sur lesquelles de fausses étoiles peuvent éventuellement être détectées. En plus des cas énumérés, il existe des problèmes liés aux étoiles saturées et aux aigrettes lumineuses qu'elles génèrent. Dans un seul CCD d'un champ Centre Galactique il existe des centaines d'étoiles saturées de taille plus ou moins importante. Sur les aigrettes de ces étoiles saturées, de fausses étoiles peuvent être reconstruites, dont les mesures photométriques peuvent quelquefois ressembler à un événement microlentille. Il arrive qu'une vraie étoile soit située sous une aigrette et que les variations de l'absorption atmosphérique et de l'orientation des aigrettes simulent également un pic. Un programme de masquage d'étoiles saturées a été écrit pour éliminer ce problème. Le principe du programme est décrit dans l'annexe B. Au fichier contenant les zones à défauts de chaque CCD, comme les colonnes mortes et les pixels lumineux, à ne pas prendre en compte lors de la photométrie, on ajoute les zones masquées correspondant aux étoiles saturées.

Sur la figure 6.13 on peut voir quelques exemples d'étoiles saturées. On constate que le masquage est satisfaisant pour les étoiles de petite taille à taille moyenne, mais pas tout à fait pour les étoiles très brillantes. Il reste en effet des bouts d'aigrettes. Cependant masquer encore plus loin signifierait éliminer une surface très importante, d'autant plus regrettable que plus on est éloigné du centre de l'étoile, plus distantes sont les aigrettes entre elles et plus on masquerait des zones d'étoiles moins affectées par ce problème. On verra par la suite, lors de l'analyse des événements microlentille qu'il est difficile de dépasser totalement le problème des aigrettes et que dans certains cas des faux candidats microlentille surviennent. En effet, l'efficacité du masquage dépend des caractéristiques de l'étoile saturée (sa taille et sa brillance), ainsi que des étoiles qui l'entourent.

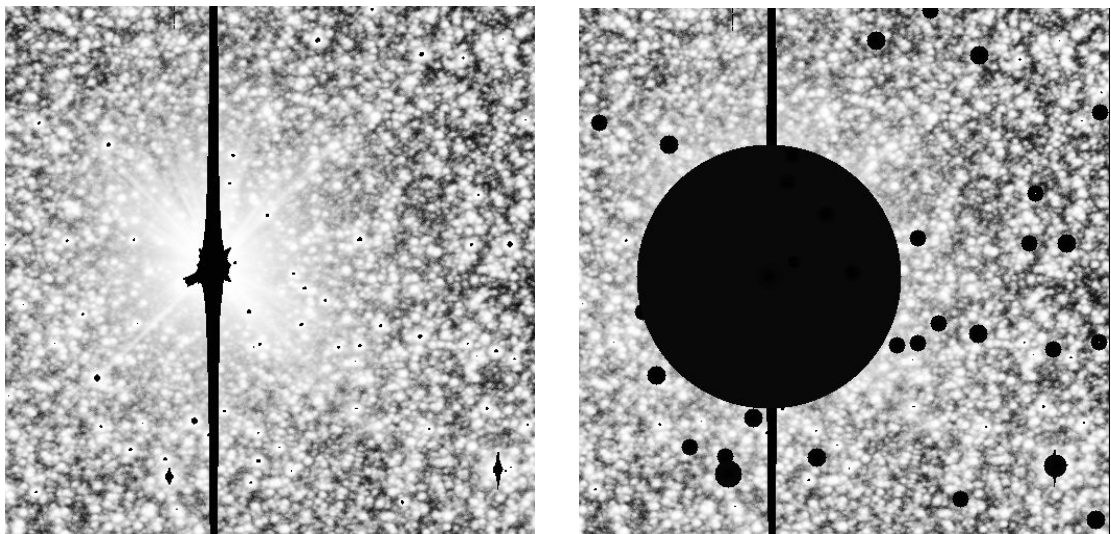


Fig. 6.13: Résultats du programme de masquage d'étoiles saturées. À gauche : exemple d'une étoile saturée très brillante et d'étoiles saturées de petite taille. À droite : résultats du programme de masquage des étoiles saturées.

Un autre artefact susceptible d'être présent dans les courbes de lumière et pouvant ressembler à un événement de microlentille est dû à la reconstruction de fausses étoiles sur un autre type d'aigrettes, situées en bord de CCD et orientées suivant l'axe de déclinaison δ du télescope (axe $-0x$). Il s'agit de rectangles lumineux de dimensions typiques de l'ordre de 350×10 pixels, présents dans les bords des CCD externes ($\#0, \#1, \#6, \#7$) des deux caméras, rouge et bleue et en général sur les clichés d'un même champ. Il a été vérifié qu'il ne s'agissait pas d'aigrettes d'étoiles saturées hors du champ ou de problèmes dans la lecture des CCD, car celle-ci se fait selon l'axe α des ascensions droites (selon $0y$). Leur présence est très probablement expliquée par les réflexions lumineuses dans l'optique du télescope. Un programme de détection et de masquage de ces aigrettes lumineuses orientées a été créé et intégré dans le programme de photométrie PEIDA. Pour plus de détails sur le principe de cet algorithme se référer à [Lasserre, 2000]. Sur la figure 6.14 on montre un exemple d'aigrette et de son masque.

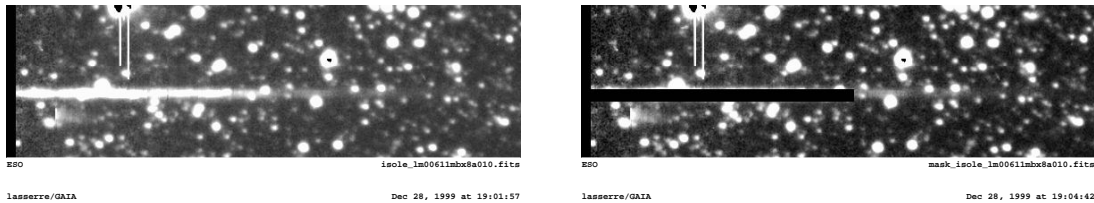


Fig. 6.14: Résultats du programme de détection et masquage des aigrettes lumineuses orientées selon la déclinaison. On peut voir à gauche un exemple d'aigrette lumineuse en bord de CCD. À droite on montre les résultats du masquage.

6.2.5 Sélection d'étoiles brillantes pour le catalogue de référence

Le choix de n'analyser que les étoiles brillantes au-dessus d'un certain seuil de magnitude, notamment les géantes rouges, a été fait pour trois raisons. D'une part, comme on l'a déjà expliqué dans la section 2.4.6 et 5.2.1, les étoiles de faible luminosité, mal résolues, subissent l'effet de confusion d'étoiles ou *blending*. La durée d'un événement microlentille dont l'étoile-source est de faible luminosité est sous-estimée et il est difficile de lever la dégénérescence afin d'obtenir la vraie durée. L'excès de courtes durées vers le Centre Galactique pourrait indiquer une population non identifiée de naines brunes dans le disque ou le bulbe. Pour sonder la véritable origine des courtes durées, effet de confusion ou éventuellement une nouvelle population d'étoiles, nous nous sommes concentrés sur les étoiles brillantes. Celles-ci ne sont quasiment pas affectées par l'effet de *blending*, permettant d'établir des résultats sans d'erreurs systématiques portant sur la profondeur optique vers le Centre Galactique. De plus, la distance des géants rouges est connue, étant en effet situées dans le bulbe de notre galaxie.

L'autre facteur prépondérant qui nous a amené à faire le choix d'étoiles brillantes (initialement il nous semblait décisif, mais il s'est révélé moins important), était le temps de calcul nécessaire à la création des courbes de lumière au Centre de Calcul à Lyon (le CCPN). En effet, pour traiter toutes les étoiles, de l'ordre de 60×10^6 , correspondant aux 80 champs Centre Galactique avec en moyenne 300 mesures pour 17 champs et 120 mesures pour les 63 autres on prévoyait une durée d'une année et demie à deux ans. On rappelle

qu'on traite les images par quart de CCD, le CCD#2 n'étant pas utilisé du fait de ses problèmes électroniques. Or avec l'implémentation de nouvelles versions plus performantes de production de courbes de lumière, le temps de calcul s'est réduit de façon significative et on aurait pu traiter toutes les étoiles. Cependant beaucoup de courbes avaient déjà été faites avec les références d'étoiles brillantes et retraiter toutes les étoiles avec de nouvelles références aurait en fait mis en retard l'analyse. De plus, il a fallu prendre en compte la production des courbes de lumière pour les autres programmes d'observation d'EROS II, notamment les Nuages de Magellan et les Bras Spiraux. Ces programmes emploient également les ressources du CCPN et relancer une grosse production de fichiers à un certain stade d'évolution aurait présenté de sérieuses difficultés.

La sélection d'étoiles brillantes pour la création du catalogue de référence se fait sur l'ensemble des étoiles détectées sur les images de référence. On retient toutes les étoiles dont la magnitude rouge EROS ($2.5 \log_{10}(FluxR_{EROS})$) est supérieure à une coupure dans le diagramme couleur-magnitude, calculée automatiquement avec un algorithme spécialement créé à cette fin. Les étoiles retenues sont signalées par un code spécifique (une étiquette) dans le catalogue d'étoiles. La fabrication des courbes de lumière n'est faite que pour les étoiles étiquetées.

On décrit ici brièvement l'algorithme de sélection d'étoiles brillantes, pour plus de renseignements se référer à l'annexe A. Sur la figure 6.15 on montre les diagrammes couleur-magnitude pour les 4 quarts du CCD#4 du champ cg607, où l'on peut voir les différents groupes d'étoiles vers le Centre Galactique. D'une part, on a des étoiles rouges regroupées en un amas ou un *clump* d'étoiles dit *clump* de géantes rouges (GR), autour de $2.5 \log_{10}(FluxR_{EROS}) = 11$ et *couleur* = 0.5. Ces étoiles appartiennent au bulbe et se trouvent à une distance du Soleil $d \approx 8kpc$. L'autre structure visible dans ce diagramme est la séquence principale (SP) des étoiles du disque. En effet, elles se situent le long d'un bras vertical qui s'étend jusqu'à la partie basse du diagramme. La partie basse de la séquence principale contient des étoiles naines du bulbe et est contaminée par le bruit (de fausses étoiles détectées sur des petits flux). Il existe également des étoiles variables de couleur rouge (VR) et bleue (VB). Les premières peuvent être des variables de longue période, pouvant aller jusqu'à plusieurs années. Un exemple de variables bleues sont les céphéides classiques, avec des périodes de 1 à 50 jours ou des RR Lyrae avec des périodes inférieures à 1 jour. L'interprétation détaillée du diagramme couleur-magnitude est relativement difficile. Il faut prendre en compte plusieurs facteurs afin d'identifier les différents types d'étoiles appartenant au disque ou au bulbe, notamment le rougissement des étoiles dû à l'absorption des poussières interstellaires, la diminution de leur flux en fonction de la distance et donc de la plus grande absorption.

L'algorithme que nous avons développé identifie les trois régions de concentration d'étoiles qui caractérisent la structure typique du diagramme, notamment le *clump* de géantes rouges, les étoiles de la séquence principale du disque dans la partie haute et dans la partie basse du diagramme. Par comparaison des couleurs et magnitudes EROS des maxima de densité d'étoiles entre eux, on détermine la position du centre du *clump* de géantes rouges. La largeur de celui-ci est obtenue en ajustant une fonction gaussienne sur les profils du diagramme projetés selon l'axe des couleurs et selon l'axe de la magnitude rouge EROS. Nous avons ainsi les paramètres qui définissent le centre et les limites du *clump* vers le haut, le bas, la gauche et la droite du diagramme. La coupure de sélection des étoiles brillantes est alors faite en considérant toutes les étoiles dont la magnitude est supérieure à la limite inférieure du *clump*, moins de 0.5 magnitude

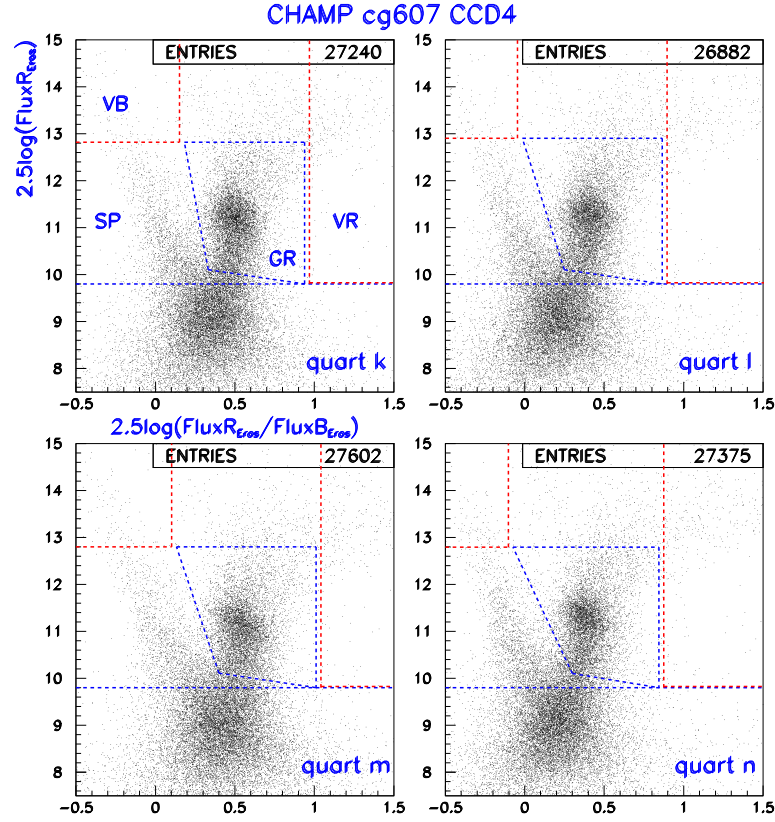


Fig. 6.15: Diagramme couleur-magnitude du champ cg607 CCD#4 pour illustrer la sélection d'étoiles brillantes. On a indiqué le *clump* des géantes rouges (GR), la séquence principale (SP), les étoiles variables rouges (VR) et bleues (VB).

$$\text{coupure}_{\text{mag}R} = 2.5 \log_{10}(\text{Flux}R_{\text{EROS}}) - 0.5 . \quad (6.12)$$

Cette coupure est indiquée dans la figure 6.15 par la première droite horizontale en pointillé à partir du bas du diagramme. Nous avons également signalé les limites des différentes populations d'étoiles, calculées toujours en fonction du *clump*.

Nombre d'étoiles par Champ Centre Galactique

<i>Champ</i>	<i>Nombre total d'étoiles</i>	<i>Étoiles retenues par coupure</i>	<i>Géantes rouges</i>	<i>Séquence principale</i>	<i>Variables bleues</i>	<i>Variables rouges</i>
cg002	613445	360864	267624	77308	2268	11312
cg003	612898	480620	326424	109592	7532	25228
cg004	590502	263424	192248	41776	4844	16996
cg005	598689	374808	275716	72716	2548	12488
cg006	618134	315840	212128	96180	392	5488
cg008	593715	295512	207200	62300	3584	11032
cg009	614754	203420	140812	46424	1764	6412
cg016	638197	98812	61768	30576	644	2380

Suite du tableau page suivante

<i>Champ</i>	<i>Nombre total d'étoiles</i>	<i>Étoiles retenues par coupure</i>	<i>Géantes rouges</i>	<i>Séquence principale</i>	<i>Variables bleues</i>	<i>Variables rouges</i>
cg017	595904	117040	56756	18536	812	3164
cg021	638340	246316	145040	84952	2184	3360
cg022	622822	107856	63280	39312	616	2772
cg028	684821	66220	44996	17192	560	1652
cg029	552017	81984	47600	28224	644	2324
cg030	609256	125216	74984	42168	868	3192
cg031	643338	157584	93296	55888	700	4172
cg033	645408	86772	39676	42756	224	1876
cg034	668899	110404	37072	65464	1008	2352
cg035	679062	119392	68208	44296	896	2688
cg036	694246	152320	96040	49224	448	3556
cg037	656428	147756	88452	49924	1064	3080
cg058	646765	179928	101220	66360	2296	4620
cg060	650002	174496	85904	79436	1372	2632
cg063	678086	146720	77252	61852	840	3164
cg064	637745	155708	82712	66360	840	3024
cg069	624583	62972	23996	33768	868	1792
cg070	653477	230384	159404	59752	1764	6524
cg071	595690	221312	172060	33712	3836	4592
cg072	666876	223972	147980	56504	3444	5544
cg073	559824	205464	147028	43120	4816	4760
cg074	694603	158704	105224	33460	2912	4284
cg075	687154	119336	73584	34804	2212	3808
cg076	624298	276640	196840	55552	4536	10332
cg077	662330	194460	142968	41020	1568	7112
cg078	602711	260988	177576	62496	2464	8988
cg079	609256	198884	126224	56616	1512	7840
cg080	667376	212100	142324	55300	1624	4648
cg081	670327	219072	137900	67620	1316	5460
cg082	667328	168868	110880	47208	1512	4900
cg083	655690	156184	90944	56532	1008	2996
cg084	640244	153860	89040	56728	784	3052
cg085	656809	155596	92988	51464	1036	4564
cg088	643861	138068	67900	61236	1092	3724
cg101	619752	333508	246036	73948	1652	9352
cg102	607495	253820	191520	39004	3556	11172
cg103	644004	225568	171052	34188	3052	8624
cg104	632580	227360	168140	36708	2072	11872
cg105	707598	207032	155456	45164	560	4620
cg106	621870	333312	260988	41552	4480	13916
cg107	685678	233100	177912	36568	1232	7196
cg108	623274	323316	226184	67760	3780	12908
cg109	630034	253288	183428	51408	1372	8484
cg112	667447	208516	139776	47880	3024	8344
cg113	667043	213164	145992	50176	1624	7700

Suite du tableau page suivante

<i>Champ</i>	<i>Nombre total d'étoiles</i>	<i>Étoiles retenues par coupure</i>	<i>Géantes rouges</i>	<i>Séquence principale</i>	<i>Variables bleues</i>	<i>Variables rouges</i>
cg114	671922	181468	122864	45164	896	6048
cg115	720283	141512	104748	26824	700	3500
cg116	711120	144480	101500	32564	784	5656
cg117	622727	240632	160216	62412	1960	9548
cg118	655143	179340	106876	55384	1120	8960
cg122	748819	140868	111860	20776	700	4872
cg123	738633	133952	98644	28700	644	3696
cg124	719260	109984	78568	23184	728	3836
cg131	791517	87472	65716	15232	616	2604
cg132	718998	179088	51912	17108	504	1512
cg133	724163	103236	65100	29484	812	3752
cg632	701576	134400	69916	56560	868	4088
cg607	597304	221073	152822	45618	2179	10449
cg610	567496	170938	120049	32145	1769	8751
cg611	591170	219512	140230	49256	2253	9614
cg612	570687	115507	71299	34375	1195	4351
cg613	616216	133336	90614	30433	1254	5903
cg614	608614	175711	114834	45068	1667	7149
cg615	564579	191620	118716	55533	2002	8314
cg617	555919	113487	57314	48763	889	3516
cg618	612069	116543	69894	37454	953	4266
cg619	621965	136349	90472	34476	1285	5025
cg620	622775	155483	98313	43124	1779	6493
cg624	576413	118830	61643	49445	619	3921
cg625	626461	112756	69437	33920	849	4304
cg626	597348	166812	86064	69938	1082	5103
cg627	584985	153724	82899	59396	1187	5508

Fin du tableau

TAB. 6.2: Nombre d'étoiles par champ Centre Galactique

6.3 Création des courbes de lumière

Nous avons vu que les étapes précédentes avaient pour but la création des catalogues de référence. Ceux-ci contiennent toutes les étoiles détectées sur les images de référence, mais on construit uniquement les courbes de lumière des étoiles étiquetées par un code spécifique. La fabrication des courbes de lumière sauvegardées dans des fichiers appelés *suivis*, se fait au Centre de Calcul à Lyon (CCPIN2P3). Une chaîne de traitement des données a été spécialement conçue par le groupe EROS II. Les images acquises au Chili et archivées sur des cartouches DLT (11Go) sont envoyées au CCPN, où elles sont ensuite transférées sur des cartouches 3480 (1Go) pour être compatibles avec le support du CCPIN2P3.

6.3.1 Production des fichiers de suivi

Une fois les cartouches 3480 stockées dans le robot du CCPIN2P3 et rentrées dans la base de données Oracle d'EROS II, les images sont disponibles via internet. La production de courbes de lumière consiste alors dans l'enchaînement automatique des étapes de traitement d'images, en interagissant avec la base de données, soit pour "descendre" les images des cartouches sur les disques de calcul ou pour mettre la base de données à jour, en lui indiquant quelles images ont été traitées avec ou sans succès et quand et combien de fichiers de suivi ont été créés et où ils sont sauvegardés. Les images réduites en ligne au Chili, c'est-à-dire ayant subi un *déflattage* (uniformisation du signal), sont alignées une à une par quart de CCD sur le catalogue de référence, d'abord géométriquement et ensuite photométriquement. La fabrication des catalogues de référence peut être intégrée dans la chaîne de production ou faite à part avant le début de celle-ci. Pour le Centre Galactique, on s'est trouvé dans le deuxième cas, car la sélection des étoiles brillantes et leur étiquetage ne peuvent pas être gérés par la production. Quand l'alignement géométrique ou photométrique a échoué, les paramètres de ces étapes pour l'image en question ne sont pas sauvegardés dans le fichier de suivi. Chaque fichier de suivi contient environ 50 images. Pour des champs observés 350 fois, on a 7 ou 8 blocs de suivis par quart de CCD.

6.3.2 Champs du Centre Galactique produits

On rappelle que les courbes de lumière ont été fabriquées avec des images allant jusqu'à fin mai 1999, car au-delà de cette date les images n'ont été mises à disposition dans la base de données que depuis peu de temps. Sur la figure 6.16, on montre la carte des champs Centre Galactique sur laquelle on a superposé la surface bleue représentant le pourcentage d'images traitées pour chaque champ par rapport au nombre total d'images observées jusqu'à fin mai 1999. En vert on montre le pourcentage d'images en échec d'alignement géométrique ou photométrique, qui n'ont pas pu être récupérées par une nouvelle tentative de production. En effet, dans les premières versions de la production, l'étiquette d'étoiles brillantes n'était pas pris en compte correctement quand le nombre d'étoiles étiquetées était inférieur à environ 4000/5000. Ceci est le cas pour les champs qui s'éloignent du Centre Galactique pour lesquels le nombre de géantes rouges décroît significativement. Le nombre d'étoiles utilisé pour l'étape d'alignement photométrique étant un certain pourcentage du nombre total d'étoiles étiquetées, est alors petit et les algorithmes d'alignement échouent. Les versions postérieures de la production ont partiellement surmonté ce problème avec un traitement spécial pour les champs CG. On a également retraité les images qui n'ont pas pu être alignées géométriquement, en essayant une autre initialisation de la transformation. Certaines images avec un décalage trop important par rapport à l'image de référence ont encore conduit à un échec, même après plusieurs tentatives d'alignement.

La figure 6.17 présente sous une autre forme le nombre d'images traitées pour chaque champ par rapport au nombre total d'images observées jusqu'à mai 1999. Les 4 ensembles de deux graphiques montrent sur la figure du bas le pourcentage d'échec (géométrique ou photométrique dû à des images trop absorbées ou avec des problèmes de lecture de CCD), de l'ordre de 10% pour les champs cg6xx et 30-40% pour les autres champs. Sur les figures du haut de chaque ensemble on voit que toutes les mesures ont été traitées jusqu'à fin mai 1999.

6.3.3 Qualité de la photométrie

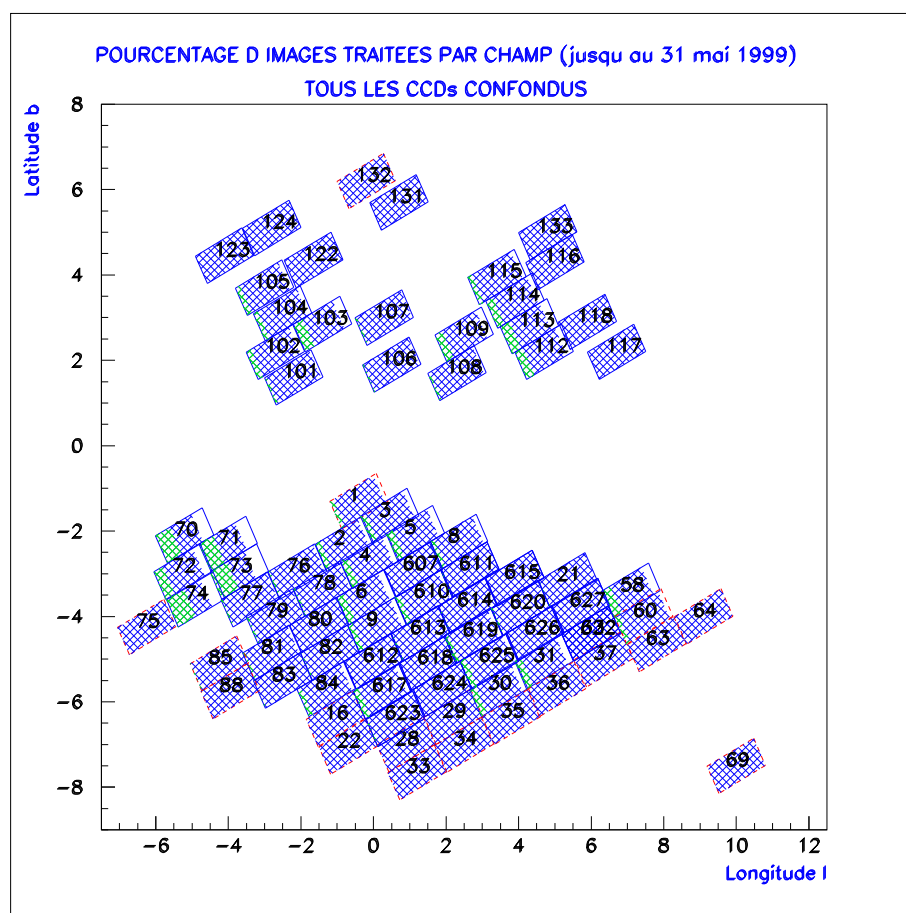


Fig. 6.16: On a représenté la carte des champs Centre Galactique en superposant la surface bleue qui correspond au pourcentage d'images produites pour chaque champ par rapport au nombre total d'images observées jusqu'à fin mai 1999. En vert sont signalés les images ayant conduit à un échec d'alignement photométrique ou géométrique.

La qualité ou précision photométrique de chaque étoile est donnée par le rapport entre l'écart standard des flux le long de la courbe de lumière et le flux de référence de l'étoile. La figure 6.18 montre l'exemple du champ cg607. On constate que la majorité des étoiles a une précision meilleure que 10% et que pour les étoiles brillantes ($\log_{10}(Flux) > 4.75$) elle descend en-dessous de 5%. Une légère détérioration de la résolution pour les grands flux est due à la saturation des étoiles.

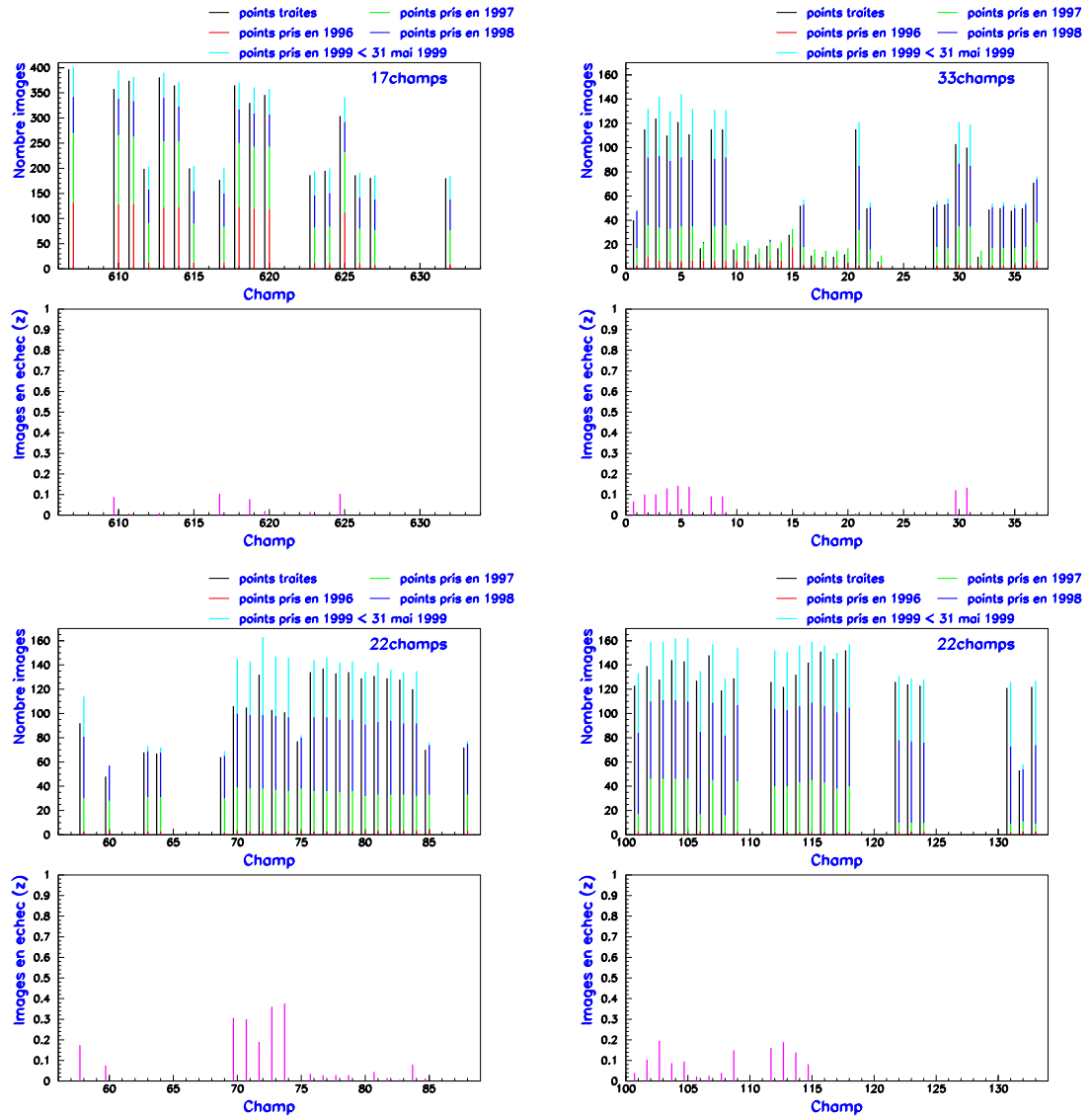


Fig. 6.17: État de la production des fichiers de suivi. On peut voir 4 ensemble de figures correspondant à la totalité des 80 champs, dont le graphique du haut montre les images observées au long des années 1996 (en rouge), 1997 (en vert), 1998 (en mauve) et 1999 (en turquoise) jusqu'à fin mai seulement, ainsi que les images traitées (en noir), en excluant les images ayant conduit à un échec. Sur le graphique du bas on voit le pourcentage d'échecs par champ.

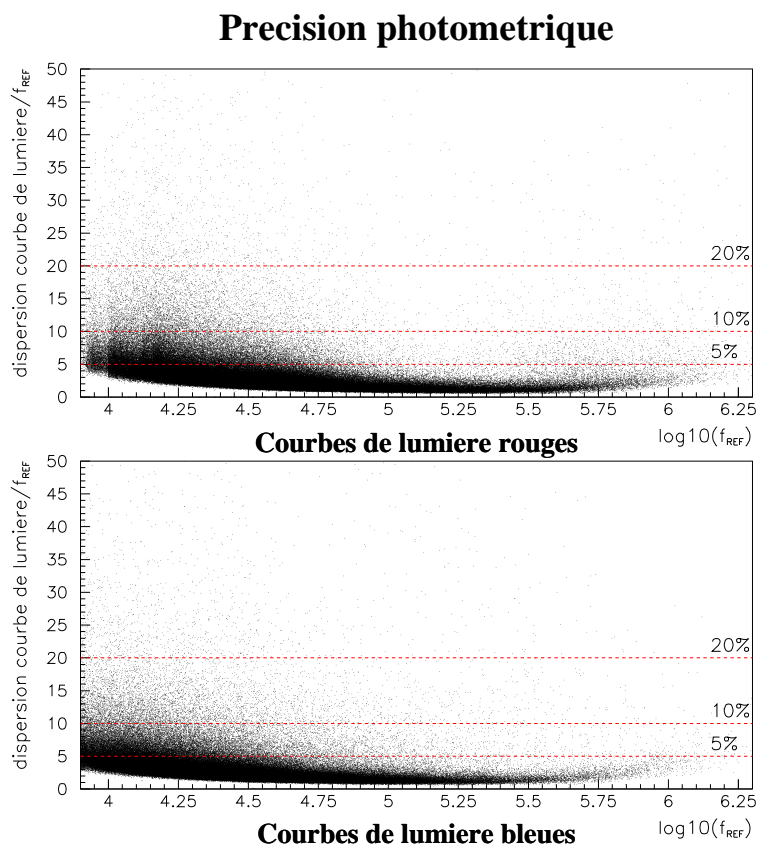


Fig. 6.18: Précision photométrique du champ cg607 pour les courbes de lumière rouges et bleues. La plupart des étoiles a une précision inférieure à 10%. Pour les étoiles brillantes ($\log_{10}(Flux) > 4.75$) elle descend en-dessous de 5%. Une légère augmentation à grands flux est due à la saturation des étoiles.

Chapitre 7

Préparation de l'analyse

Sommaire

7.1	Filtrage des fichiers de suivi	148
7.2	Nettoyage des données	148
7.2.1	Élimination des mauvaises images	148
7.2.2	Élimination des mauvaises étoiles	152
7.2.3	Nettoyage des courbes de lumière	153
7.3	Correction des flux	154
7.3.1	Corrélation du flux avec le <i>seeing</i>	155
7.3.2	Corrélation du flux avec l' <i>airmass</i>	155
7.3.3	Corrélation du flux avec l'angle horaire et avec le fond . . .	155
7.3.4	Méthode de correction des flux	159
7.3.5	Résultats de la correction des flux	159
7.4	Détermination de la ligne de base	163
7.4.1	Méthode 1 : Détermination du mode de la distribution du flux	164
7.4.2	Méthode 2 : Test des changements de signe	165
7.4.3	Comparaison des méthodes	165
7.5	Simulation d'événements de microlentille	168
7.5.1	Méthode de simulation	168
7.5.2	Génération des paramètres	169

Avant de pouvoir faire l'analyse proprement dite, il faut encore passer par une série d'étapes dont le but est de constituer un ensemble de données épuré de mauvaises mesures et d'effets systématiques liés à la photométrie. On commence par éliminer les images inutilisables pour l'analyse, ainsi que les fausses étoiles détectées sur du bruit ou encore les étoiles mal mesurées en bord de CCD. Quelques mauvaises mesures peuvent néanmoins passer nos coupures de nettoyage. Afin de les écarter, on filtre les flux affectés d'erreurs atypiques dans les courbes de lumière. Ensuite nous traiterons les effets systématiques dus à la corrélation du flux avec différents paramètres d'observation, notamment le *seeing*, l'*airmass* et l'angle horaire. On décrit également la méthode de correction des flux. Finalement, on détaillera deux éléments indispensables pour l'analyse, la détermination de la ligne de base et la simulation d'événements de microlentille.

7.1 Filtrage des fichiers de suivi

Lors de la création des fichiers de suivi qui contiennent les courbes de lumière, les programmes de la chaîne de production enregistrent les paramètres photométriques et géométriques de toutes les étoiles, même de celles qui n'ont pas été sélectionnées pour le catalogue de référence. On rappelle que seules les étoiles étiquetées sont mesurées, les paramètres des autres étoiles étant mis à une valeur arbitraire dans les fichiers de suivi. Pour éliminer le volume des paramètres des étoiles non sélectionnées dans les fichiers, réduisant typiquement d'un facteur trois la taille du suivi, un programme de filtrage d'étoiles non étiquetées a été créé. Les fichiers de suivi filtrés résultants contiennent donc seulement les étoiles du catalogue de référence, permettant ainsi une manipulation plus facile et plus rapide.

7.2 Nettoyage des données

7.2.1 Élimination des mauvaises images

La qualité des images dépend de plusieurs facteurs. D'une part, les conditions météorologiques difficiles dégradent le rapport signal sur bruit et rendent souvent les images inutilisables, lors d'une humidité élevée, de la présence de nuages, d'un vent important ou de turbulences atmosphériques. D'autre part, il existe parfois des problèmes techniques, notamment une fermeture précoce du rideau de l'obturateur, une mauvaise lecture du signal des CCD ou encore des difficultés dans l'entraînement du télescope. De plus, la lumière de la Pleine Lune peut dans certains cas contaminer fortement les clichés et rendre la détection des étoiles difficile et incertaine.

Coupure sur le fond de ciel

Cette coupure permet d'éliminer les clichés avec un fond de ciel très élevé, affectés par la lumière de la Lune. Il existe en effet certaines périodes où les images sont totalement envahies par la lumière de la lune. Pour s'affranchir de ce type de problème, on accepte seulement les clichés dont le fond de ciel satisfait la condition suivante

$$\text{fond de ciel} < 15000 \text{ ADU} \quad (7.1)$$

On élimine ainsi 4% des images dans chaque couleur. Dans la figure 7.1 on peut voir les valeurs du fond pour l'ensemble des images, auxquelles on a superposé la zone correspondant à la coupure.

Coupure sur la dispersion du fond de ciel

La coupure sur la dispersion du fond de ciel permet de repérer les problèmes liés à la fermeture impromptue de l'obturateur. Nous avons déjà mentionné qu'en 1996, lors du démarrage de l'expérience, l'obturateur se fermait de façon inattendue après quelques secondes d'exposition seulement. Ces clichés présentent une dispersion du fond de ciel très inférieure aux valeurs typiques. Pour éliminer ces clichés inutilisables on impose la restriction suivante

$$\sigma_{\text{fond de ciel}} > 15 \text{ ADU} \quad (7.2)$$

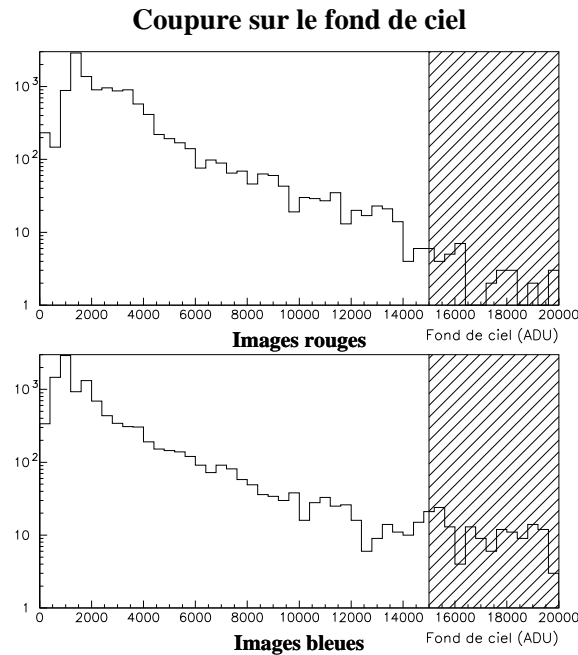


Fig. 7.1: Coupure sur le fond de ciel. En haut on peut voir le fond de ciel pour les images rouges. En bas, la même chose pour les images bleues. La zone hachurée correspond aux valeurs éliminées par la coupure, $\text{fond de ciel} > 15000$ ADU.

Environ 4 à 5 % des images sont écartées dans chaque couleur, cf. figure 7.2. Pour ces deux premières coupures sur le fond de ciel et la dispersion du fond de ciel on aurait pu travailler de façon plus précise en divisant les deux variables par le temps de pose, car on rappelle que ceux-ci diffèrent entre 1996 ($T_{\text{pose}} = 240$ s) et les autres années ($T_{\text{pose}} = 120$ s). Nos coupures sont néanmoins suffisamment larges pour pouvoir travailler directement sur le fond de ciel et la dispersion du fond sans diviser par le temps de pose.

Coupure sur l'absorption

L'absorption est déterminée lors de l'alignement photométrique décrit dans la section 6.1.4. La coupure sur l'absorption permet de dépister les images prises en présence de nuages. Elle sert également à éliminer les clichés avec un temps de pose inférieur à la valeur demandée, à cause de la fermeture inopinée de l'obturateur. Dans ce deuxième cas, le rôle de cette coupure est identique à celle sur la dispersion du fond de ciel. On impose également une coupure inférieure sur l'absorption, bien que cela puisse paraître étonnant, car il s'agirait normalement d'images présentant une faible absorption. En réalité les images avec une faible absorption présentent un *seeing* élevé. Les flux sont alors mal estimés, ainsi que l'absorption. Aussi, on exige la condition suivante

$$0.2 < \text{absorption} < 5 \quad (7.3)$$

On élimine ainsi 7 à 8% des images dans chaque couleur (voir figure 7.3).

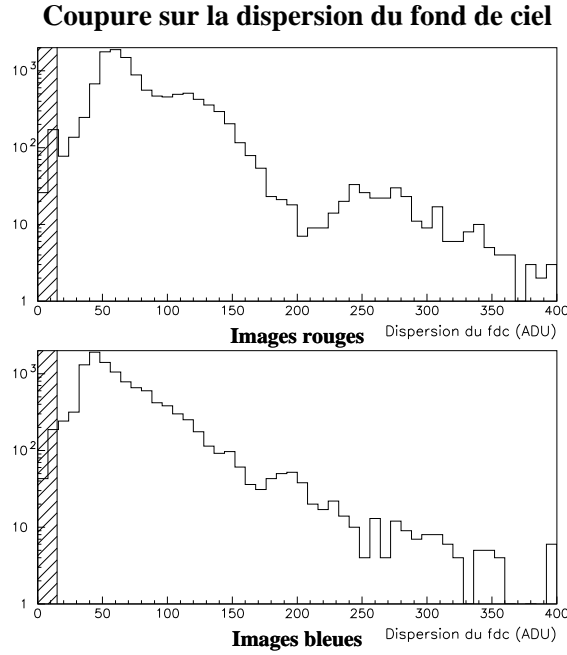


Fig. 7.2: Coupure sur la dispersion du fond de ciel. On montre les valeurs de la dispersion du fond de ciel pour les images rouges et bleues. On montre également la zone hachurée correspondant à la coupure $\sigma_{\text{fond de ciel}} < 15$.

Coupure sur le *seeing*

Le *seeing* caractérise la taille des étoiles sur l'image. Il dépend de plusieurs facteurs, la qualité de l'optique du télescope, la température du miroir et la qualité photométrique de la nuit d'observation liée à la turbulence atmosphérique. L'optique du télescope étant stable (avec une légère amélioration après l'arrêt technique fin mai 1998, où elle a été corrigée pour la coma), les variations de *seeing* sont essentiellement dues aux conditions atmosphériques.

Le *seeing* en secondes d'arc est défini par la formule suivante

$$\text{seeing} = 0.6 \times 2.35 \times sa \text{ secondes d'arc} \quad (7.4)$$

où sa est le demi-grand axe en pixels de l'ellipse correspondant à l'étoile et modélisée par la PSF (eq. 6.1). On obtient le grand axe sa , et les autres paramètres de l'ellipse, c'est-à-dire le petit axe sc et l'angle du grand axe avec l'axe $0x$ du référentiel propre de la PSF, à partir des distributions σ_x, σ_y de la PSF et ρ_{xy} (coefficient de corrélation entre les axes de la PSF). Le facteur 2.35 dans l'équation 7.4 provient du fait que le *seeing* est la largeur à mi-hauteur de la PSF ($FWHM$) reliée à la dispersion par $FWHM = 2.35\sigma$. Finalement, le facteur 0.6 se réfère aux pixels des CCD de taille égale à 0.6 secondes d'arc/pixel. On peut maintenant couper sur le grand axe sa , ce qui équivaut à restreindre les valeurs de *seeing*. Pour éliminer alors les clichés pris dans des mauvaises nuits photométriques,

on impose la condition suivante

$$sa < 3 = 4.3 \text{ secondes d'arc} \quad (7.5)$$

Environ 1 à 2% des mesures sont écartées par cette coupure, cf. figure 7.4.

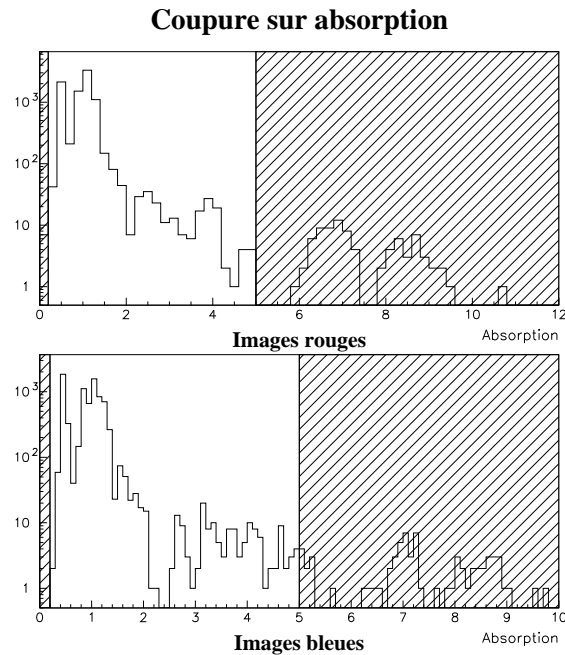


Fig. 7.3: Coupure sur l'absorption. On montre les valeurs de l'absorption des images dans les deux couleurs, ainsi que les images éliminées signalées par la zone hachurée correspondant à la coupure $0.2 < absorption < 5$.

Coupure sur l'allongement de la PSF

On applique encore une dernière coupure en demandant que la PSF des étoiles soit suffisamment circulaire. En effet, des problèmes de focalisation du télescope ou un mauvais entraînement de celui-ci durant une prise d'image peuvent allonger les étoiles. Dans certains cas l'allongement est si important que la mesure de celles-ci devient trop incertaine. Pour s'affranchir de ces mesures on demande que le petit axe sb de la PSF soit supérieur à la moitié du grand-axe sa

$$rap = \frac{sb}{sa} > 0.5 \quad (7.6)$$

Moins de 1% des images sont supprimées (voir figure 7.5).

L'ensemble des coupures décrites ci-dessus éliminent 10% des images. À titre d'exemple pour le champ cg611, on passe de 382 mesures à 343 mesures. La figure 7.6 montre l'angle horaire des images retenues. On constate que tous les angles horaires sont couverts de façon relativement uniforme (l'angle horaire de la totalité des clichés avant coupure va de ± 5 heures, cf. figure 5.7 du chapitre 5 sur la prise de données). Il est donc tout à fait justifié d'observer à des grands angles horaires afin d'avoir la plus grande surface de ciel couverte dans la nuit et le plus grand nombre de prises de vue pour chaque champ et la saison d'observation la plus longue possible. On rappelle qu'on va moins loin vers les angles horaires négatifs, car on commence la nuit d'observation par les Bras Spiraux ou le LMC.

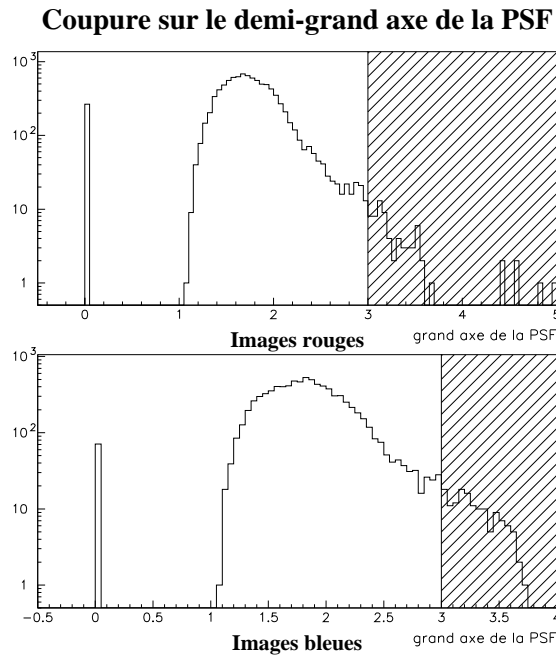


Fig. 7.4: Coupure sur le *seeing*. On montre les valeurs du demi-grand axe de la PSF sa , pour les images rouges et bleues. La zone hachurée correspond aux images éliminées par la coupure $sa < 3 = 4.3$ secondes d'arc.

7.2.2 Élimination des mauvaises étoiles

Certaines des étoiles détectées sur les images de référence pour la création du catalogue ne sont pas utilisables pour l'analyse. Il s'agit d'étoiles mal associées entre les images rouges et bleues, d'étoiles dont le flux est négatif ou encore n'ayant pas suffisamment de mesures dans les courbes de lumière.

Association rouge-bleu existante et correcte

Pour s'assurer de la qualité de l'association, on commence tout d'abord par vérifier si l'étoile a été associée entre les deux couleurs. Si ce n'est pas le cas, on la rejete. Si l'étoile est retenue, on demande que l'étoile correspondante dans le catalogue de l'autre couleur se trouve à moins de 1.5 pixels et que la distance à la deuxième étoile la plus proche de ce catalogue soit supérieure à 2 pixels. On s'assure ainsi qu'il n'y a pas d'ambiguïté dans l'association.

Flux de référence positif

Nous avons vu dans le chapitre 6 que le flux d'une étoile est le résultat de l'ajustement d'une PSF (dans notre cas du type gaussien) sur le profil de l'étoile, en tenant compte de ses voisines dans un pavé de taille donné. Il arrive que la contribution des ailes des voisines proches soit surestimée et que le flux de l'étoile en question soit estimé négatif, afin de conserver le flux total sur le pavé. Les étoiles de faible luminosité peuvent également donner un flux négatif, lorsqu'un bruit de photons important négatif lui est associé. Ainsi, les étoiles

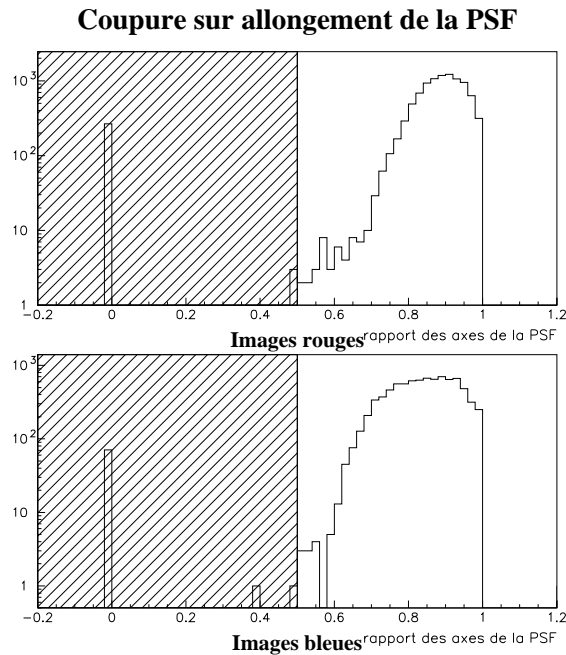


Fig. 7.5: Coupure sur l’allongement de la PSF. On peut voir le rapport des axes de la PSF $rap = sb/sa$. On demande à ce que celui-ci soit supérieur à 0.5. La zone hachurée correspond aux images éliminées.

de référence qui ont un flux négatif sont rejetées.

Nombre de mesures suffisant

La précision de la mesure du flux des étoiles sur une image donnée dépend de leur luminosité, ainsi que de la qualité de l’image. Les étoiles de faible luminosité sont les plus affectées par une mauvaise qualité de l’image, au point que certaines mesures ne sont pas utilisables. Il arrive aussi que le flux de l’étoile ait pu être estimé dans une couleur, mais pas dans l’autre. Une étoile est alors éliminée si la courbe de lumière ne contient pas au moins 30% des mesures initiales dans les deux couleurs et au moins 10% dans l’une des deux.

Moyenne des flux positifs

Nous avons vu plus haut que les mesures du flux d’une étoile peuvent dans certains cas donner une valeur négative. Les courbes de lumière ne possédant que quelques mesures négatives sont à prendre en compte. Cependant, si la moyenne des flux sur la courbe de lumière est négative, l’étoile n’est pas considérée dans l’analyse.

7.2.3 Nettoyage des courbes de lumière

Les mesures “à problèmes” qui restent dans les courbes de lumière sont essentiellement de deux types. Celles dont l’erreur est anormalement élevée ou anormalement faible et des points marginaux par rapport aux mesures adjacentes. Il faut traiter ces mesures

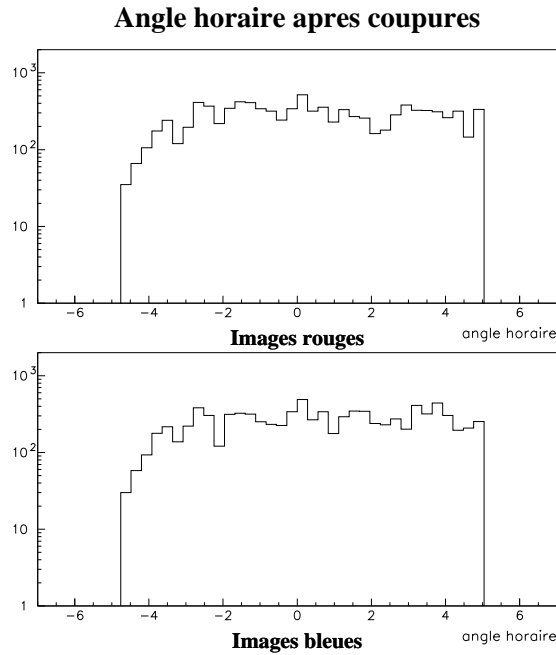


Fig. 7.6: Angle horaire des images après coupures. On montre les angles horaires des mesures en rouges et bleu. Les images retenues présentent toute la gamme d'angles horaires que l'on avait avant les coupures. Ceci prouve que l'on ne coupe pas de façon systématique les images à grand angle horaire.

avec précaution car, d'une part les événements de microlentille avec une grande amplification peuvent avoir des erreurs très petites; d'autre part, les événements à courte durée, de l'ordre de 2/3 jours et à grande amplification, peuvent présenter des points marginaux correspondant au pic, si l'échantillonnage n'est pas suffisant pour couvrir de façon satisfaisante cette période de temps. Ceci dit, nous avons décidé d'éliminer les points dont l'erreur est supérieure à 30% du flux correspondant ou inférieure à 0.7% du même flux. En effet, pour les mesures très amplifiées ou simplement dans le cas d'une étoile très lumineuse, la précision photométrique se dégrade lorsque on atteint la limite instrumentale de saturation. Une précision photométrique de l'ordre de 1% constitue déjà une valeur difficilement accessible, une erreur plus petite que 0.7% est alors signe d'une mesure à problèmes. La limite supérieure de 30% traduit la présence de défauts des CCD ou d'une mauvaise qualité de l'ajustement de la PSF en raison d'un voisinage trop dense.

7.3 Correction des flux

Les courbes de lumière d'étoiles dont la luminosité ne présente pas de variations, ont néanmoins des fluctuations dues aux erreurs systématiques de la photométrie. Ces fluctuations pouvant ressembler à des événements de microlentille, il est important de comprendre leur origine et de corriger les flux de ces effets gênants. Une étude des corrélations entre le flux et plusieurs paramètres d'observations a permis de mettre en évidence un lien entre la reconstruction du flux et le *seeing* et l'*airmass*. On décrit ci-après ces corrélations, ainsi que la méthode de correction des flux proposée par [Lasserre, 2000].

7.3.1 Corrélation du flux avec le *seeing*

Si on examine la courbe de la figure 7.7 concernant l'évolution du *seeing* en fonction de la date d'observation et les courbes de lumière de la figure 7.12, on remarque que le flux suit les variations de *seeing* au long des saisons d'observation. Une distribution gaussienne centrée sur zéro, avec une dispersion $\sigma \sim 0.067$ (pour 220 mesures) est attendue pour le coefficient de corrélation, s'il n'existait aucun lien entre le flux et le *seeing*. La distribution du coefficient de corrélation $\rho_{flux-seeing}$ sur la figure 7.7 ne présente pas ces caractéristiques, la dispersion $\sigma \sim 0.42$ étant en effet bien au-dessus de la valeur attendue, du fait d'une corrélation significative entre le flux et le *seeing*.

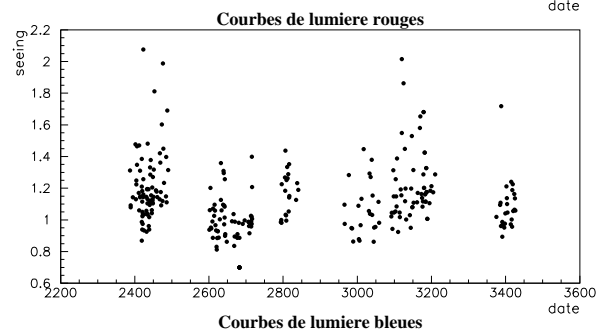
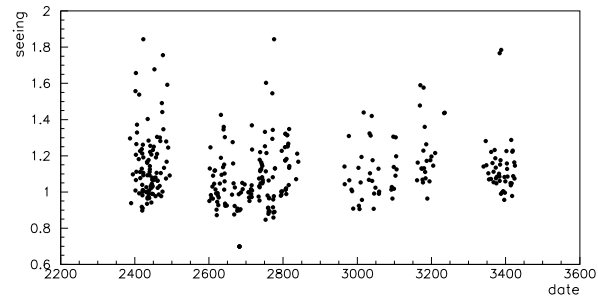
7.3.2 Corrélation du flux avec l'*airmass*

Les variations d'*airmass*, dont les valeurs sont plus élevées en début et en fin de saison d'observation du Centre Galactique, affectent également les mesures de flux. Cet effet est clairement illustré par le coefficient de corrélation $\rho_{flux-airmass}$ représenté sur la figure 7.8. En effet, bien que la distribution soit relativement symétrique, la dispersion ($\sigma \sim 0.22$ pour les données rouges et $\sigma \sim 0.25$ pour les courbes de lumière bleues) est supérieure à la valeur $\sigma \sim 0.067$ attendue pour une distribution sans corrélation, qui doit être gaussienne et centrée sur zéro.

7.3.3 Corrélation du flux avec l'angle horaire et avec le fond

L'angle horaire et le fond de ciel sont moins corrélés avec le flux, en comparaison avec le *seeing* et l'*airmass*. À titre d'exemple, la figure 7.9 montre la distribution du coefficient de corrélation entre le flux et le fond de ciel $\rho_{flux-fond\ de\ ciel}$. Bien que ces deux paramètres d'observation aient une répercussion sur les erreurs systématiques de la mesure du flux, ils n'ont pas été considérés par la suite, par souci de maîtrise des paramètres impliqués dans la méthode de correction des flux. Ainsi, on n'a pris en compte que les facteurs les plus importants, c'est-à-dire le *seeing* et l'*airmass*.

Evolution du seeing en fonction de la date d observation



Coefficient de corrélation entre le flux et le seeing

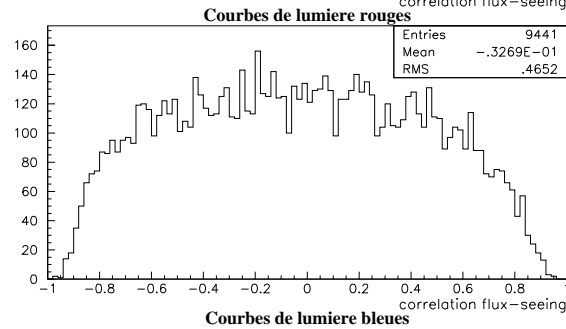
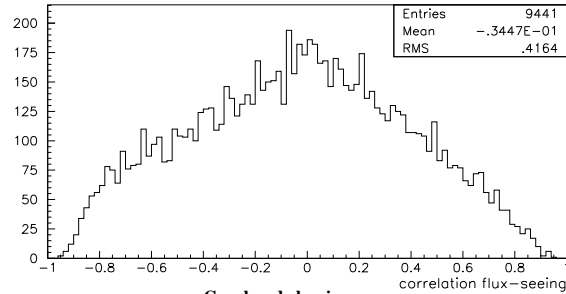


Fig. 7.7: En haut on peut voir l'évolution du *seeing* en fonction de la date d'observation. En bas, on a représenté le coefficient de corrélation entre le flux et le *seeing*. S'il n'existait aucune corrélation entre ces deux paramètres, on aurait une distribution gaussienne centrée sur zéro avec une dispersion de l'ordre de $\sigma \sim 0.067$ (pour 220 mesures de flux). En conséquence, le flux et le *seeing* sont corrélés, car la dispersion de la distribution pour nos courbes de lumière est bien supérieure à la valeur attendue, particulièrement en bleu.

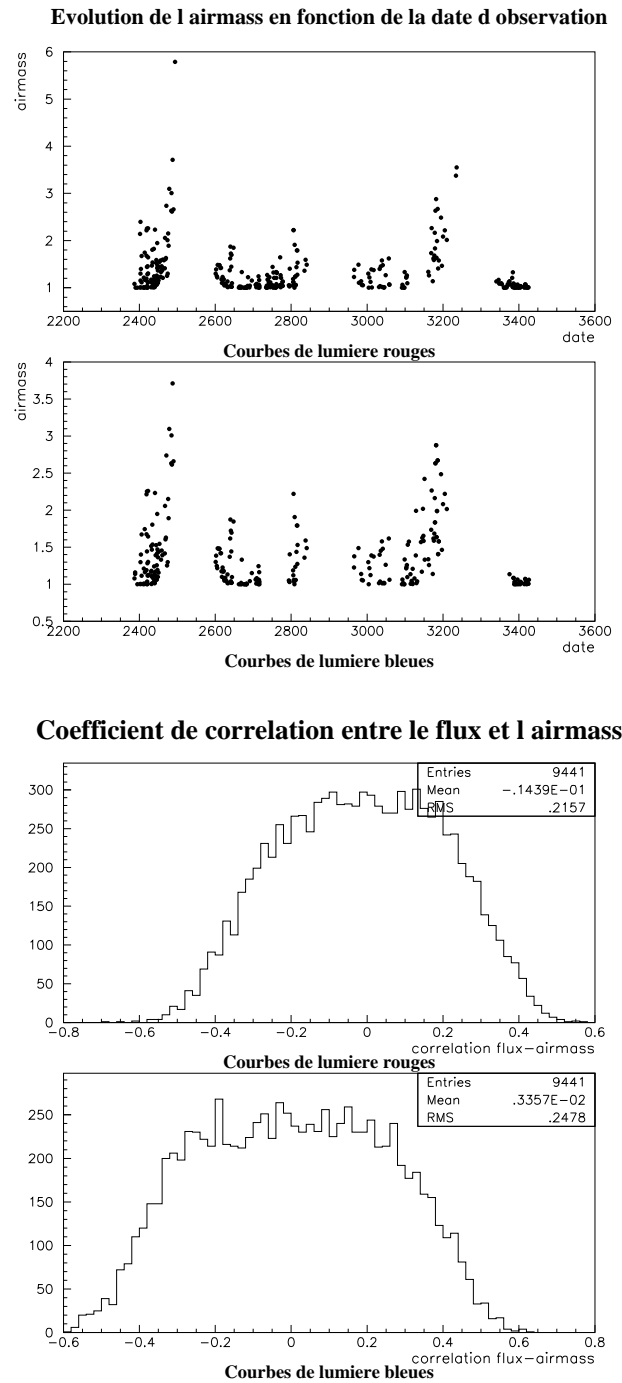


Fig. 7.8: En haut, on montre l'évolution de l'*airmass* en fonction de la date d'observation. L'*airmass* est plus élevée en début et en fin de saison du Centre Galactique. En bas, on peut voir la distribution du coefficient de corrélation entre le flux et l'*airmass*. Ces deux paramètres sont fortement corrélés, car la dispersion de la distribution de l'ordre de $\sigma \sim 0.22 - 0.25$ est supérieure à la valeur attendue $\sigma \sim 0.067$ (pour 220 mesures de flux) pour une distribution sans corrélation, du type gaussienne et centrée sur zéro.

Coefficient de corrélation entre le flux et le fond de ciel

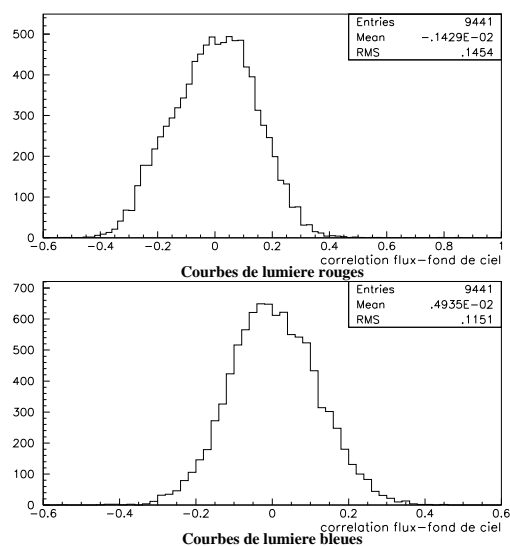


Fig. 7.9: Distribution du coefficient de corrélation entre le flux et le fond de ciel. Bien que le flux soit corrélé au fond de ciel, la corrélation reste moins importante que pour le *seeing* ou l'*airmass*, la dispersion étant en effet 2 à 3 fois inférieure aux dispersions des coefficients $\rho_{flux-seeing}$ et $\rho_{flux-airmass}$. En conséquence le facteur fond de ciel ne sera pas pris en compte lors de la correction de flux.

7.3.4 Méthode de correction des flux

On décrit ici brièvement la méthode de correction des flux qui est expliquée en détail dans [Lasserre, 2000]. On considère que le flux est essentiellement corrélé au *seeing* et à l'*airmass*. La méthode consiste alors à corriger pour chaque courbe de lumière les flux de façon à rendre les corrélations $\rho_{flux-seeing}$ et $\rho_{flux-airmass}$ (calculées pour chaque courbe de lumière) négligeables. Pour cela, on effectue une correction linéaire des flux étoile par étoile, en déterminant les coefficients α^ϵ , β^ϵ , γ^ϵ et K^ϵ de l'équation suivante

$$Fc_i^\epsilon = F_i^\epsilon - \alpha^\epsilon \times S_i^\epsilon - \beta^\epsilon \times A_i^\epsilon - \gamma^\epsilon \times S_i^\epsilon \cdot A_i^\epsilon + K^\epsilon, \quad (7.7)$$

où F^ϵ et Fc^ϵ sont les flux avant et après correction. S_i^ϵ et A_i^ϵ correspondent au *seeing* et à l'*airmass* de l'image i et K^ϵ se réfère à une constante de normalisation. Le terme du second ordre $\gamma^\epsilon \times S_i^\epsilon$ n'est pas pris en compte pour simplifier la résolution de l'équation. Celle-ci peut être réécrite sous la forme

$$Fc_i^\epsilon = F_i^\epsilon - \alpha^\epsilon \times (S_i^\epsilon - S_0^\epsilon) - \beta^\epsilon \times (A_i^\epsilon - A_0^\epsilon), \quad (7.8)$$

si on considère que $Fc_i^\epsilon = F_i^\epsilon$, lorsque se vérifient les conditions $S_i^\epsilon = S_0^\epsilon$ et $A_i^\epsilon = A_0^\epsilon$, où S_0^ϵ et A_0^ϵ ont été choisies comme valeurs de référence de *seeing* et d'*airmass*. Il ne nous reste plus qu'à déterminer les coefficients α^ϵ et β^ϵ , en demandant que $\rho_{flux-seeing} \sim 0$ et $\rho_{flux-airmass} \sim 0$, après correction.

Une autre méthode, tout à fait équivalente consiste à résoudre l'équation 7.8 en minimisant la dispersion des courbes de lumière des flux corrigés, exprimée en fonction des paramètres α^ϵ et β^ϵ que l'on cherche à déterminer. Sur la figure 7.10 on peut voir le rapport entre les dispersions des flux corrigés et non corrigés. On constate que pour la couleur rouge il y a une amélioration moyenne de 12% et pour la couleur bleue de 13%.

Afin de préserver la forme d'un événement de microlentille dont le pic d'amplification en fin de saison pourrait être interprété comme une corrélation entre l'*airmass* ou le *seeing*, on ne corrige pas les flux dont la dispersion intrinsèque de la courbe de lumière se dégrade de plus de 10% après correction des flux. La dispersion intrinsèque (définie dans la section 7.4.1) traduit l'irrégularité des points d'une courbe de lumière. La figure 7.11 représente le rapport entre la dispersion intrinsèque des courbes de lumière avant et après correction des flux. On vérifie que pour les données ce rapport est, pour la grande majorité inférieur, à l'unité.

7.3.5 Résultats de la correction des flux

Pour illustrer les résultats de la correction des flux (que l'on a également présentés au moyen des figures 7.10 et 7.11), on montre sur la figure 7.12 les courbes de lumière rouges et bleues avant et après avoir effectué la correction des flux. On vérifie que les courbes de lumière corrigées ont une dispersion moins importante. On remarque aussi que les flux rouges et les flux bleus, avant correction, suivent tous les deux les variations des paramètres d'observations et sont donc corrélés entre eux. La correction des flux permet de s'affranchir dans une bonne mesure de la dépendance de l'*airmass* et du *seeing*, la corrélation des flux rouges et bleus corrigés étant maintenant engendrée par de véritables fluctuations, dues par exemple à une étoile variable ou à un événement microlentille. On peut donc utiliser la

Rapport des dispersion des flux corrigés et non corrigés

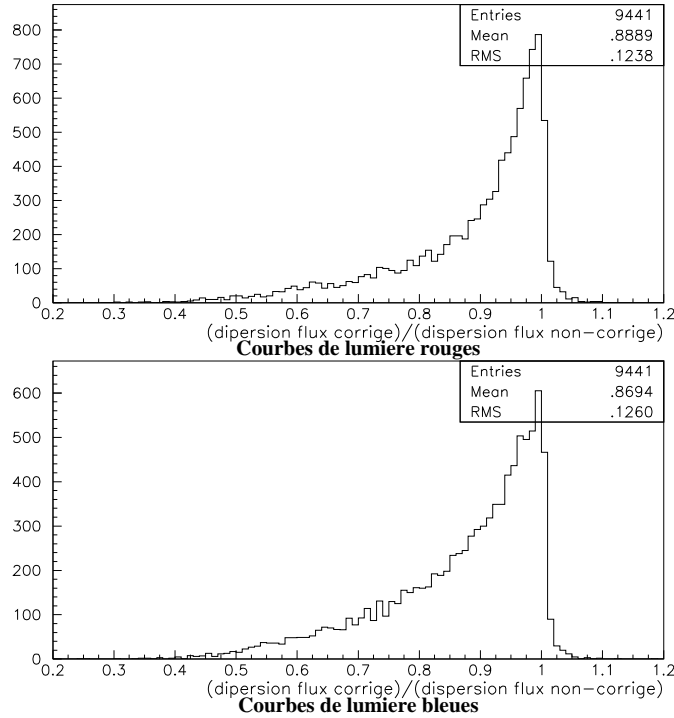


Fig. 7.10: Rapport des dispersions des flux corrigés et non corrigés. Pour la majorité des données il y a une amélioration de la dispersion des courbes de lumière des flux corrigés, de l'ordre de 12% en moyenne pour la couleur rouge et de 13% pour la couleur bleue.

corrélacion $\rho_{flux\ rouge-flux\ bleu}$ pour repérer les étoiles variables et les éliminer, lors de l'analyse des données dans le chapitre 8. Sur la figure 7.13 on montre la distribution du coefficient de corrélacion $\rho_{flux\ rouge-flux\ bleu}$ après (traits pleins) et avant (traits en pointillé) la correction des flux. Comme on a vu précédemment, s'il n'y avait aucun effet systématique entre les flux, la distribution de ce coefficient devrait être gaussienne centrée sur zéro avec une dispersion de l'ordre de $\sigma \sim 0.067$ ($\sigma = 1/\sqrt{N}$ avec $N=220$ mesures). Les deux distributions observées sont loin de la configuration attendue, néanmoins dans le cas des flux corrigés on remarque une amélioration. Si on regarde le pourcentage d'étoiles qui se trouvent au-delà de $\rho_{flux\ rouge-flux\ bleu} > 0.75$, on sélectionne 9% des étoiles dans la distribution des flux non corrigés, alors qu'on s'attend à 1 à 2% d'étoiles variables. Le nombre d'étoiles retenues par cette coupure se réduit à 2.5% dans le cas de la distribution des flux corrigés. Il y a donc une amélioration significative, de plus d'un facteur 3. Bien que la sélection d'étoiles variables à partir du coefficient de corrélacion entre les flux rouges et bleus soit relativement satisfaisante, un ajustement plus fin de la coupure peut être obtenu au moyen de la variable de Fisher $f_{flux\ rouge-flux\ bleu}$, décrite par la formule suivante

$$f_{flux\ rouge-flux\ bleu} = \frac{1}{2} \times \ln \left(\frac{1 + \rho_{flux\ rouge-flux\ bleu}}{1 - \rho_{flux\ rouge-flux\ bleu}} \right). \quad (7.9)$$

En effet, cette variable transforme les valeurs des coefficients de corrélacion $\rho_{flux\ rouge-flux\ bleu}$ dans l'intervalle $[-1, 1]$, en valeurs qui s'étalent de $-\infty$ à $+\infty$. On obtient ainsi une meilleure résolution sur les coefficients de corrélacion voisins. Sur la figure 7.13

Rapport des dispersion intrinseque des flux corrigés et non corrigés

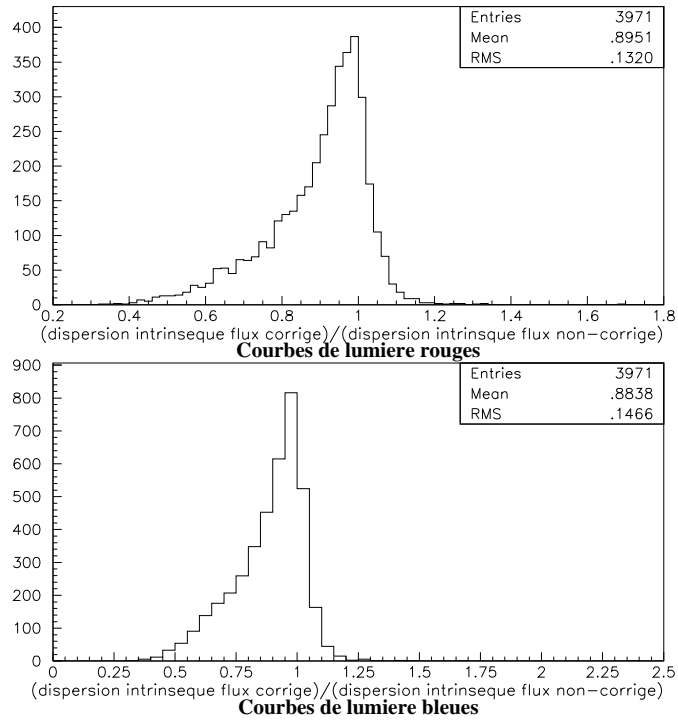


Fig. 7.11: Rapport des dispersions internes des flux corrigés et non corrigés. On a représenté les distributions pour les courbes de lumière rouges (en haut) et les courbes de lumière bleues (en bas). Le rapport est pour la plupart inférieur à 1. Cela signifie que les dispersions ne sont améliorées après correction des flux.

on a représenté la variable de Fisher multipliée par le facteur $\sqrt{N-3}$, qui permet de faire la pondération par le nombre de mesures de la courbe de lumière (plus on a de mesures, plus on peut faire confiance à la valeur calculée de la variable de Fisher). On sélectionne 3% des étoiles avec $f_{flux\ rouge} - flux\ bleu > 13$ dans le cas des flux non corrigés, tandis qu'on retient moins de 1% des étoiles avec la même coupure pour les flux corrigés. Plus de détails seront donnés sur le choix de la variable de Fisher, lors de la présentation de cette coupure d'analyse dans la section 8.1.4.

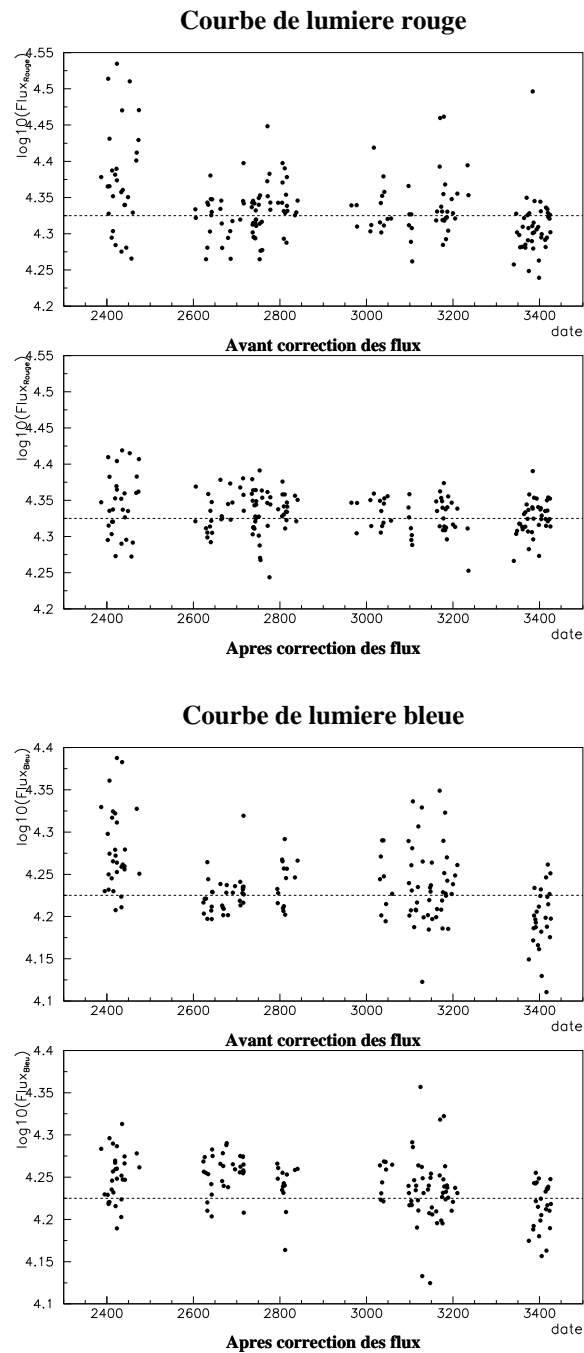


Fig. 7.12: Exemple d'une courbe de lumière pour les couleurs rouge et bleu avant et après correction des flux. La dispersion sur les flux de la courbe de lumière a diminué après la correction des flux.

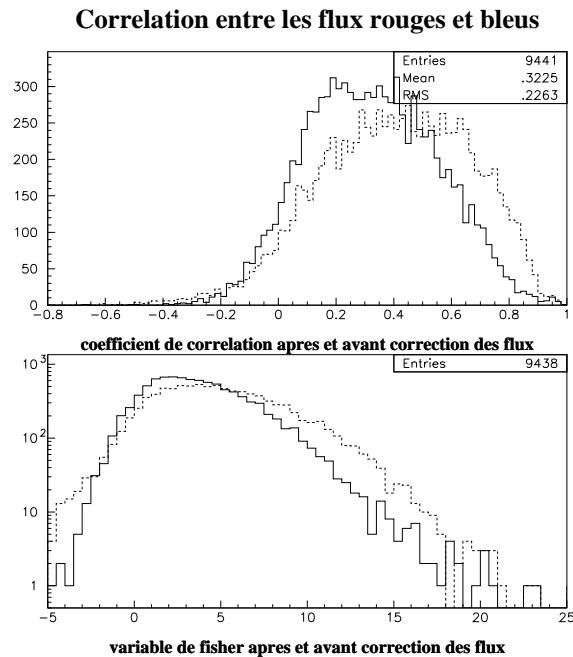


Fig. 7.13: En haut on a représenté le coefficient de corrélation entre les flux rouges et bleus après (trait plein) et avant (trait en pointillé) la correction des flux. Dans les cas d'absence de corrélation entre les flux, on attend une distribution gaussienne centrée sur zéro, ayant une dispersion $\sigma \sim 0.067$ (pour 220 mesures). On remarque que cela n'est pas le cas pour les deux distributions, néanmoins on constate une amélioration pour les flux corrigés. On peut alors utiliser le coefficient de corrélation des flux rouges et bleus pour sélectionner des étoiles variables, qui doivent être de l'ordre de 1 à 2%. Ainsi pour $\rho_{flux\ rouge-flux\ bleu} > 0.75$, on obtient 9% des étoiles dans le cas des flux non corrigés, tandis qu'on retient 2.5% d'étoiles pour les flux corrigés. En bas, on montre la distribution de la variable de Fisher après (trait plein) et avant (trait pointillé) correction des flux. Cette variable est une fonction du coefficient de corrélation et permet de mieux résoudre des valeurs de corrélation proches. Ainsi, on peut faire un ajustement plus fin de la coupure à appliquer pour sélectionner les étoiles variables. Pour les flux non corrigés, 3% des étoiles se trouvent à $f_{flux\ rouge-flux\ bleu} > 13$ et seulement 1% dans le cas des flux corrigés.

7.4 Détermination de la ligne de base

La détection d'événements de microlentille consiste en la recherche de points consécutifs qui s'écartent de façon significative d'une ligne de base préalablement calculée. Cette ligne de base doit s'approcher le plus possible du flux de l'étoile qui en l'absence d'un effet de microlentille gravitationnelle, c'est-à-dire, pour une courbe de lumière plate et sans effets systématiques, serait la moyenne des flux au long de cette courbe de lumière. On décrit ici deux méthodes possibles parmi d'autres pour déterminer cette ligne de base, qui ont été utilisées dans les analyses des Nuages de Magellan [Palanque-Delabrouille, 1997],[Lasserre, 2000].

7.4.1 Méthode 1 : Détermination du mode de la distribution du flux

Dans cette méthode, la ligne de base est choisie égale au mode de la distribution des flux de la courbe de lumière. Le mode est donné par le sommet de la parabole ajustée sur les trois canaux ou *bins* centrés sur le canal ou *bin* le plus élevé. La largeur des *bins* est choisie égale à la dispersion intrinsèque σ_I de la courbe de lumière, définie comme étant l'écart type de la distribution Δ_i suivante

$$\Delta_i = F(t_i) - \left(F(t_{i-1}) + (F(t_{i+1}) - F(t_{i-1})) \times \frac{(t_i - t_{i-1})}{(t_{i+1} - t_{i-1})} \right), \quad (7.10)$$

où Δ_i est la différence entre le flux $F(t_i)$ et l'interpolation linéaire des deux points voisins $F(t_{i-1})$ et $F(t_{i+1})$. La dispersion intrinsèque a l'avantage de n'être presque pas affectée par des fluctuations le long de la courbe de lumière, notamment en présence d'un événement microlentille. Pour que le calcul de la ligne de base par cette méthode ne soit pas biaisé par des mesures "à problèmes" qui subsistent dans les courbes de lumière (après nettoyage des mauvaises images et mauvaises étoiles), on procède préalablement au filtrage de la courbe de lumière. Pour cela, on élimine temporairement ¹ les points défectueux au moyen d'un filtre médian à trois points, défini par la formule suivante

$$F'(t_i) = \text{médiane}(F(t_{i-1}), F(t_i), F(t_{i+1})), \quad (7.11)$$

où $F'(t_i)$ est égal au flux retenu parmi la fenêtre de trois points. L'erreur associée au flux $F'(t_i)$ est l'erreur du flux retenu.

Bien que la méthode du mode de la distribution des flux se montre satisfaisante, elle pose des problèmes lorsque le nombre de points dans la courbe de lumière est petit. Pour s'affranchir du *binning* d'un histogramme dont les fluctuations statistiques peuvent alors induire une ligne de base qui ne correspond pas à la réalité, on détermine analytiquement le mode par la formule empirique suivante

$$\text{mode} = \text{médiane} - 0.8 \times (\text{moyenne} - \text{médiane}), \quad (7.12)$$

où le facteur 0.8 a été optimisé au moyen de la simulation d'événements de microlentille sur les données réelles (décrite dans la section 7.5). Cette technique a la qualité d'utiliser tous les points de mesure, sans nécessiter un filtrage préalable de la courbe de lumière.

Les deux approches du calcul du mode étant complémentaires, la procédure pour déterminer la ligne de base consiste en deux passages. Dans une première étape, on calcule le mode de la distribution des flux par l'ajustement d'une parabole. Si l'ajustement échoue ou si le nombre de points dans le *bin* du maximum de la distribution est inférieur à 15, on utilise l'approche analytique. Une fois la ligne de base calculée, une première recherche d'une fluctuation positive peut être effectuée (voir section 8.1.1 pour la définition des fluctuations). Les points appartenant à la fluctuation trouvée sont supprimés temporairement, avec une marge de sécurité de 50% des deux côtés. Un deuxième passage est alors mené sur les mesures restantes avec la procédure de la première étape. Toutefois si le nombre de points est inférieur à 25, on calcule analytiquement le

1. Quelques mesures "à problèmes" qui s'écartent de la moyenne des flux peuvent en effet être un événement microlentille de très courte durée. Bien qu'en principe deux points défectueux consécutifs ne soient pas rejetés par le filtre, par sécurité, tous les points filtrés sont pris en compte par la suite de l'analyse.

mode, car alors le mode de l'histogramme n'est pas une estimation fiable. Il est évident qu'en l'absence de fluctuation, on effectue seulement un passage. Pour plus d'information sur la méthode du mode de la distribution des flux se référer à [Palanque-Delabrouille, 1997].

7.4.2 Méthode 2 : Test des changements de signe

Dans le test des changements de signe, la ligne de base est donnée par le flux pour lequel on obtient le plus grand nombre de changements de signe par rapport à ce même flux. La procédure consiste à déterminer pour chaque flux $F(t_i)$ (correspondant à chaque point de mesure de la courbe de lumière), combien de paquets de points consécutifs s'écartent positivement et négativement au long de la courbe de lumière, relativement au flux $F(t_i)$ pris comme référence. Chaque paquet (ou *run*) est défini comme une séquence de déviations du même signe, précédée et suivie de déviations de signe opposé (sauf pour les paquets situés au début et à la fin de la courbe de lumière). Cela signifie que plusieurs points qui s'écartent de façon croissante en-dessus (ou en-dessous) du flux considéré, appartiennent au même *run*. La ligne de base est alors égale au flux correspondant au nombre maximum de *runs* ou au nombre de *runs* nb_{run} qui maximise la variable $NRUN$ suivante

$$NRUN = \frac{nb_{run} - n/2}{\sqrt{\frac{n}{4}}}, \quad (7.13)$$

où n est le nombre de points de la courbe de lumière.

Cette variable $NRUN$ peut être mieux comprise à partir de la statistique sur laquelle se base la méthode des changements de signe. Si on considère une distribution de n variables aléatoires x_1, \dots, \dots, x_n selon une loi L (comme dans le cas de notre courbe de lumière avec n mesures de flux), la probabilité d'avoir une séquence de $run = p$ changements de signe de part et d'autre de la médiane de la distribution, est obtenue par la loi binomiale

$$\begin{aligned} P_B(run = p) = B(n, p, \frac{1}{2}) &= C_n^p \left(\frac{1}{2}\right)^n \times \left(\frac{1}{2}\right)^{n-p} \\ &= C_n^p \left(\frac{1}{2}\right)^{2n-p}. \end{aligned} \quad (7.14)$$

La moyenne du nombre de changement de signe est égale à $\langle run \rangle = \frac{n}{2}$ et la variance est donnée par $\sigma_{run}^2 = \frac{n}{4}$. La loi binomiale s'approche d'une gaussienne quand n devient grand et la probabilité se réécrit

$$P_G(run = x) = G\left(\frac{n}{2}, \frac{n}{4}, x\right) = \sqrt{\frac{2}{\pi n}} \times e^{-\frac{(x-n/2)^2}{n/2}}. \quad (7.15)$$

Ainsi, la distribution de la variable $NRUN$ définie par l'équation 7.13, correspondant à M distributions D_1, \dots, D_M (M courbes de lumière), a une forme gaussienne réduite centrée sur zéro. La distribution de la variable $NRUN$ est particulièrement intéressante pour déceler les étoiles variables, car les courbes de lumière de celles-ci présentent un nombre de *runs* petit.

7.4.3 Comparaison des méthodes

Nous avons mentionné plus haut que le meilleur estimateur de la ligne de base est la moyenne, en absence d'un événement de microlentille et de systématiques asymétriques.

Pour évaluer la précision des méthodes appliquées sur les données avec et sans simulation de microlentilles, nous allons comparer la valeur de la ligne de base à la valeur moyenne des flux sur la courbe de lumière. Pour la détermination de la moyenne on procède en trois temps. Lors de la deuxième étape, on élimine tous les points à plus de 3σ de la moyenne obtenue dans le premier passage en considérant tous les points. On effectue une dernière étape selon le même principe. Dans le cas de la simulation, la moyenne est calculée sur les courbes de lumière avant génération des événements de microlentille. Sur les figures 7.14 on a représenté, pour les deux méthodes, la distribution de la variable de biais

$$B = \frac{F_{base} - F_{moyen}}{\sigma_{intrinsèque}}, \quad (7.16)$$

où $\sigma_{intrinsèque}$, introduit dans de la section 7.4.1 sur la méthode du mode de la distribution des flux de la courbe de lumière, permet de comparer les biais des différentes courbes de lumière, sans qu'ils dépendent de la valeur du flux moyen des étoiles. On constate que les distributions des biais pour les couleurs rouge et bleue (les courbes de lumière s'étendent sur trois saisons Centre Galactique avec 250 mesures en moyenne) sont centrées sur zéro, le biais moyen étant très faible pour les données sans simulation d'événements microlentille. On vérifie également que le biais moyen de la méthode 2 du test des changements de signe est plus fiable que la méthode 1 du mode d'histogramme.

Dans le cas de courbes de lumière avec des événements microlentille simulés, on remarque un biais positif systématique dû à la génération d'événements longs. En effet, on est alors en présence de courbes de lumière dont globalement tous les points sont amplifiés, la ligne de base étant en conséquence difficile à identifier. L'évolution du biais en fonction de la durée de l'événement microlentille est clairement illustrée sur la figure 7.15. Si on revient à la comparaison de la précision des deux méthodes pour les courbes simulées, on remarque que le biais moyen s'avère plus petit pour la méthode 1 que pour la méthode 2, contrairement au cas des données sans simulation. Le but de notre analyse étant celui de la détection d'événements microlentille, on a choisit d'utiliser la méthode 1 pour la détermination de la ligne de base, lors de notre analyse.

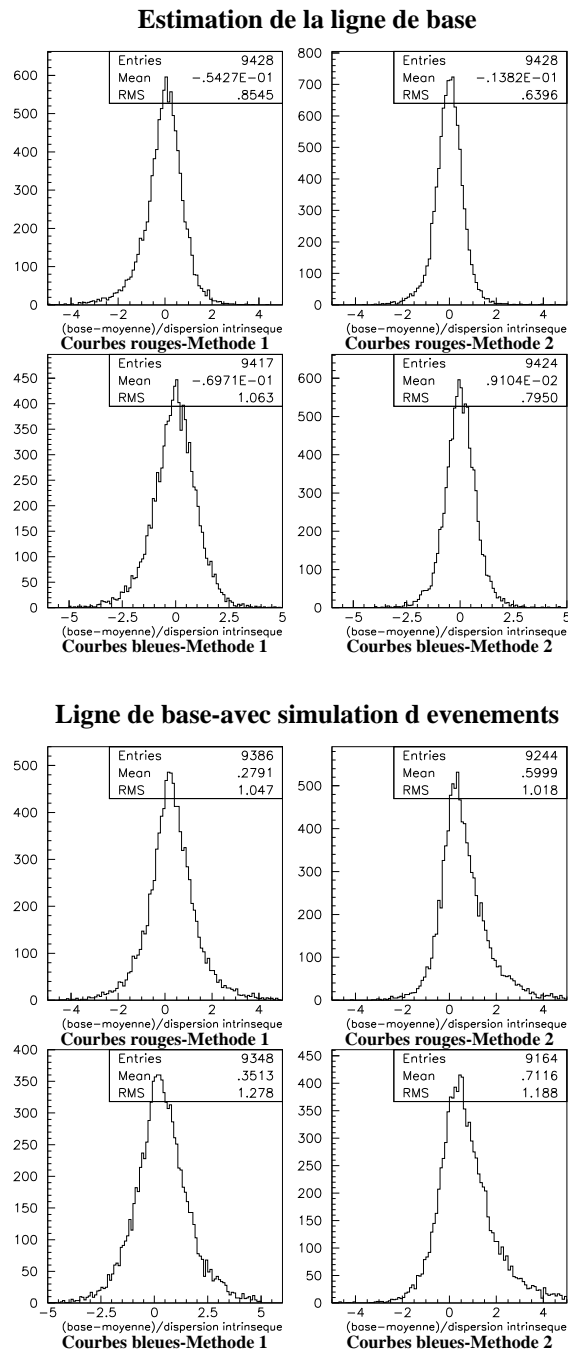


Fig. 7.14: Estimation de la ligne de base par la méthode 1 du mode d'histogramme et la méthode 2 du test des changements de signe. En haut nous avons représenté les données sans simulation d'événements de microlentille. Les lignes de base des deux méthodes ne sont pas biaisées (distribution centrée sur zéro). La méthode 2 s'est révélée plus précise que la méthode 1. En bas, on montre les mêmes distributions pour les données avec simulation d'événements microlentille. On constate qu'un léger biais positif apparaît dû à la génération d'événements longs. En effet, la majorité des points de la courbe de lumière se trouvant amplifiés, le calcul de la ligne de base est alors affecté par ces points. On remarque aussi que la méthode 1 est plus précise que la méthode 2, contrairement au cas des courbes sans simulation d'événements.

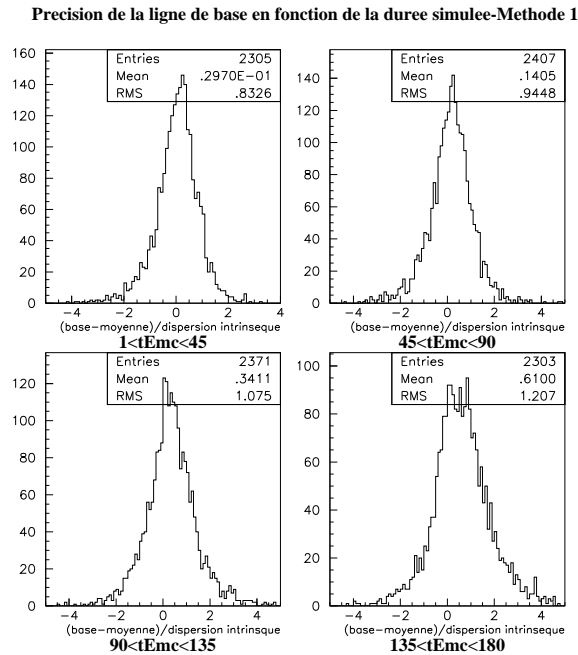


Fig. 7.15: Évolution de la précision de la méthode 1 en fonction de la durée des événements générés. Lorsque les durées des événements augmentent, le biais se dégrade et l'estimation de la ligne de base devient moins fiable.

7.5 Simulation d'événements de microlentille

La simulation d'événements de microlentille est indispensable pour l'analyse des données. En effet, pour détecter un signal de microlentille, on ajuste les coupures à appliquer aux données en fonction de la fraction d'événements simulés que l'on garde après chaque coupure. De plus, afin d'obtenir la profondeur optique vers le Centre Galactique, il nous faut déterminer l'efficacité finale de notre analyse, c'est-à-dire, quelle fraction de microlentilles simulées on conserve à la fin de la série de coupures, relativement au nombre d'événements que l'on a introduits en entrée. Pour garantir l'homogénéité entre les données réelles et les événements artificiels, de façon à avoir les mêmes conditions d'observation (résolution photométriques similaires), on engendre des événements sur les vraies données avec la méthode décrite ci-après.

7.5.1 Méthode de simulation

On commence par déterminer en trois étapes le flux moyen d'une courbe de lumière donnée. Dans la première on prend en compte toutes les mesures (celles qui restent après le nettoyage des images et de la courbe de lumière). Lors de la deuxième étape, on utilise seulement les mesures qui se trouvent à moins de trois écarts type de la moyenne, calculés à la première étape, pour s'affranchir de points à problèmes. On obtient ainsi une nouvelle moyenne plus fiable et on exécute un dernier passage selon le même principe pour aboutir

à une moyenne finale. On multiplie ensuite le flux moyen par l'amplification qui est une fonction du temps et des trois paramètres qui caractérisent un événement microlentille, le paramètre d'impact u_0 , la date du maximum d'amplification t_0 et la durée de l'événement t_E . On obtient ainsi une courbe de lumière simulée avec un flux $F'(t_i)$ pour chaque date t_i . Au flux $F'(t_i)$ on associe une erreur égale à l'erreur de la mesure originale multipliée par un facteur qui traduit pour l'image i la dépendance de l'erreur au flux. Finalement, pour que la courbe de lumière simulée soit comparable à la réalité, on corrige les flux $F'(t_i)$ en lui ajoutant le même écart qu'il y avait entre le flux original $F(t_i)$ et le flux moyen, divisé par l'erreur originale. La procédure de simulation est décrite par les équations suivantes

$$F'(t_i) = flux_{base} \times A(t_i) + n_\sigma(t_i) \times \sigma'(t_i) \quad (7.17)$$

$$\text{où} \begin{cases} \sigma'(t_i) = \sigma(t_i) \times \frac{Erreur(flux_{base} \times A(t_i), i) \times flux_{base} \times A(t_i)}{Erreur(flux_{base}, i) \times flux_{base}} \\ n_\sigma(t_i) = \frac{F(t_i) - flux_{base}}{\sigma(t_i)} \end{cases} \quad (7.18)$$

7.5.2 Génération des paramètres

Lorsque l'on veut engendrer un événement de microlentille, on tire de façon aléatoire les paramètres u_0 , t_0 et t_E caractérisant la courbe de Paczyński.

Distribution de u_0

Le paramètre d'impact u_0 dépend de la configuration géométrique des positions de la lentille et de la source. On tire de façon uniforme entre $u_0 = 0$ et $u_0 = 2$. On ne va pas au-delà de cette dernière limite, car elle correspond déjà à une amplification de $A = 1.06$, difficilement détectable si l'on se rappelle la précision de nos courbes de lumière qui est de l'ordre de 4-5% (voir fig. 6.18). Lorsque l'on a des effets de taille finie on peut pousser cette limite plus loin, jusqu'à $u_0 \simeq 4.5$.

Distribution de t_E

La durée d'un événement de microlentille traduit les caractéristiques physiques de la lentille qui l'a engendré, notamment sa masse, sa vitesse transverse et sa position. Or selon la masse typique de la population des étoiles-lentille, certaines durées vont être plus fréquentes que d'autres. Dans le cas des événements microlentille vers le Centre Galactique, il y a un excès de courtes durées par rapport au nombre attendu, éventuellement dû à des naines brunes dans le disque ou dans le bulbe. Certaines durées sont donc plus probables que d'autres. Pour que cela transparaît dans les événements microlentille simulés, on peut faire une génération uniforme selon une loi de distribution en $\ln(t_E)$ qui favorise les courtes durées. Ainsi, à partir d'un nombre aléatoire X tiré dans l'intervalle $[\ln(t_{E,min}), \ln(t_{E,max})]$, où $t_{E,min} = 1$ jour et $t_{E,max} = 180$ jours sont les durées minimum et maximum choisies, on obtient la durée simulée

$$t_E = e^X \quad (7.19)$$

On peut néanmoins aussi choisir que toutes les durées aient la même probabilité d'être générées. Dans ce cas on tire simplement t_E entre 1 jour et 180 jours, comme pour les paramètres u_0 et t_0 . Le type de distribution n'a en tout cas pas d'importance sur l'estimation de l'efficacité de notre analyse. Nous avons néanmoins choisi un tirage aléatoire sur une distribution en $\ln(t_E)$ pour simuler des microlentilles sur les données réels.

Distribution de t_0

La date du maximum d'amplification t_0 , est également générée de façon aléatoire et uniforme (tous les dates sont équiprobables) dans la période d'observation. Pour permettre la détection d'événements qui ont une amplification juste avant ou peu après les limites temporelles des observations, on tire t_0 dans l'intervalle $[T_{min} - 180, T_{max} + 180]$ jours, où T_{min} est la date du premier jour d'observation et T_{max} du dernier jour.

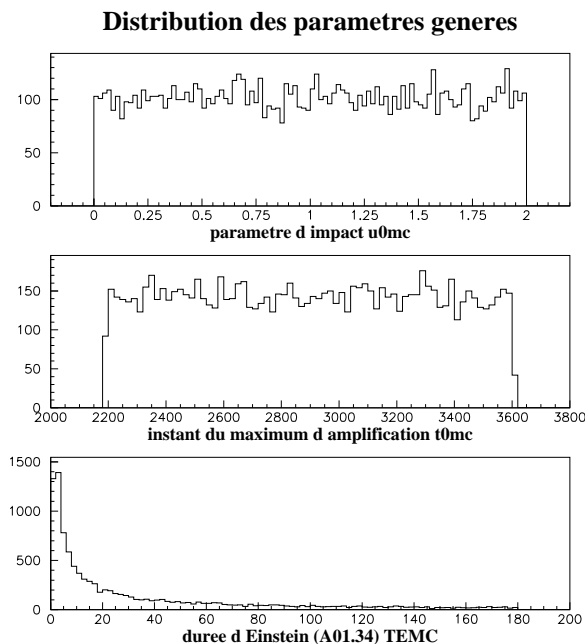


Fig. 7.16: Distribution des paramètres générés pour la simulation d'événements de microlentille. En haut et au milieu, on peut voir la distribution du paramètre d'impact u_0 et l'instant du maximum d'amplification t_0 , générés de façon uniforme. En bas, on montre la distribution de la durée des événements microlentille t_E , tirée aléatoirement entre 1 jour et 180 jours, selon une loi logarithmique en t_E .

Sur la figure 7.17 on montre la courbe de lumière originale d'une étoile et l'événement microlentille simulé sur cette même courbe de lumière.

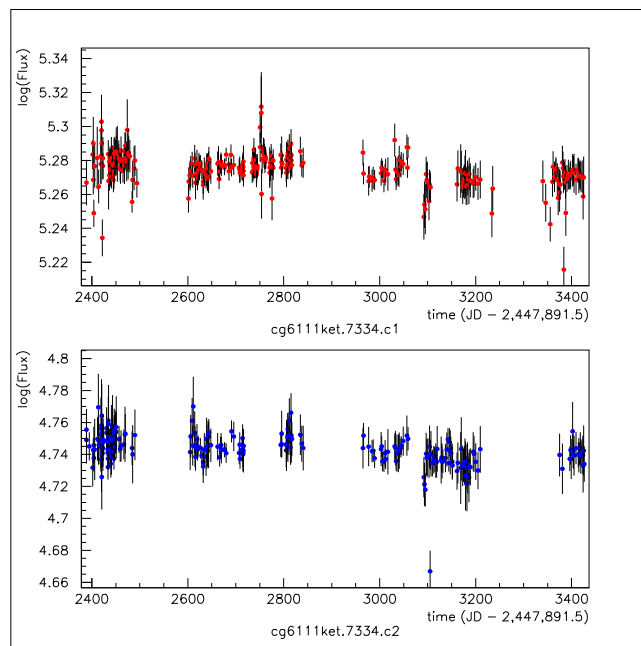
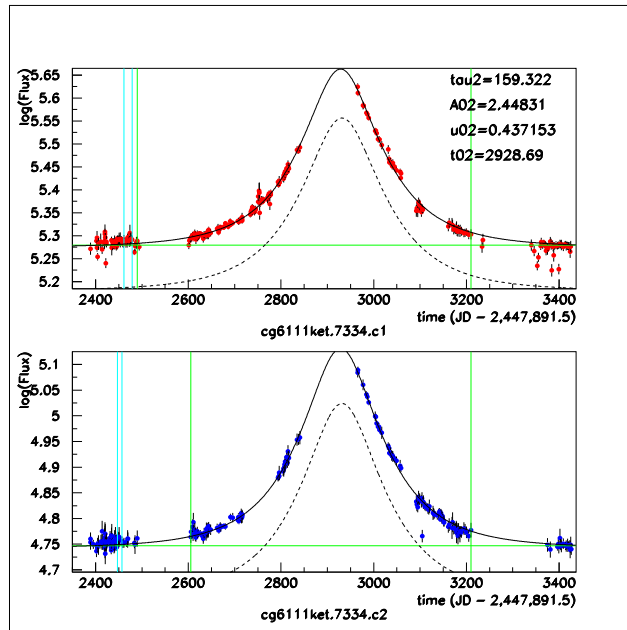


Fig. 7.17: Simulation d'un événement microlentille sur les données. En haut, on montre l'événement microlentille engendré. En bas, on peut voir la courbe de lumière originale.

Chapitre 8

Analyse des données EROSI vers le Centre Galactique

Sommaire

8.1 Critères de sélection des événements de microlentille . . .	174
8.1.1 Définition et recherche d'une fluctuation	174
8.1.2 Recouvrement temporel des fluctuations rouge et bleue . . .	175
8.1.3 Recherche d'une fluctuation significative	176
8.1.4 Élimination des étoiles variables	179
8.1.5 Coupure sur la qualité de l'ajustement d'un effet microlentille par rapport à l'ajustement d'un flux constant	189
8.1.6 Coupure sur les paramètres de l'ajustement microlentille . . .	190
8.2 Fraction d'étoiles satisfaisant les coupures	195

Dans ce chapitre, on présente la première analyse d'une partie des données EROS II vers le Centre Galactique. Les champs analysés ont été choisis en fonction du plus grand nombre de mesures effectuées après 3 saisons d'observation, ceux avec le plus grand nombre de géantes rouges ayant été les plus suivis. Nous avons retenu 15 champs, cg607, cg610, cg611, cg612, cg613, cg614, cg615, cg617, cg618, cg619, cg620, cg624, cg625, cg626, cg627, dont les positions en coordonnées galactiques sont illustrées sur la figure 5.5. Pour cette période de , les courbes de lumière possèdent environ 350 mesures dans chaque couleur. La surface qui correspond à notre échantillon est donc de 15 deg^2 , situés à une longitude $-1^\circ < l < 6^\circ 25$ et une latitude $-6^\circ 4 < b < -2^\circ 2$. On rappelle que pour la fabrication des catalogues de référence (un par quart de CCD), on a sélectionné seulement les étoiles les plus brillantes pour s'affranchir le plus possible des effets systématiques dus au *blending*. Ainsi, les catalogues contiennent 2.7×10^6 étoiles dont l'analyse des courbes de lumière sera présentée ci-après. On décrira, au long du chapitre, les différents critères de sélection visant à éliminer les étoiles stables et les étoiles intrinsèquement variables, afin de déceler un signal de microlentille gravitationnelle. En conclusion, on donne une première estimation de l'efficacité de notre analyse en montrant la fraction d'étoiles satisfaisant chaque coupure.

8.1 Critères de sélection des événements de microlentille

Le choix des critères de sélection obéit aux caractéristiques des événements microlentille. Pour tenir compte des formes variées que ceux-ci peuvent présenter, lorsqu'il s'agit par exemple d'étoiles-sources doubles ou de lentilles binaires, nos coupures de sélection doivent être suffisamment larges. L'optimisation des coupures se fait en essayant de garder le plus grand nombre d'événements microlentille simulés sur les données, alors que l'on tente d'éliminer le maximum de faux candidats. Ainsi, on applique les mêmes critères de sélection simultanément aux courbes de lumière avec et sans simulation. La présence d'un événement microlentille se traduit par l'amplification du flux de base durant un certain temps au long de la courbe de lumière dans les deux couleurs, en l'occurrence R_{eros} et B_{eros} ; le phénomène étant purement géométrique et donc achromatique, il est naturel de faire une analyse bicouleur. Autrement dit, on impose les mêmes coupures aux deux couleurs et lorsqu'on fait l'ajustement d'un effet de microlentille sur les courbes de lumière on prend en compte les mesures rouges et bleues simultanément. L'analyse bicouleur permet de s'affranchir plus efficacement des faux candidats et garantit plus aisément l'authenticité d'un événement quand l'amplification est visible dans les deux couleurs.

Pour illustrer les différentes coupures, nous avons pris comme exemple l'analyse du champ cg607, tout en indiquant à la fin du chapitre l'effet des coupures sur l'ensemble des champs.

8.1.1 Définition et recherche d'une fluctuation

Comme on l'a déjà mentionné, un effet de microlentille se manifeste par l'amplification du flux de base pendant une certaine durée limitée et de façon symétrique dans le temps. Par conséquent, il faut rechercher une fluctuation de N points consécutifs qui s'écartent significativement de la ligne de base déterminée préalablement. On parle de fluctuation positive quand la déviation se situe au-dessus de la ligne de base et de fluctuation négative quand elle se fait au-dessous (les étoiles variables en possèdent de part et d'autre de la ligne de base). Les critères de détection d'une fluctuation (positive ou négative) sont les suivants

- **Démarrage d'une fluctuation**

Une fluctuation démarre quand une des mesures i dévie d'au moins 1σ de la ligne de base, où σ est l'erreur de la mesure i . L'écart entre le flux d'un certain point et la ligne de base est donné en unités de σ .

- **Fin d'une fluctuation**

On arrive à la fin d'une fluctuation, lorsqu'au moins 3 mesures consécutives se situent à moins de 1σ de la ligne de base.

- **Validation d'une fluctuation**

La fluctuation est validée si au moins 5 mesures comprises entre le début et la fin de celle-ci se trouvent à au moins 1σ de la ligne de base. Pour tenir compte des mesures à problèmes qui peuvent persister dans les courbes de lumière après nettoyage des données (section 7.2), la fluctuation peut contenir deux mesures en-dessous de la ligne de base (ou en-dessus, si la fluctuation est négative).

Si on suppose que les points de mesure se répartissent de façon gaussienne par rapport à la ligne de base F_{base} , la probabilité que N points consécutifs s'écartent du même côté de celle-ci d'au moins la distance $x_i = |(F_i - F_{base})/\sigma_i|$ est donnée par

$$P(X_i > x_i, \forall i \in [1, N]) = \prod_{i=1}^{i=N} P(X_i > x_i) \quad (8.1)$$

$$= \prod_{i=1}^{i=N} \frac{1}{2} \operatorname{Erfc} \left(\frac{x_i}{\sqrt{2}} \right), \quad (8.2)$$

où Erfc est la fonction erreur. La signification statistique de la fluctuation peut alors être estimée par l'opposé du logarithme de P , selon la formule

$$LP_N = N \log 2 - \sum_{i=1}^{i=N} \log \left(\operatorname{Erfc} \left(\frac{x_i}{\sqrt{2}} \right) \right). \quad (8.3)$$

L'estimateur LP_N étant toujours positif par définition, on fait la distinction entre une fluctuation positive et négative en affectant arbitrairement un signe positif à la première et un négatif à la deuxième

$$\begin{aligned} LP_N > 0 &\Leftrightarrow \textit{fluctuation positive} \\ LP_N < 0 &\Leftrightarrow \textit{fluctuation négative}. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Plus les valeurs de LP_N sont grandes en valeur absolue, plus la fluctuation est importante. En comparaison avec l'estimateur statistique basé sur une loi de χ^2 , LP_N favorise les petites fluctuations avec beaucoup de mesures, au lieu de celles contenant juste quelques points divergents (grandes valeurs de χ^2) éventuellement défectueux. Sur la figure 8.1 on donne un exemple pour une étoile variable, d'une première bosse positive (limitée par les droites verticales en trait plein) et une deuxième également positive (droites verticales en pointillés), mais moins significative.

Nous pouvons maintenant appliquer notre première coupure. Elle consiste à sélectionner les courbes de lumière dont la fluctuation principale rouge et bleue est positive

$$\underline{\textit{Coupure 1}} : \begin{cases} LP_N(\textit{Rouge}) > 0 \\ LP_N(\textit{Bleue}) > 0 \end{cases} \quad (8.5)$$

Sur la figure 8.2, on a représenté la distribution de la signification de la fluctuation principale, pour les données sans simulation d'événements microlentille et avec simulation. On constate qu'une grande partie des courbes de lumière est éliminée par cette coupure, environ 84%. De même pour les courbes avec simulation, de l'ordre de 50%. Il s'agit essentiellement d'événements générés avec de grands paramètres d'impact (petites amplifications) ou dans des trous d'observations entre deux saisons.

8.1.2 Recouvrement temporel des fluctuations rouge et bleue

Nous avons mentionné plus haut que le signal de microlentille doit être achromatique. Bien que le *blending* induise une chromaticité plus au moins importante selon la couleur de l'étoile microlentillée et celle de sa voisine, la fluctuation aura toujours lieu simultanément dans les deux couleurs rouge et bleue. On fait remarquer que ceci est également le cas

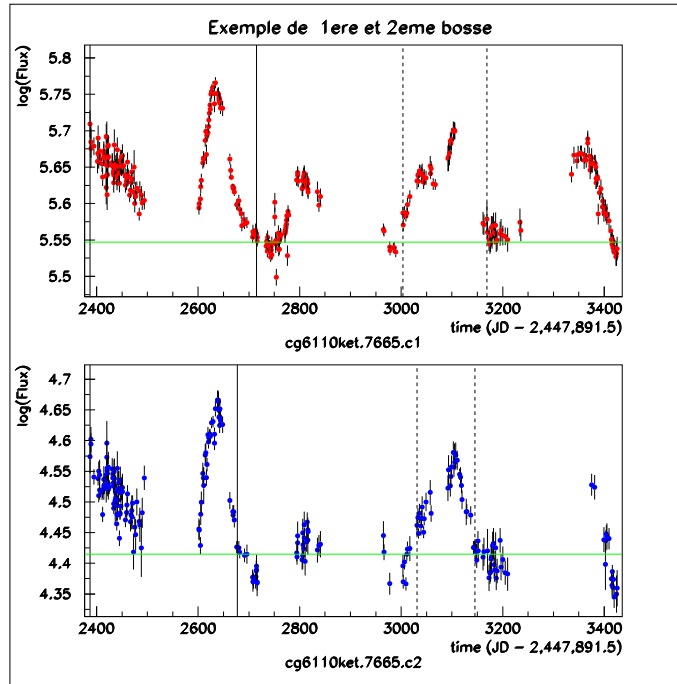


Fig. 8.1: Exemple de la détection d'une première et deuxième bosse sur une courbe de lumière. On est en présence d'une étoile variable avec plusieurs fluctuations. Les limites de la bosse principale détectée sont signalées par les deux droites verticales en trait plein. Celles de la deuxième bosse sont montrées par les droites en pointillé. La figure du haut correspond à la courbe de lumière rouge, celle d'en bas à la courbe des mesures bleues.

pour la majorité des étoiles variables dont on essaiera de s'affranchir par la suite au moyen d'autres critères (c'est précisément le cas de la figure 8.1). Ainsi, afin de récupérer les courbes de lumière avec des fluctuations rouge et bleues simultanées, on demande à ce que leur recouvrement temporel obéisse à la condition suivante

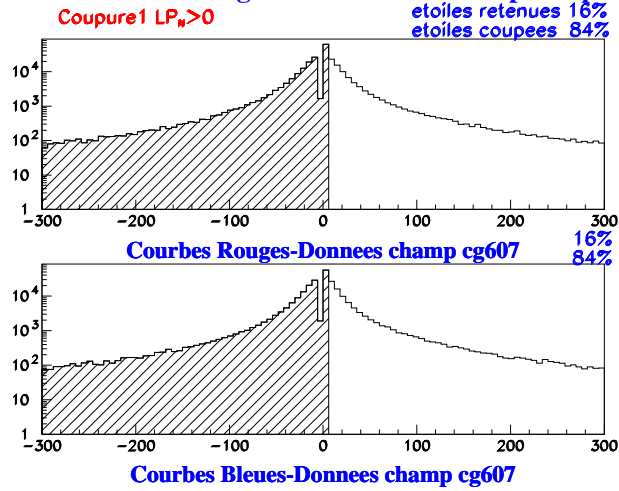
$$\text{Coupure 2} : R_t = \frac{I_R \cap I_B}{I_R \cup I_B} \geq 10\% \quad (8.6)$$

où I_R et I_B sont les intervalles de temps des fluctuations rouge et bleue respectivement. La figure 8.3 illustre la distribution du recouvrement des bosses rouge et bleue principales. Pour une grande partie des courbes de lumière (60%) restantes après la première coupure, les bosses rouges et bleues ne coïncident pas dans le temps. Cependant pour les données avec simulation d'un effet de microlentille, seulement 18% des courbes de lumière ne possèdent pas la simultanéité des fluctuations principales dans les deux couleurs.

8.1.3 Recherche d'une fluctuation significative

La plupart des candidats sélectionnés après les premières deux coupures possèdent des fluctuations de faible signification statistique, tandis que les événements microlentille simulés arrivés au même stade de l'analyse, montrent clairement des valeurs élevées. Il est donc

Distribution de la signification de la bosse principale



Distribution de la signification de la bosse principale

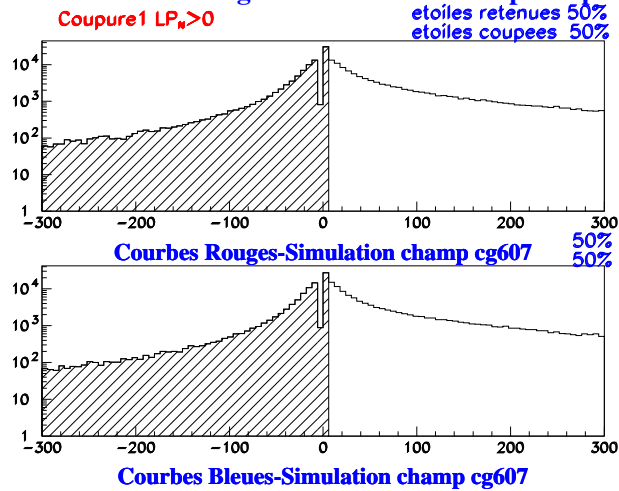


Fig. 8.2: Distribution de la signification de la fluctuation principale pour illustrer la première coupure ($LP_N > 0$). La majorité des données est éliminée par cette coupure, seulement 16% des courbes de lumière étant retenues. Une grande partie des données avec simulation sont également éliminées, 50% : il s'agit d'événements générés avec des petites amplifications ou dans des trous d'observation. La zone hachurée sur les histogrammes correspond aux données éliminées.

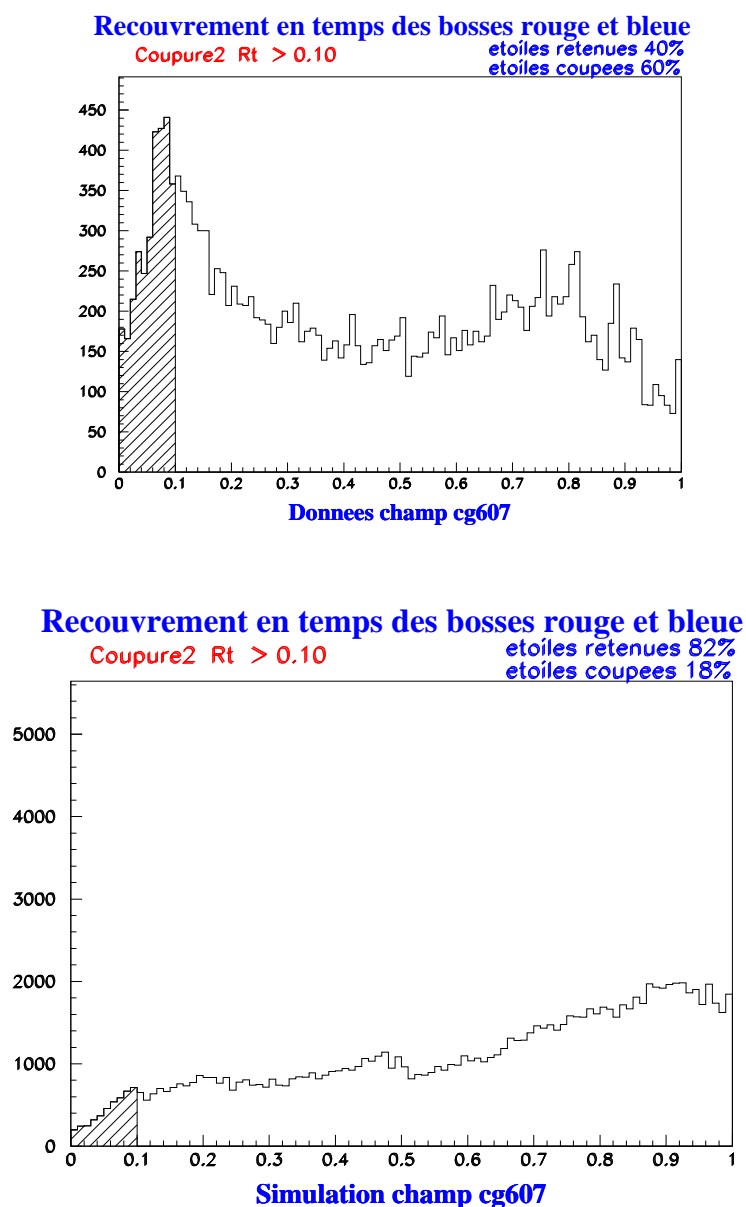


Fig. 8.3: Distribution du recouvrement en temps des fluctuations principales rouge et bleue, après avoir appliqué la coupure 1. Une grande partie des courbes de lumière restantes après première coupure sont éliminées, car les bosses principales coïncident dans les deux couleurs pour seulement 40% d'entre elles. En revanche, la plupart des données avec simulation sont retenues (82%). La zone hachurée sur les histogrammes correspond aux données éliminées. Le pic des recouvrements nuls correspondant à une absence de recouvrement.

souhaitable de faire une coupure sur la variable LP_N , afin d'éliminer les courbes de lumière dont les fluctuations sont peu significatives

$$\underline{\text{Coupure 3}} : \begin{cases} LP_N(\text{Rouge}) > 40 \\ LP_N(\text{Bleue}) > 40 \end{cases} \quad (8.7)$$

La distribution de la signification des fluctuations principales positives sur la figure 8.4, montre que les événements simulés sélectionnés par les critères précédents passent cette coupure pour la grande majorité des cas (82%). Sont retenus seulement 39% des données.

8.1.4 Élimination des étoiles variables

Les coupures précédentes écartent les courbes de lumière qui ne présentent pas de fluctuations importantes : il s'agit essentiellement de fluctuations statistiques ou systématiques des étoiles stables. Ainsi, les courbes de lumière retenues correspondent à des étoiles variables, ainsi qu'à quelques étoiles dont la photométrie est défectueuse éventuellement pour des raisons liées à leur environnement et aux événements de microlentille recherchés. Nous devons par conséquent nous concentrer maintenant sur l'élimination des étoiles variables qui constituent le principal bruit de fond à cette étape de l'analyse.

- **Coupure sur la régularité de la courbe de lumière**

Les étoiles variables de très courte durée, comme certaines RR Lyræ de période inférieure à 1 jour, présentent des courbes de lumière très instables ou dispersées, car notre stratégie d'observation ne permet pas de couvrir convenablement un si court intervalle de temps. Une recherche de périodicité permettrait de repérer ce type d'étoiles. Cette procédure est néanmoins très coûteuse en temps de calcul, ce qui nous amène à préférer une méthode plus simple, mais satisfaisante pour ce qui nous intéresse ici.

Sur la courbe de lumière de la figure 8.5, on peut remarquer que les variations des flux d'un point à l'autre sont bien supérieures aux erreurs photométriques. La dispersion intrinsèque σ_{int} , que nous avons définie dans la section 7.4.1 et qui traduit la régularité d'une courbe de lumière, est très élevée pour les étoiles en question. Ainsi, pour sélectionner les courbes de lumière présentant des variations assez régulières, on exige la condition suivante

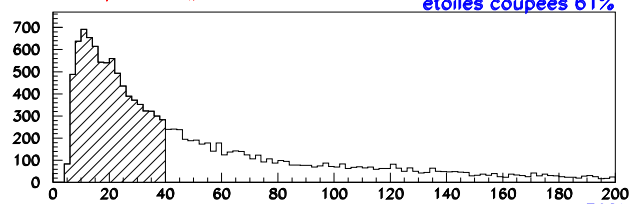
$$\underline{\text{Coupure 4a}} : \begin{cases} \sigma_{int}(\text{Rouge}) < 2.5 \\ \sigma_{int}(\text{Bleu}) < 2.5 \end{cases} \quad (8.8)$$

La coupure sur la dispersion intrinsèque élimine une partie du bruit de fond. En effet sur la figure 8.6 où on a représenté la distribution de cette variable, on constate que 33% des courbes de lumière sont écartées. Seulement 7% des courbes de lumière avec simulation d'un effet de microlentille sont coupées.

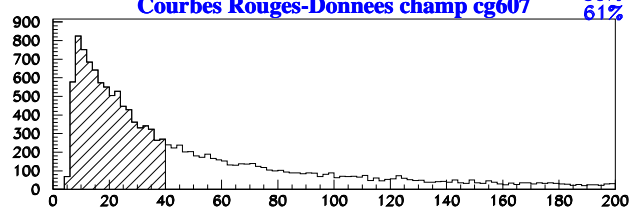
- **Coupure sur la corrélation des flux rouges et bleus hors bosse**

Les étoiles variables de période bien échantillonnée par nos données, allant de quelques jours à plusieurs années (3 ans en ce qui concerne les données de cette thèse), présentent des variations régulières très corrélées entre les flux rouges et bleus. Nous avons vu précédemment dans la section 7.3 au sujet de la correction des flux, que la variable de Fisher était très utile pour repérer ce genre d'étoiles, car elle est une fonction de la corrélation ρ_{fr-fb} des flux rouge fr et bleu fb

Distribution de la signification de la bosse principale
Coupure3 $LP_N > 40$



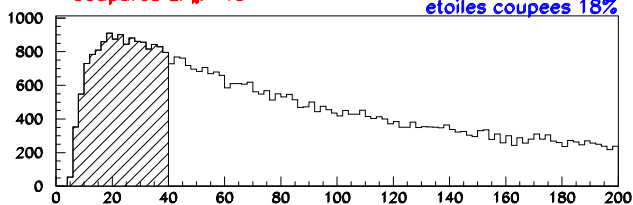
Courbes Rouges-Donnees champ cg607



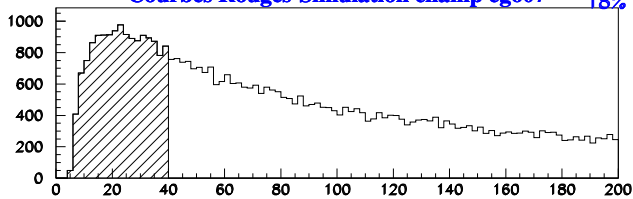
Courbes Bleues-Donnees champ cg607

Distribution de la signification de la bosse principale

Coupure3 $LP_N > 40$



Courbes Rouges-Simulation champ cg607



Courbes Bleues-Simulation champ cg607

Fig. 8.4: Distribution de la signification de la fluctuation principale illustrant la troisième coupure ($LP_N > 40$), après avoir appliqué les coupures 1 et 2. Sur ces histogrammes les données éliminées sont indiquées par la zone hachurée. Ainsi, seulement 39% des courbes de lumière restant après les coupures précédentes sont sélectionnées, tandis que 82% des courbes avec simulation sont retenues.

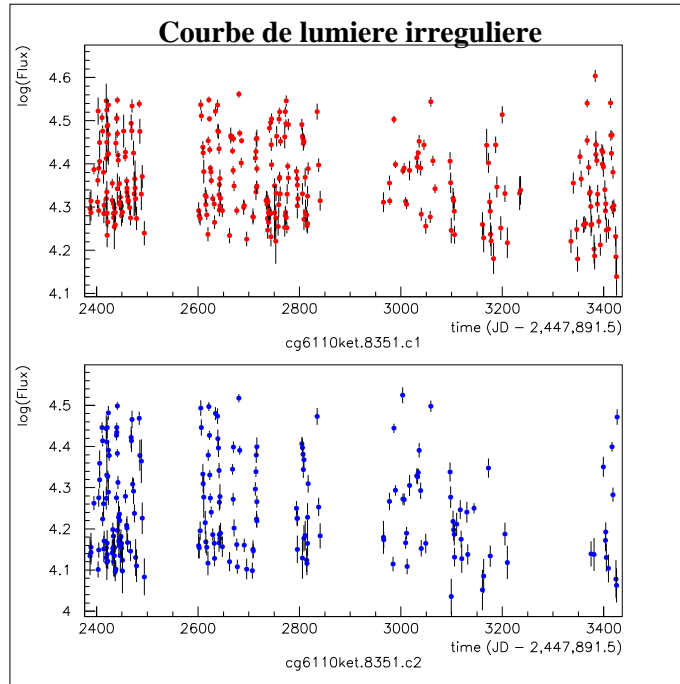


Fig. 8.5: Exemple d'une courbe de lumière irrégulière. La variation, très importante des flux d'un point à l'autre est supérieure aux erreurs photométriques. Cette étoile passe les critères précédents. Elle sera éliminée par la coupure sur la dispersion intrinsèque σ_{int} qui caractérise la régularité d'une courbe de lumière. La figure du haut correspond aux flux rouges et celle du bas aux mesures bleues.

$$F(\rho_{fr-fb}) = 0.5 \times \sqrt{N-3} \times \ln \left(\frac{1 + \rho_{fr-fb}}{1 - \rho_{fr-fb}} \right), \quad (8.9)$$

où N est le nombre de paires de mesures simultanées sur les courbes de lumière. On peut ainsi mieux discerner les coefficients de corrélation proches et ajuster alors plus finement la coupure pour l'élimination d'étoiles variables. Cependant, il ne faut pas oublier que les événements de microlentille présentent également une grande corrélation entre les flux rouge et bleu à cause de l'amplification dans les deux couleurs. Par conséquent, il faut calculer la variable de Fisher $F(\rho_{fr-fb})$ en dehors de la fluctuation principale. Ceci permet de garder les candidats microlentille et de repérer les étoiles variables qui possèdent d'autres variations de flux en dehors de la principale bosse trouvée. Sur la figure 8.7 on montre un exemple d'étoile variable dont les flux rouges (courbe d'en haut) et bleus (courbe d'en bas) sont corrélés. On a signalé par deux droites verticales (trait plein) les limites de la fluctuation principale détectée.

La coupure alors appliquée est la suivante

$$\underline{\text{Coupure 4b}} : F(\rho_{fr-fb}) < 13. \quad (8.10)$$

Pour s'assurer que nous n'utilisons pas les mesures extrêmes de chaque côté de la bosse qui ne sont pas contenues dans les limites de celle-ci, pouvant alors induire une corrélation au risque de perdre le candidat, on enlève un intervalle de temps égal à une bosse et demie (un quart de chaque côté) pour le calcul de la variable de Fisher. Afin de ne pas rejeter les courbes de lumière dont la corrélation des flux rouge et bleu ρ_{fr-fb} est en réalité due aux effets systématiques induits par la dépendance du flux au *seeing* et à l'*airmass*, la coupure

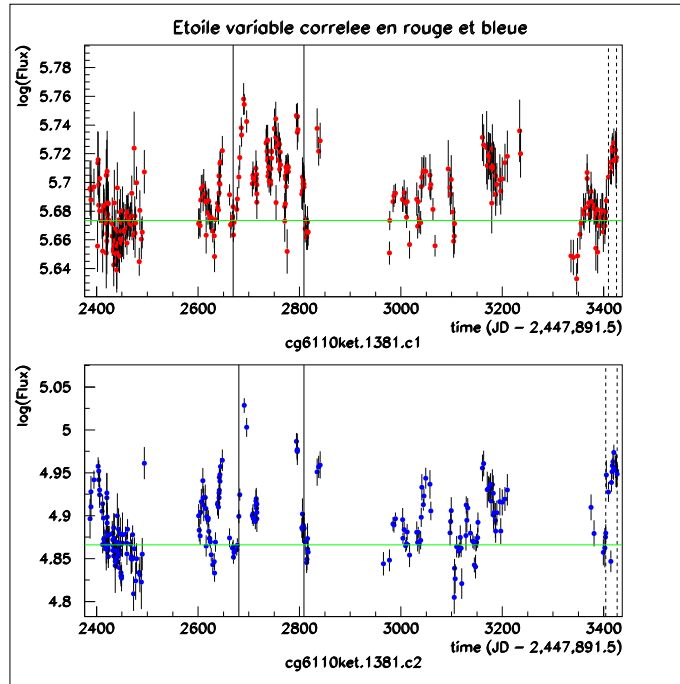


Fig. 8.7: Exemple d'une étoile variable corrélée en rouge et bleu. La variable de Fisher $F(\rho_{f_r-f_b})$ est déterminée en dehors de la fluctuation principale signalée par les deux droites verticales en trait plein. Ceci permet de ne pas couper les candidats microlentilles, car leurs flux rouge et bleu sont également corrélés lors de l'amplification. La courbe du haut correspond au flux rouge et celle du bas aux mesures bleues.

sur la variable de Fisher $F(\rho_{f_r-f_b})$ est faite seulement pour les courbes de lumière ayant été corrigées de ces effets.

La distribution de la variable de Fisher est illustrée sur la figure 8.8. On y a représenté les coupures sur les données avec et sans simulation. La zone hachurée indique les courbes de lumière éliminées. Le nettoyage des bruits de fond est poursuivi avec 5% de données coupés. Pour la simulation la fraction de courbes de lumière retenues reste très élevée, de l'ordre de 98%.

- **Coupure sur la stabilité de la ligne de base**

La coupure sur la stabilité de la ligne de base est complémentaire des coupures 4a et 4b. D'une part, elle permet de s'affranchir des courbes de lumière présentant une grande dispersion intrinsèque. D'autre part, ces étoiles dont la corrélation du flux avec le *seeing* et l'*airmass* n'a pas été corrigée vont pouvoir être repérées avec cette coupure. Sur la figure 8.9, on montre un exemple d'une étoile variable qui n'a pas été éliminée par la coupure sur la dispersion intrinsèque σ_{int} , car sa courbe de lumière est assez régulière. Bien que les flux rouges et bleus soient corrélés, elle a également passé la coupure sur la variable de Fisher $F(\rho_{f_r-f_b})$. En effet, le flux de base étant sous-estimé ¹, la fluctuation principale détectée couvre toute la courbe de lumière, surtout dans la couleur bleue (courbe d'en bas).

1. On rappelle que la ligne de base est légèrement sous-estimée pour favoriser la détection de fluctuations positives

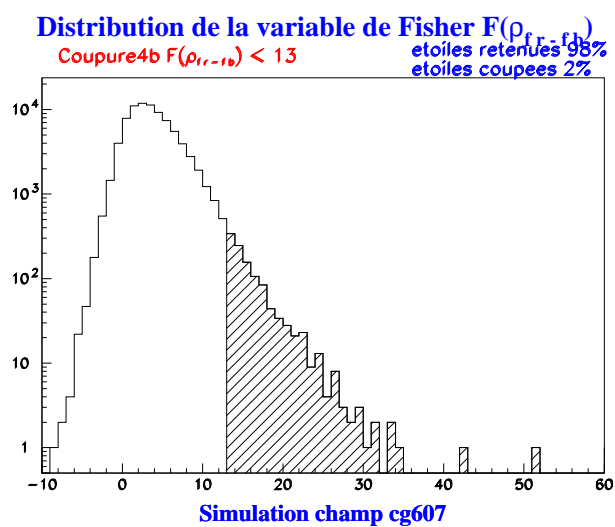
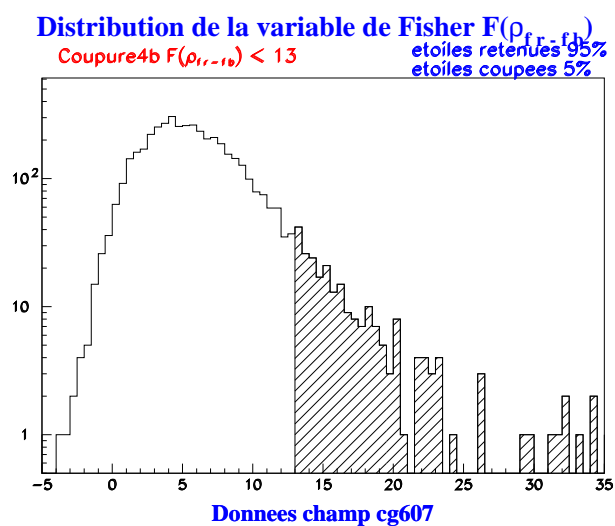


Fig. 8.8: Distribution de la variable de Fisher $F(\rho_{fr-fb})$. En haut on a représenté les données, dont 5% sont coupés. En bas, on peut voir les données avec simulation dont 2% sont éliminés. La zone hachurée indique les données qui ne sont pas retenues.

La détermination de la corrélation en dehors de la première bosse est donc impossible faute de points disponibles. Une coupure sur la stabilité de la ligne de base permet néanmoins d'éliminer ce type d'étoiles.

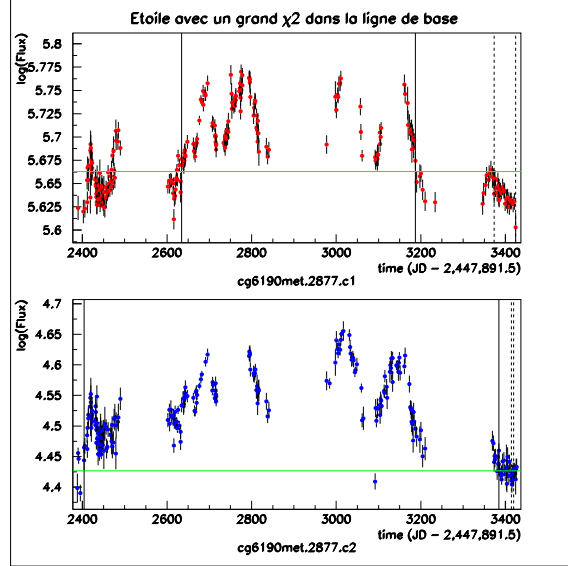


Fig. 8.9: Exemple d'une étoile avec une ligne de base instable. On a représenté les courbes de lumière rouge (en haut) et bleue (en bas). On constate que la sous-estimation du flux de base fait que la fluctuation principale couvre toute la courbe de lumière. La corrélation des flux ne peut donc pas être calculée en dehors de la bosse. Cependant, une coupure sur la stabilité de la ligne de base permet d'éliminer cette étoile.

Ainsi, on retient seulement les courbes de lumière dont la ligne de base est stable en dehors de la fluctuation principale obtenue par l'ajustement d'une courbe de Paczyński indépendamment sur les couleurs rouge et bleue

$$\text{Coupure 4c : } \begin{cases} \chi_{base}^2(Rouge) = \frac{\chi_{ml\ dans\ base}^2(Rouge)}{N_{ddl_{base}}(Rouge)} < 5 \\ \chi_{base}^2(Bleue) = \frac{\chi_{ml\ dans\ base}^2(Bleue)}{N_{ddl_{base}}(Bleue)} < 5 \end{cases}, \quad (8.11)$$

où χ_{base}^2 est la qualité de l'ajustement dans la base et $N_{ddl_{base}}$ est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement. Sur la figure 8.10 on peut constater que 16% des données ont été coupées, alors que seulement 2% des données avec simulation ont été éliminées.

- **Coupure sur la corrélation des flux rouges et bleus hors bosse trouvée par l'ajustement d'un effet de microlentille**

Nous avons mentionné plus haut qu'il arrive que la sous-estimation de la ligne de base d'une étoile variable présentant plusieurs variations durant notre période d'observation (~ 3 ans), soit plus importante que pour la moyenne des courbes de lumière. Dans ce cas, les limites de la fluctuation principale détectée peut contenir toutes les bosses de l'étoile variable. Il est alors naturel que le nombre de points en dehors de la fluctuation, nécessaires pour déterminer la corrélation des flux rouges et bleus, soit insuffisant. Pour les étoiles qui n'ont pas non plus pu être éliminées par le critère de la stabilité de la ligne de base, on procède alors à une deuxième tentative de détermination de la variable de Fisher, mais

en ne considérant pas les points hors de la fluctuation principale trouvée par l'ajustement d'un effet de microlentille en tenant compte des deux couleurs simultanément (ajustement bicouleur). Sur la figure 8.11 on montre l'exemple d'une étoile variable dont le calcul de la corrélation n'a pas pu être effectué faute de suffisamment de mesures. En effet, on rappelle qu'en plus de la bosse on enlève par sécurité encore l'équivalent d'une demi-bosse (un quart de chaque côté) pour éviter d'inclure des points qui appartiendraient au début de la montée ou à la fin de la descente de l'amplification dans le cas d'un événement microlentille. On peut alors utiliser les limites de la fluctuation trouvée par l'ajustement microlentille bicouleur. On considère que le début de la bosse correspond au moment où l'amplification devient supérieure à 1%. De même pour la fin de la bosse qui coïncide avec le retour de l'amplification à 1%. On peut se demander pourquoi on n'utilise pas toujours cette méthode pour la détermination de la corrélation. Il arrive que la bosse ajustée couvre l'ensemble des variations de la courbe de lumière. Il s'avère alors à nouveau impossible de calculer la corrélation hors bosse sans mesures suffisantes. Il arrive aussi que l'ajustement ait simplement échoué. C'est pourquoi cette méthode est complémentaire des coupures 4b et 4c.

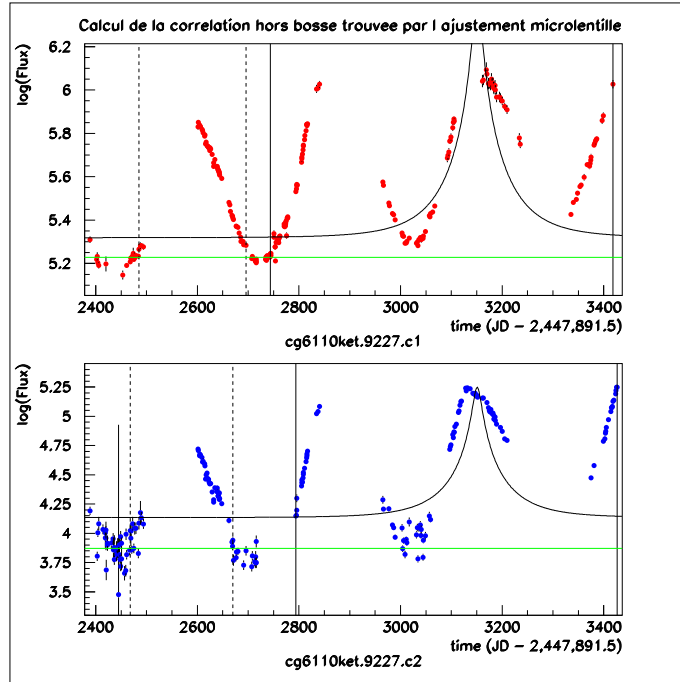


Fig. 8.11: Exemple d'étoile variable dont la bosse principale, limitée par les traits pleins, est trop longue pour permettre le calcul de la corrélation des flux rouges et bleus hors de cette bosse. Ces flux sont très corrélés si l'on considère plutôt la bosse déterminée par l'ajustement d'une courbe de Paczyński, qui s'approche d'un des maxima de l'étoile.

La coupure appliquée est équivalente à celle faite auparavant sur la variable de Fisher

$$\text{Coupure 4d} : FML2(\rho_{fr-fb}) < 13 . \quad (8.12)$$

où $FML2(\rho_{fr-fb})$ est la variable de Fisher calculée en dehors de la bosse déterminée par l'ajustement bicouleur. La figure 8.12 illustre la distribution de la variable de Fisher et la coupure effectuée sur les données avec et sans simulation. Dans les deux cas on a éliminé encore 1% des courbes de lumière.

L'objectif de l'ensemble des coupures 4a, 4b, 4c et 4d était de nettoyer nos données du principal bruit de fond composé par les étoiles variables. Celles-ci représentent 1 à 2% de la totalité des étoiles. On peut vérifier qu'avec les coupures en question nous avons en effet éliminé environ 1% des étoiles existantes en début d'analyse.

8.1.5 Coupure sur la qualité de l'ajustement d'un effet microlentille par rapport à l'ajustement d'un flux constant

Afin de sélectionner les courbes de lumière dont la fluctuation principale est compatible avec un événement microlentille, il nous faut un estimateur de la signification de l'ajustement d'une courbe de Paczyński. Les événements dus à des lentilles ou des sources doubles peuvent avoir des formes très différentes (avec des doubles pics) des cas standard. Effectuer simplement un ajustement d'un effet microlentille pourrait ne pas être suffisant pour détecter les candidats exotiques. C'est pourquoi on utilise un estimateur semi-empirique permettant de quantifier l'amélioration qu'apporte un ajustement de microlentille simple par rapport à un ajustement d'un flux constant

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi_{cte}^2 - \chi_{ml}^2}{\chi_{ml}^2/N_{ddl}} \frac{1}{\sqrt{2N_{ddl}}} \frac{1}{\sqrt{N_{ddl \text{ dans bosse}}/N_{ddl}}}, \quad (8.13)$$

où χ_{cte}^2 correspond au χ^2 de l'ajustement d'une constante et χ_{ml}^2 à celui d'une courbe de Paczyński. Les variables N_{ddl} et $N_{ddl \text{ dans bosse}}$ se réfèrent au nombre de degrés de liberté de l'ajustement sur toute la courbe de lumière et à celui dans la bosse. Cet estimateur prend en compte la variation de la signification de l'ajustement avec le nombre de points dans la courbe de lumière (dépendance en $\sqrt{N_{ddl}}$) et il favorise particulièrement les fluctuations de courtes durées (dépendance en $\sqrt{N_{ddl \text{ dans bosse}}}$), comme il est souhaitable pour notre type de recherche. On tente en effet de déceler des événements de courte durée éventuellement dus à une nouvelle population de naines brunes dans le bulbe ou dans le disque. Si aucun signal significatif n'est retrouvé, l'excès de courtes durées vers le Centre Galactique est très probablement dû à un effet de *blending*.

La coupure appliquée aux données est la suivante

$$\underline{\text{Coupure 5}} : \begin{cases} \Delta\chi^2 > 70 & t_{02} < 3100 \text{ jours ou } t_{E2} > 600 \text{ jours} \\ \Delta\chi^2 > 100 & t_{02} \geq 3100 \text{ jours et } t_{E2} \leq 600 \text{ jours} \end{cases}, \quad (8.14)$$

où l'index 2 de la durée t_{E2} et du temps du maximum d'amplification t_{02} , rappelle que les ajustements sont faits en considérant simultanément les mesures rouges et bleues. On possède deux jeux de coupures pour des localisations du pic d'amplification à des périodes différentes. Nous avons constaté, comme dans d'autres analyses EROS II, notamment celle du Grand Nuage de Magellan, l'apparition d'un plateau de flux lors de la troisième saison d'observation pour une faible fraction d'étoiles. Sur la figure 8.13 on montre un exemple d'une courbe de lumière présentant cet effet. Ces étoiles sont systématiquement détectées avec un pic en troisième saison. Il ne s'agit pas d'un certain type spectral d'étoiles, ce qui ne permet pas de les interpréter comme des étoiles variables. Pour l'instant cet effet n'est pas compris. Pour s'affranchir de ce problème nous avons décidé d'être plus sévère sur la coupure $\Delta\chi^2$ lorsque il s'agit d'un candidat avec un pic en troisième saison.

Sur la figure 8.14 on montre la distribution de l'estimateur de la signification de l'ajustement microlentille $\Delta\chi^2$ pour les données (en haut) et pour les données avec simulation (en bas). Dans le premier cas, 99% des étoiles sont éliminées. Cette coupure semble néanmoins

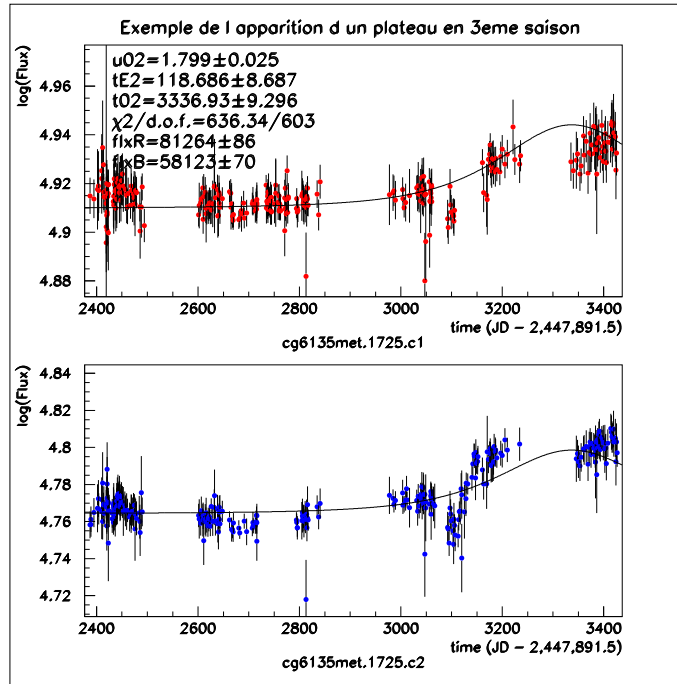


Fig. 8.13: Exemple d'étoile avec un plateau en troisième saison d'observation.

moins dramatique quand on considère la fraction de candidats coupés dans le cas de la simulation. En effet, 77% des courbes de lumière sont sélectionnées.

8.1.6 Coupure sur les paramètres de l'ajustement microlentille

Pour différencier les événements microlentilles des derniers faux candidats ou simplement des candidats difficiles à valider, soit parce que leur durée extrêmement longue ne permet pas de voir le décrochement de la ligne de base ou le retour à celle-ci, soit parce que le pic d'amplification ne se trouve pas dans la période d'observation, trois ultimes coupures sont appliquées aux courbes de lumière qui nous restent à ce stade de l'analyse.

- **Amplification minimale**

Comme on l'a déjà dit la présence d'un événement microlentille se manifeste par l'amplification du flux pendant une certaine durée et de façon symétrique. Pour qu'il soit détectable, l'amplification doit être supérieure aux fluctuations statistiques des mesures. Un paramètre d'impact $u_0 \leq 1$ correspond à une amplification d'au moins 34% au pic. La résolution photométrique des données de l'ordre de 4-5% (section 6.3.3) permet de chercher des candidats avec des variations en-deçà de $A_0 = 1.34$. La résolution photométrique dépendant de la valeur du flux, la coupure que nous allons faire sur l'amplification va varier en fonction des caractéristiques photométriques de chaque étoile. Ainsi, on demande à ce que l'amplification du pic A_{02} de l'ajustement microlentille bicouleur pour l'étoile i soit supérieur à 5 fois la résolution photométrique RES_i de cette même étoile

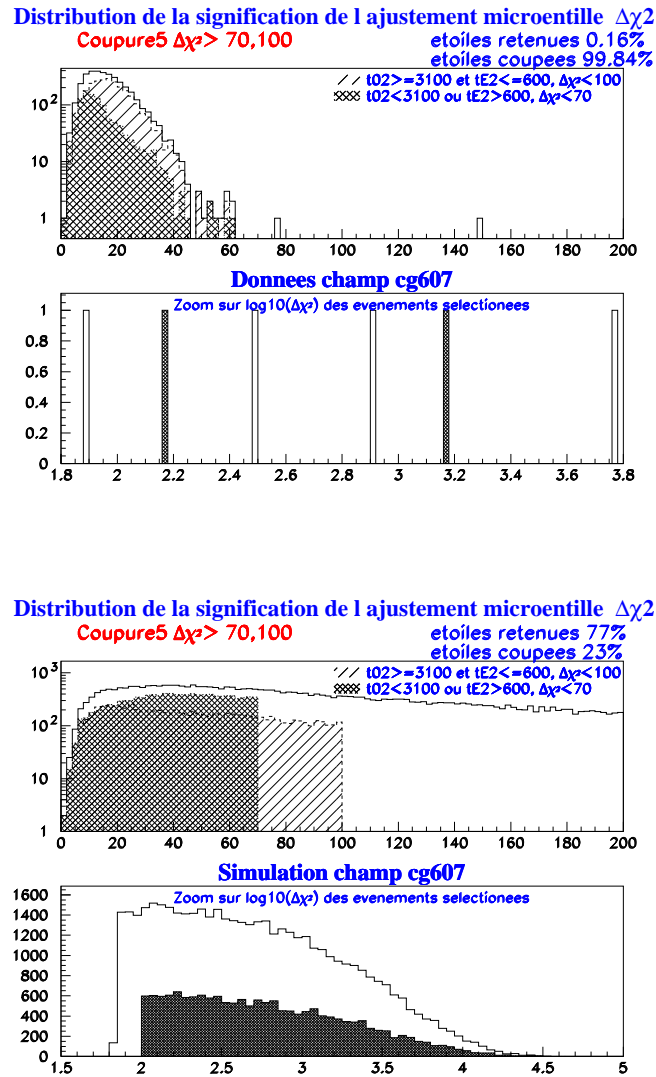


Fig. 8.14: Distribution de l'estimateur de la signification de l'ajustement microlentille $\Delta\chi^2$. En haut, on montre les données. Les zones hachurées correspondent aux candidats éliminés par les deux jeux de coupures. En bas, la même chose pour les données avec simulation où l'on a représenté un zoom des événements sélectionnés. La zone en noir se réfère aux candidats retenus par le deuxième jeu de coupures $\Delta\chi^2 > 100$ et la zone blanc correspond aux candidats sélectionnés par le premier jeu. Plus de 99% des données sont éliminés. En revanche 77% des données avec simulation sont sélectionnés.

$$\underline{\text{Coupure 6a}} : \begin{cases} A_{02} > 1 + 5 \times RES_i(\text{Rouge}) \\ A_{02} > 1 + 5 \times RES_i(\text{Bleue}) \end{cases} \quad \text{où } RES_i = \frac{\sigma_{hors\ bosse}}{f_{base}}, \quad (8.15)$$

où $\sigma_{hors\ bosse}$ est l'écart type de la moyenne calculée en dehors de la bosse, et en ne pas considérant les 20% des points les plus extrêmes de la courbe de lumière, et où f_{base} est le flux correspondant à la ligne de base.

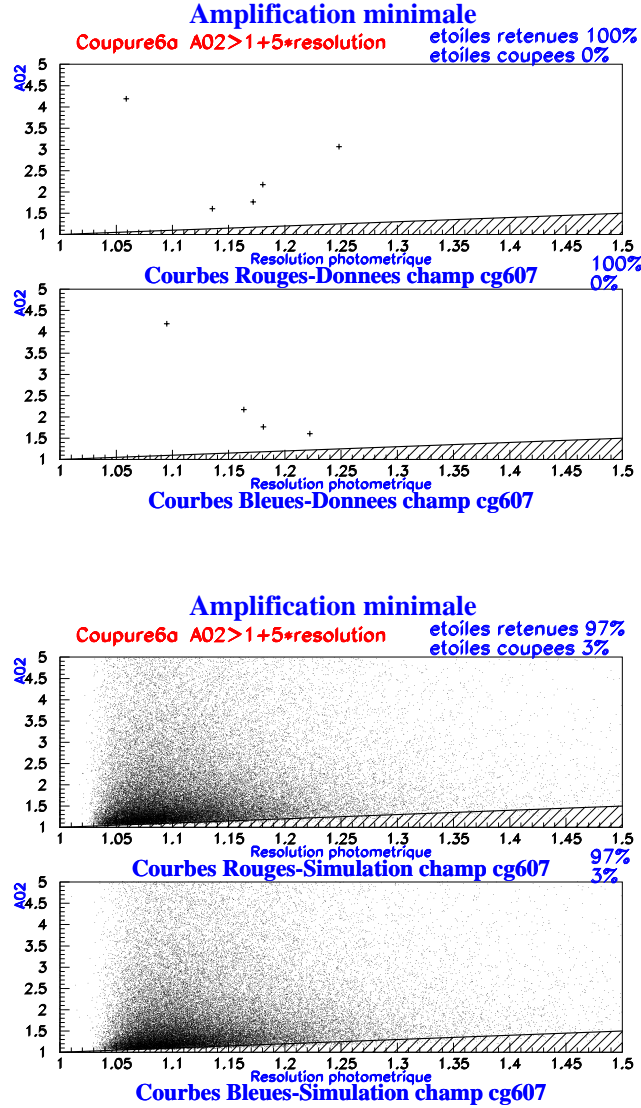


Fig. 8.15: Amplification bicolore en fonction de la résolution photométrique pour illustrer la coupure sur l'amplification minimale. En haut nous avons représenté les données et en bas les données avec simulation. Dans le cas du champ cg607 que nous avons pris comme exemple, aucun des candidats n'est supprimé avec cette coupure. La zone hachurée indique les candidats qui seraient éliminés. Pour les données avec simulation, 3% des candidats sont néanmoins coupés : il s'agit surtout d'événements générés avec de petites amplifications.

Sur la figure 8.15 on a représenté l'amplification A_{02} issue de l'ajustement microlentille bicolore en fonction de la résolution photométrique. La zone hachurée indique les

candidats qui seraient éliminés par cette coupure. Pour le champ cg607 que nous avons pris comme exemple, aucun des candidats restant n'a été supprimé. Cependant pour les données avec simulation, 3% des candidats ont été éliminés correspondant essentiellement à des événements générés avec des grands paramètres d'impact (petites amplifications).

- **Date du maximum d'amplification t_0 dans la période d'observation**

Bien que nous ayons simulé des événements microlentille dont le maximum d'amplification t_0 se trouve dans l'intervalle $[T_{min} - 180j, T_{max} + 180j]$, où T_{min} est la date du début des observations et T_{max} celui de la fin, la validation d'un événement avec un pic d'amplification juste avant ou après la période d'observations, s'avère difficile. Ainsi, on décide d'accepter les événements pour lesquels t_0 obéit à la condition suivante

$$\text{Coupure 6b : } \begin{cases} T_{min}(Rouge) - \frac{t_{E2}}{3} < t_0 < T_{max}(Rouge) + \frac{t_{E2}}{3} \\ \text{ou} \\ T_{min}(Bleu) - \frac{t_{E2}}{3} < t_0 < T_{max}(Bleu) + \frac{t_{E2}}{3} \end{cases}, \quad (8.16)$$

où t_{E2} est la durée de l'événement issue de l'ajustement bicouleur d'un effet de microlentille. Une marge est autorisée avant T_{min} et après T_{max} à cause de l'incertitude sur t_0 . On fait remarquer que l'événement est sélectionné si au moins une de ces conditions est remplie, contrairement aux coupures précédentes qui doivent être vérifiées dans les deux couleurs. Il serait en effet dommage de le perdre, si le pic était visible au bord d'une des limites temporelles pour une des courbes de lumière seulement.

Sur la figure 8.16 on peut constater que tous les candidats du champ cg607 passent la contrainte de la localisation du pic dans la période d'observation. Cependant pour les données avec simulation, 6% des candidats sont éliminés. Ces candidats correspondent aux événements générés avec un pic d'amplification avant ou après les observations.

- **Durées permettant de valider l'événement**

La question de la validation d'un événement se pose également au sujet de sa durée t_{E2} . En effet, les durées trop longues par rapport à la période d'observation ($T_{obs} \sim 3$ ans), ne permettent pas de voir quand les points amplifiés décrochent la ligne de base et, de la même façon, quand se fait le retour à celle-ci. Rien ne peut alors nous garantir l'authenticité de l'événement, car il peut aussi bien s'agir d'une étoile variable à longue période. Avec seulement quelques années d'observation en plus, selon de la durée de l'amplification, permettront de confirmer ou d'infirmer le candidat.

Les très courtes durées inférieures à 1 jour, posent également des problèmes. La stratégie d'observation ne permet pas de couvrir des amplifications si courtes, à l'exception des quelques alertes qui ont pu être suivies avec un échantillonnage plus serré et dont l'analyse ne fait pas partie de cette thèse. Ce genre de candidats possèdent un point très écarté de la ligne de base et il s'agit très probablement d'une mauvaise mesure qui n'a pas été éliminée lors du nettoyage des courbes de lumière (section 7.2.3). La coupure 5 sur l'amélioration d'un ajustement d'un effet microlentille par rapport à un ajustement de flux constant, sélectionne ce genre de candidats quand l'erreur sur le flux est petite.

Pour tenir compte de ces deux cas, on exige que la durée t_E soit inférieure au tiers de la période d'observation et supérieure à 1 jour

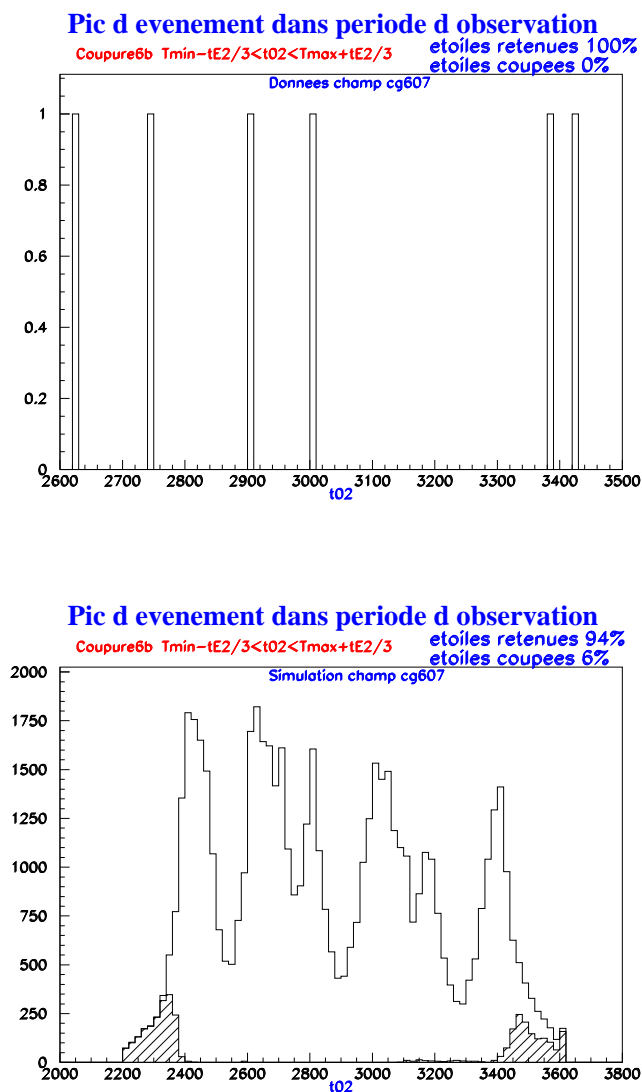


Fig. 8.16: Distribution du temps du maximum d'amplification pour illustrer la coupure sur le pic de l'événement dans période d'observation. En haut on montre les candidats du champ cg607. Tous ont été retenus par cette coupure. En bas, on peut voir la distribution des t_{02} des candidats correspondant aux courbes de lumière choisies avec simulation. Environ 6% des candidats ont été coupés dans les ailes de la période d'observation signalées par les zones hachurées. Il s'agit d'événements générés avec un pic d'amplification avant ou après les observations. Les pics correspondent aux saisons d'observabilité du bulbe, pour lesquelles l'efficacité de détection est maximale.

$$\text{Coupure 6c : } t_{E2} > 1 \text{ jour et } \left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{max}(Rouge) - T_{min}(Rouge)}{t_{E2}} > 3 \\ \text{ou} \\ \frac{T_{max}(Bleu) - T_{min}(Bleu)}{t_{E2}} > 3 \end{array} \right. , \quad (8.17)$$

La figure 8.17 montre un exemple d'un événement de longue durée éliminé par cette coupure.

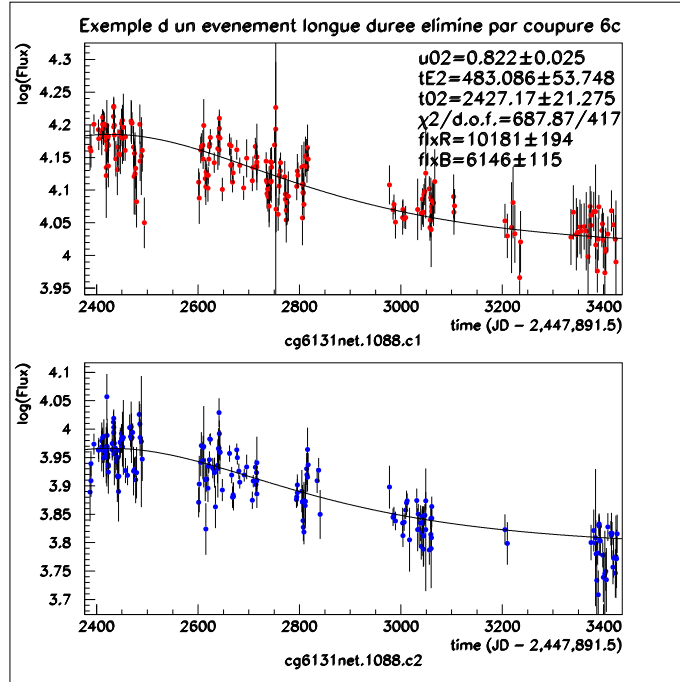


Fig. 8.17: Exemple d'un événement longue durée coupé par l'exigence que la durée t_{E2} soit plus petite que le tiers de la période d'observation. Il est en effet difficile de valider un candidat dont on ne possède pas le décrochement du flux de la ligne de base ou le retour à celle-ci.

Sur la figure 8.18 on a représenté les durées des candidats restants. On constate qu'un candidat du champ cg607 a été éliminé par la coupure sur la durée. La durée de son amplification est en effet de $t_{E2} = 2050$ jours. En ce qui concerne les candidats issus des données simulées, très peu ont été supprimés, car nous avons généré des événements avec une durée inférieure à 180 jours. La durée retrouvée par l'ajustement microlentille est dans certains cas supérieure à celle simulée, les candidats étant alors éliminés.

8.2 Fraction d'étoiles satisfaisant les coupures

Le tableau 8.1 résume les différents critères de sélection. Les fractions d'étoiles satisfaisant les coupures et surtout celles que l'on obtient à la fin de l'ensemble des coupures, doivent être considérées avec précaution. Il s'agit en effet d'une première estimation de l'efficacité de notre analyse, qui ne peut pas être interprétée convenablement sans une étude plus approfondie de l'effet des coupures en fonction de la durée générée, de la localisation dans la période d'observation de la date du maximum d'amplification et de la valeur du paramètre d'impact. La fraction de candidats issus des données avec simulation varie énormément avec

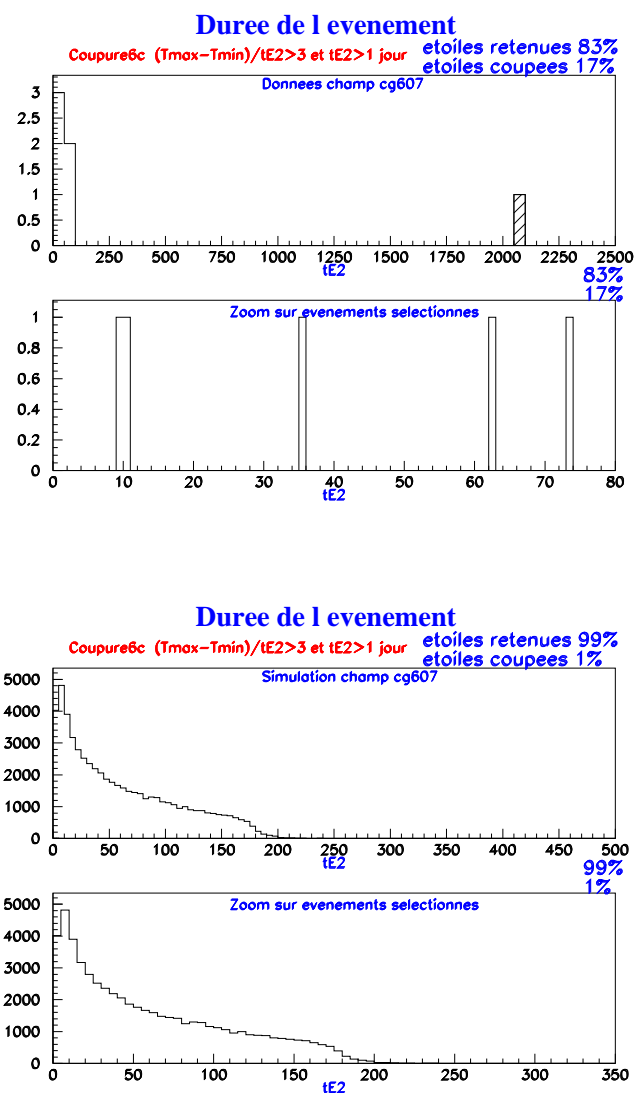


Fig. 8.18: Distribution des durées des candidats sélectionnées par l'analyse pour les données avec et sans simulation d'événements microlentille. On montre en haut les durées t_{E2} des candidats des données. On remarque qu'un candidat a été éliminé par la coupure sur la durée (signalé par la zone hachurée). En bas, on peut voir les données avec simulation. Nous avons généré des durées inférieures à 180 jours. Quelques candidats ont une durée retrouvée par l'ajustement microlentille légèrement supérieure à la valeur introduite. Ils sont alors éliminés s'ils ne vérifient pas la coupure 6c.

ces paramètres. L'efficacité de l'analyse sera discutée en détail lors de l'interprétation des résultats au chapitre 10. Pour le moment, on donne une première estimation de cette efficacité illustrée dans le tableau 8.1 où l'on a montré le nombre d'étoiles restant après chaque coupure pour l'ensemble des champs. À partir d'un total de 2.7×10^6 étoiles analysées, nous avons sélectionné 43 candidats microlentille. Dans le chapitre 9 on a regroupé les courbes de lumière et les cartes de champ de nos candidats, ainsi que leur principales caractéristiques.

Coupures	Données			Données avec simulation		
	Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question	Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question
	2715961	-	-	2715961	-	-
1	415846	15.3%	15.3%	1263006	46.6%	46.6%
2	175157	6.4%	42.1%	1029648	38.0%	81.5%
3	62468	2.3%	35.6%	838514	30.9%	81.4%
4a	38556	1.41%	61.7%	761739	28.1%	90.8%
4b	37881	1.39%	98.2%	757144	27.9%	99.3%
4c	31117	1.145%	82.1%	735723	27.1%	97.1%
4d	31068	1.143 %	99.8 %	734712	27.1%	99.8%
5	68	0.0025%	0.21%	568394	20.9 %	77.3%
6a	60	0.0022%	88.2%	555510	20.5%	97.7%
6b	60	0.0022%	100%	521151	19.2%	93.8%
6c	43	0.0015%	71.6%	520928	19.2%	99.9%

Tab. 8.1: Résumé des effets des coupures sur les données avec et sans simulation. Les événements microlentille ont été générés avec un paramètre d'impact u_{02} dans l'intervalle $[0, 2]$, un temps de maximum t_{02} dans la période $[T_{min} - 180j, T_{max} + 180j]$ et une durée t_{E2} allant de 0 à 180 jours tirée en $\ln(t_{E2})$ (voir section 7.5). Rappel des coupures :

- 1 : $LP_N > 0$
- 2 : $R_t > 10\%$
- 3 : $LP_N > 40$
- 4a : $\sigma_{int} < 2.5$
- 4b : $F(\rho_{fr-fb}) < 13$
- 4c : χ_{base}^2
- 4d : $FML2(\rho_{fr-fb}) < 13$
- 5 : $\Delta\chi^2 > 70, 100$
- 6a : $A_{02} > 1 + 5 \times RES$
- 6b : $T_{min} - \frac{t_{E2}}{3} < t_{02} < T_{max} + \frac{t_{E2}}{3}$
- 6c : $\frac{T_{max} - T_{min}}{t_{E2}} > 3.$

Dans le tableau 8.2 on montre l'effet des coupures pour chaque champ individuellement. La fraction de microlentilles simulées sélectionnées après toutes ces coupures est dans certains cas très inférieure (13-15%) aux autres valeurs moyennes (20-22%). En effet, on rappelle qu'une partie des champs analysés ont été observés de façon moins régulière, leur nombre de mesures par courbe de lumière étant de l'ordre de 190 mesures, notamment pour les champs cg612, cg615, cg617, cg624, cg626 et cg627. Pour comparaison, les champs mieux échantillonnés possèdent 350 mesures par courbe de lumière.

Fraction d'étoiles par champ satisfaisant les coupures

Coupures	Champ	Données			Données avec simulation		
		Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question	Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question
-	607.	261329.	100.0000%	100.0000%	261329.	100.0000%	100.0000%
1	607.	42378.	16.2163%	16.2163%	131688.	50.3917%	50.3917%
2	607.	17020.	6.5129%	40.1623%	109013.	41.7149%	82.7813%
3	607.	6701.	2.5642%	39.3713%	89947.	34.4191%	82.5103%
4a	607.	4530.	1.7335%	67.6018%	83765.	32.0535%	93.1271%
4b	607.	4320.	1.6531%	95.3642%	82670.	31.6345%	98.6928%
4c	607.	3659.	1.4001%	84.6991%	81021.	31.0034%	98.0053%
4d	607.	3650.	1.3967%	99.7540%	80799.	30.9185%	99.7260%
5	607.	6.	0.0023%	0.1644%	62544.	23.9331%	77.4069%
6a	607.	6.	0.0023%	100.0000%	60813.	23.2707%	97.2323%
6b	607.	6.	0.0023%	100.0000%	57520.	22.0106%	94.5850%
6c	607.	5.	0.0019%	83.3333%	57507.	22.0056%	99.9774%
-	610.	202062.	100.0000%	100.0000%	202063.	100.0000%	100.0000%
1	610.	34992.	17.3175%	17.3175%	103840.	51.3899%	51.3899%
2	610.	14784.	7.3166%	42.2497%	86244.	42.6817%	83.0547%
3	610.	5963.	2.9511%	40.3341%	72895.	36.0754%	84.5218%
4a	610.	4020.	1.9895%	67.4157%	66544.	32.9323%	91.2875%
4b	610.	3934.	1.9469%	97.8607%	65764.	32.5463%	98.8278%
4c	610.	3179.	1.5733%	80.8083%	64140.	31.7426%	97.5306%
4d	610.	3173.	1.5703%	99.8113%	63995.	31.6708%	99.7739%
5	610.	8.	0.0040%	0.2521%	49630.	24.5616%	77.5529%
6a	610.	7.	0.0035%	87.5000%	48496.	24.0004%	97.7151%
6b	610.	7.	0.0035%	100.0000%	45906.	22.7187%	94.6594%
6c	610.	6.	0.0030%	85.7143%	45891.	22.7112%	99.9673%
-	611.	258013.	100.0000%	100.0000%	252551.	100.0000%	100.0000%
1	611.	37919.	14.6965%	14.6965%	118127.	46.7735%	46.7735%
2	611.	15151.	5.8722%	39.9562%	95510.	37.8181%	80.8537%
3	611.	5602.	2.1712%	36.9745%	77397.	30.6461%	81.0355%
4a	611.	3583.	1.3887%	63.9593%	71199.	28.1919%	91.9919%
4b	611.	3523.	1.3654%	98.3254%	70959.	28.0969%	99.6629%
4c	611.	2851.	1.1050%	80.9253%	69319.	27.4475%	97.6888%
4d	611.	2848.	1.1038%	99.8948%	69278.	27.4313%	99.9409%
5	611.	6.	0.0023%	0.2107%	53522.	21.1926%	77.2568%
6a	611.	6.	0.0023%	100.0000%	52140.	20.6453%	97.4179%
6b	611.	6.	0.0023%	100.0000%	49216.	19.4875%	94.3920%
6c	611.	6.	0.0023%	100.0000%	49203.	19.4824%	99.9736%
-	612.	136629.	100.0000%	100.0000%	136629.	100.0000%	100.0000%
1	612.	22244.	16.2806%	16.2806%	62384.	45.6594%	45.6594%
2	612.	9351.	6.8441%	42.0383%	49428.	36.1768%	79.2318%
3	612.	3400.	2.4885%	36.3597%	39347.	28.7984%	79.6047%
4a	612.	2002.	1.4653%	58.8824%	35505.	25.9864%	90.2356%
4b	612.	1998.	1.4624%	99.8002%	35494.	25.9784%	99.9690%
4c	612.	1712.	1.2530%	85.6857%	34122.	24.9742%	96.1346%
4d	612.	1712.	1.2530%	100.0000%	34119.	24.9720%	99.9912%

Suite du tableau page suivante

Coupures	Champ	Données			Données avec simulation		
		Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question	Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question
5	612.	1.	0.0007%	0.0584%	25713.	18.8196%	75.3627%
6a	612.	1.	0.0007%	100.0000%	25421.	18.6059%	98.8644%
6b	612.	1.	0.0007%	100.0000%	23892.	17.4868%	93.9853%
6c	612.	0.	0.0000%	0.0000%	23881.	17.4787%	99.9540%
-	613.	157814.	100.0000%	100.0000%	157814.	100.0000%	100.0000%
1	613.	26438.	16.7526%	16.7526%	81445.	51.6082%	51.6082%
2	613.	11075.	7.0177%	41.8905%	68078.	43.1381%	83.5877%
3	613.	4152.	2.6309%	37.4898%	57885.	36.6793%	85.0275%
4a	613.	2553.	1.6177%	61.4884%	52894.	33.5167%	91.3777%
4b	613.	2485.	1.5746%	97.3365%	52205.	33.0801%	98.6974%
4c	613.	2062.	1.3066%	82.9779%	51255.	32.4781%	98.1803%
4d	613.	2052.	1.3003%	99.5150%	51071.	32.3615%	99.6410%
5	613.	6.	0.0038%	0.2924%	40217.	25.4838%	78.7472%
6a	613.	5.	0.0032%	83.3333%	39097.	24.7741%	97.2151%
6b	613.	5.	0.0032%	100.0000%	36689.	23.2483%	93.8410%
6c	613.	2.	0.0013%	40.0000%	36681.	23.2432%	99.9782%
-	614.	206898.	100.0000%	100.0000%	206898.	100.0000%	100.0000%
1	614.	33733.	16.3042%	16.3042%	103415.	49.9836%	49.9836%
2	614.	14075.	6.8029%	41.7247%	85258.	41.2077%	82.4426%
3	614.	5142.	2.4853%	36.5329%	71131.	34.3797%	83.4303%
4a	614.	3274.	1.5824%	63.6717%	65037.	31.4343%	91.4327%
4b	614.	3203.	1.5481%	97.8314%	64699.	31.2710%	99.4803%
4c	614.	2587.	1.2504%	80.7680%	63288.	30.5890%	97.8191%
4d	614.	2579.	1.2465%	99.6908%	63181.	30.5373%	99.8309%
5	614.	10.	0.0048%	0.3877%	49577.	23.9620%	78.4682%
6a	614.	9.	0.0043%	90.0000%	48327.	23.3579%	97.4787%
6b	614.	9.	0.0043%	100.0000%	45189.	21.8412%	93.5067%
6c	614.	7.	0.0034%	77.7778%	45169.	21.8315%	99.9557%
-	615.	226274.	100.0000%	100.0000%	226274.	100.0000%	100.0000%
1	615.	32586.	14.4011%	14.4011%	94865.	41.9248%	41.9248%
2	615.	14983.	6.6216%	45.9799%	76073.	33.6199%	80.1908%
3	615.	5536.	2.4466%	36.9485%	59100.	26.1188%	77.6885%
4a	615.	3364.	1.4867%	60.7659%	53047.	23.4437%	89.7580%
4b	615.	3347.	1.4792%	99.4946%	53007.	23.4260%	99.9246%
4c	615.	2841.	1.2556%	84.8820%	50992.	22.5355%	96.1986%
4d	615.	2841.	1.2556%	100.0000%	50983.	22.5315%	99.9824%
5	615.	6.	0.0027%	0.2112%	38210.	16.8866%	74.9466%
6a	615.	6.	0.0027%	100.0000%	37730.	16.6745%	98.7438%
6b	615.	6.	0.0027%	100.0000%	35606.	15.7358%	94.3705%
6c	615.	5.	0.0022%	83.3333%	35589.	15.7283%	99.9523%
-	617.	134212.	100.0000%	100.0000%	134212.	100.0000%	100.0000%
1	617.	20800.	15.4979%	15.4979%	57644.	42.9500%	42.9500%
2	617.	8546.	6.3675%	41.0865%	44939.	33.4836%	77.9595%
3	617.	3238.	2.4126%	37.8891%	35492.	26.4447%	78.9782%
4a	617.	1772.	1.3203%	54.7251%	31131.	23.1954%	87.7127%
4b	617.	1768.	1.3173%	99.7743%	31123.	23.1894%	99.9743%
4c	617.	1558.	1.1609%	88.1222%	29760.	22.1739%	95.6206%

Suite du tableau page suivante

Coupures	Champ	Données			Données avec simulation		
		Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question	Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question
4d	617.	1558.	1.1609%	100.0000%	29760.	22.1739%	100.0000%
5	617.	0.	0.0000%	0.0000%	22258.	16.5842%	74.7917%
6a	617.	0.	0.0000%	0.0000%	22033.	16.4166%	98.9891%
6b	617.	0.	0.0000%	0.0000%	20586.	15.3384%	93.4326%
6c	617.	0.	0.0000%	0.0000%	20581.	15.3347%	99.9757%
-	618.	137678.	100.0000%	100.0000%	137678.	100.0000%	100.0000%
1	618.	23029.	16.7267%	16.7267%	71810.	52.1579%	52.1579%
2	618.	9296.	6.7520%	40.3665%	59603.	43.2916%	83.0010%
3	618.	3523.	2.5589%	37.8980%	50990.	37.0357%	85.5494%
4a	618.	2287.	1.6611%	64.9163%	46665.	33.8943%	91.5179%
4b	618.	2246.	1.6313%	98.2073%	46111.	33.4919%	98.8128%
4c	618.	1811.	1.3154%	80.6322%	45207.	32.8353%	98.0395%
4d	618.	1805.	1.3110%	99.6687%	45093.	32.7525%	99.7478%
5	618.	3.	0.0022%	0.1662%	35893.	26.0703%	79.5977%
6a	618.	3.	0.0022%	100.0000%	34941.	25.3788%	97.3477%
6b	618.	3.	0.0022%	100.0000%	32543.	23.6370%	93.1370%
6c	618.	0.	0.0000%	0.0000%	32525.	23.6240%	99.9447%
-	619.	160569.	100.0000%	100.0000%	160569.	100.0000%	100.0000%
1	619.	24889.	15.5005%	15.5005%	79963.	49.7998%	49.7998%
2	619.	10442.	6.5031%	41.9543%	66673.	41.5230%	83.3798%
3	619.	4007.	2.4955%	38.3739%	55985.	34.8666%	83.9695%
4a	619.	2546.	1.5856%	63.5388%	51086.	31.8156%	91.2494%
4b	619.	2508.	1.5619%	98.5075%	50856.	31.6724%	99.5498%
4c	619.	2018.	1.2568%	80.4625%	49802.	31.0160%	97.9275%
4d	619.	2015.	1.2549%	99.8513%	49745.	30.9804%	99.8855%
5	619.	7.	0.0044%	0.3474%	38896.	24.2239%	78.1908%
6a	619.	4.	0.0025%	57.1429%	37914.	23.6123%	97.4753%
6b	619.	4.	0.0025%	100.0000%	35376.	22.0317%	93.3059%
6c	619.	3.	0.0019%	75.0000%	35361.	22.0223%	99.9576%
-	620.	183446.	100.0000%	100.0000%	183444.	100.0000%	100.0000%
1	620.	26346.	14.3617%	14.3617%	88470.	48.2272%	48.2272%
2	620.	10873.	5.9271%	41.2700%	73648.	40.1474%	83.2463%
3	620.	3570.	1.9461%	32.8336%	59967.	32.6895%	81.4238%
4a	620.	2257.	1.2303%	63.2213%	55524.	30.2675%	92.5909%
4b	620.	2212.	1.2058%	98.0062%	55281.	30.1351%	99.5624%
4c	620.	1593.	0.8684%	72.0163%	54070.	29.4749%	97.8094%
4d	620.	1592.	0.8678%	99.9372%	54022.	29.4488%	99.9112%
5	620.	3.	0.0016%	0.1884%	42926.	23.4001%	79.4602%
6a	620.	3.	0.0016%	100.0000%	41674.	22.7176%	97.0834%
6b	620.	3.	0.0016%	100.0000%	39013.	21.2670%	93.6147%
6c	620.	2.	0.0011%	66.6667%	38994.	21.2566%	99.9513%
-	624.	140275.	100.0000%	100.0000%	140275.	100.0000%	100.0000%
1	624.	21796.	15.5381%	15.5381%	62765.	44.7443%	44.7443%
2	624.	9551.	6.8088%	43.8200%	48876.	34.8430%	77.8714%
3	624.	3262.	2.3254%	34.1535%	38873.	27.7120%	79.5339%
4a	624.	1877.	1.3381%	57.5414%	34058.	24.2795%	87.6135%
4b	624.	1876.	1.3374%	99.9467%	34057.	24.2787%	99.9971%

Suite du tableau page suivante

Coupures	Champ	Données			Données avec simulation		
		Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question	Nombre d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles après coupures	Fraction d'étoiles satisfaisant la coupure en question
4c	624.	1601.	1.1413%	85.3411%	32682.	23.2985%	95.9626%
4d	624.	1601.	1.1413%	100.0000%	32681.	23.2978%	99.9969%
5	624.	1.	0.0007%	0.0625%	24694.	17.6040%	75.5607%
6a	624.	1.	0.0007%	100.0000%	24398.	17.3930%	98.8013%
6b	624.	1.	0.0007%	100.0000%	22556.	16.0798%	92.4502%
6c	624.	1.	0.0007%	100.0000%	22539.	16.0677%	99.9246%
-	625.	133831.	100.0000%	100.0000%	132302.	100.0000%	100.0000%
1	625.	20949.	15.6533%	15.6533%	63164.	47.7423%	47.7423%
2	625.	9290.	6.9416%	44.3458%	52435.	39.6328%	83.0141%
3	625.	3160.	2.3612%	34.0151%	44237.	33.4364%	84.3654%
4a	625.	1865.	1.3936%	59.0190%	39929.	30.1802%	90.2615%
4b	625.	1836.	1.3719%	98.4450%	39567.	29.9066%	99.0934%
4c	625.	1500.	1.1208%	81.6993%	38403.	29.0268%	97.0582%
4d	625.	1497.	1.1186%	99.8000%	38323.	28.9663%	99.7917%
5	625.	4.	0.0030%	0.2672%	30578.	23.1123%	79.7902%
6a	625.	4.	0.0030%	100.0000%	29773.	22.5038%	97.3674%
6b	625.	4.	0.0030%	100.0000%	27823.	21.0299%	93.4504%
6c	625.	4.	0.0030%	100.0000%	27814.	21.0231%	99.9677%
-	626.	196784.	100.0000%	100.0000%	196784.	100.0000%	100.0000%
1	626.	25943.	13.1835%	13.1835%	76143.	38.6937%	38.6937%
2	626.	12028.	6.1123%	46.3632%	60736.	30.8643%	79.7657%
3	626.	3287.	1.6704%	27.3279%	45832.	23.2905%	75.4610%
4a	626.	1764.	0.8964%	53.6660%	40506.	20.5840%	88.3793%
4b	626.	1764.	0.8964%	100.0000%	40504.	20.5830%	99.9951%
4c	626.	1487.	0.7557%	84.2971%	38644.	19.6378%	95.4079%
4d	626.	1487.	0.7557%	100.0000%	38644.	19.6378%	100.0000%
5	626.	4.	0.0020%	0.2690%	29056.	14.7654%	75.1889%
6a	626.	3.	0.0015%	75.0000%	28580.	14.5235%	98.3618%
6b	626.	3.	0.0015%	100.0000%	26970.	13.7054%	94.3667%
6c	626.	3.	0.0015%	100.0000%	26941.	13.6906%	99.8925%
-	627.	180147.	100.0000%	100.0000%	180147.	100.0000%	100.0000%
1	627.	21804.	12.1034%	12.1034%	67283.	37.3489%	37.3489%
2	627.	8692.	4.8250%	39.8642%	53134.	29.4948%	78.9709%
3	627.	1925.	1.0686%	22.1468%	39436.	21.8910%	74.2199%
4a	627.	862.	0.4785%	44.7792%	34849.	19.3448%	88.3685%
4b	627.	861.	0.4779%	99.8840%	34847.	19.3436%	99.9943%
4c	627.	658.	0.3653%	76.4228%	33018.	18.3284%	94.7513%
4d	627.	658.	0.3653%	100.0000%	33018.	18.3284%	100.0000%
5	627.	3.	0.0017%	0.4559%	24680.	13.6999%	74.7471%
6a	627.	2.	0.0011%	66.6667%	24173.	13.4185%	97.9457%
6b	627.	2.	0.0011%	100.0000%	22266.	12.3599%	92.1110%
6c	627.	0.	0.0000%	0.0000%	22252.	12.3521%	99.9371%

Fin du tableau

TAB. 8.2: Résumé de l'effet des différents coupures sur chaque champ. Pour les champs ayant un plus petit nombre de mesures (~ 190), notamment les champs cg612, cg615, cg617, cg624, cg626 et cg627, la fraction de candidats simulés récupérés à la fin de l'analyse est inférieure à celle concernant les champs mieux échantillonnés avec 350 mesures dans chaque courbe de lumière.

Chapitre 9

Les candidats microlentilles

Sommaire

9.1	Caractéristiques des candidats microlentille	203
9.1.1	Liste des candidats	203
9.1.2	Élimination de candidats à problèmes	206
9.1.3	Candidats avec un effet de parallaxe	206
9.1.4	Candidats avec un effet de <i>blending</i>	213
9.2	Les courbes de lumière des candidats microlentille	221

Dans ce chapitre on présente les 43 candidats microlentille sélectionnés lors de l'analyse de 2.7×10^6 étoiles, décrite dans le chapitre 8. On montre les courbes de lumière et les cartes de champ, ainsi que les caractéristiques de chaque candidat, notamment la durée, l'amplification et la date du maximum de celle-ci.

9.1 Caractéristiques des candidats microlentille

9.1.1 Liste des candidats

Dans le tableau 9.2 on a regroupé le nom de l'étoile de notre catalogue de référence correspondant à chaque candidat, ainsi que les résultats de l'ajustement microlentille. Pour pouvoir interpréter correctement le contenu du tableau, il faut que l'on revienne à la description de la fabrication des catalogues de référence.

Les catalogues sont faits par quart de CCD, ainsi que toutes les autres étapes du traitement des images courantes, comme la détection d'étoiles, les alignements géométrique et photométrique (voir chapitre 6). Le pointage du télescope étant variable, les images courantes peuvent être décalées de quelques dizaines de pixels ou parfois d'une centaine, par rapport au catalogue de référence. Pour que l'alignement géométrique puisse tout de même réussir, la surface de recouvrement doit être maximale entre l'image courante et le catalogue. De plus, ceci permet d'obtenir un plus grand nombre de mesures pour les étoiles situées en bord de quart de CCD. À cette fin, la création des catalogues de référence a été faite sur des quarts de CCD élargis d'une centaine de pixels. Ainsi, les vrais quarts de

CCD ont une taille 1024×1024 pixels, alors que les catalogues correspondent à des zones de taille 1124×1124 pixels. Dans le tableau 9.1 on montre les plages de valeurs en (x, y) pour chaque zone de référence, ainsi que pour les vrais quarts.

	intervalle en x	intervalle en y
quart k	0-1024	0-1024
zone k	0-1124	0-1124
quart l	1024-2048	0-1024
zone l	924-2048	0-1124
quart m	0-1024	1024-2048
zone m	0-1124	924-2048
quart n	1024-2048	1024-2048
zone n	924-2048	924-2048

Tab. 9.1: Plages de valeurs en (x, y) pour chaque quart de CCD et la zone agrandie correspondante sur laquelle est créé le catalogue de référence.

L'agrandissement des quarts fait que les quatre zones par CCD se recouvrent et que une même étoile peut se trouver dans plusieurs catalogues. Dans ce cas, si l'étoile a subi un effet de microlentille, elle est susceptible d'être sélectionnée plus qu'une fois par notre analyse. Ceci est en effet arrivé pour 7 événements sur les 43, ce qui réduit notre liste à 36 candidats différents détectés.

Dans le tableau 9.2 ces cas sont reconnaissables par la mention des étoiles-sources EROS II concernant le même candidat. On donne également le nom des alertes et candidats MACHO et OGLE correspondant à nos événements, s'ils ont été déclenchés par leurs systèmes d'alertes ou trouvés par leurs analyses. Les alertes et les candidats issus de l'analyse de MACHO possèdent le même nom, du type *année-cible-ordre*, comme par exemple 97-BLG-26 qui est la 26^{me} alerte détectée en 1997 vers le bulbe. Les alertes OGLE ont une appellation similaire, 1999-BUL-07 en est un exemple. Finalement, les candidats de l'analyse d'OGLE sont désignés par le nom du champ suivi du numéro de l'étoile dans ce même champ, comme par exemple BUL_SC35 144974.

<i>Candidats EROS</i>	α (J2000)	δ (J2000)	t_{02}	t_{E2}	A_{02}	χ^2/n_{ddl}
#1-cg6070let7788 ^{GR}	17 :58 :37.1	-29 :06 :30.4	2906.970±0.714	73.761±1.357	4.191	276.33/580
#2-cg6071net2436 ^{GR} 1999-BUL-06	18 :01 :02.5	-29 :00 :11.6	3383±0.328	10.383±0.349	1.607	1169.36/518
#3-cg6071net7995 ^{GR}	18 :00 :46.4	-29 :06 :55.7	3004.180±0.283	9.302±0.474	1.766	295.69/541
#4-cg6075ket6223 ^{GR} 97-BLG-26	18 :00 :6.9	-29 :38 :06	2743.930±0.075	62.893±0.315	7.880	422.04/774
#5-cg6075net7538 ^{GR} 1999-BUL-07 99-BLG-12	18 :01 :10.2	-29 :48 :55	3423.020±0.184	35.567±0.353	2.171	576.61/749
#6-cg6100net3596 ^{GR}	18 :02 :45.7	-29 :06 :14.8	2702.950±0.579	34.941±0.904	1.331	722.15/496
#7-cg6103ket6173 ^{SP}	18 :03 :41.2	-29 :22 :9.9	2661.890±1.174	23.149±1.417	1.211	185.58/458
#8-cg6107let2797 ^{GR}	18 :03 :29.9	-30 :09 :54.1	2802.490±1.875	17.858±1.659	1.097	266.37/596
#9-cg6107met1966 ^{SP} cg6107ket2632	18 :03 :58.7	-29 :58 :49	2720.320±0.288	13.574±0.298	2.021	579.03/593

Suite du tableau page suivante

<i>Candidats EROS</i>	α (<i>J2000</i>)	δ (<i>J2000</i>)	t_{02}	t_{E2}	A_{02}	$\chi^2/nddl$
97-BLG-37						
#10-cg6107net2679 <i>GR</i>	18 :04 :13.5	-30 :09 :25.5	2744.23±0.617	40.728±0.839	1.277	1338.54/628
#11-cg6111net5932 <i>GR</i> cg6111let7292 BUL_SC35-144974 97-BLG-58	18 :04 :9.7	-27 :44 :35	2790.940±0.193	30.253±0.382	1.980	883.52/552
#12-cg6113ket7367 <i>GR</i> 96-BLG-12	18 :03 :53.2	-27 :57 :36	2491.630±0.373	109.494±0.754	5.931	1484.44/452
#13-cg6113net7869 <i>GR</i> EROS-98-BLG-4 1998-BUL-23	18 :04 :33.6	-28 :07 :32.2	3105.740±0.200	13.045±0.353	1.601	313.96/465
#14-cg6115ket3972 <i>GR</i>	18 :03 :50.09	-28 :15 :29.7	2484.050±25.391	266.550±38.688	1.086	185.36/463
#15-cg6117met3538 <i>GR</i>	18 :04 :38.8	-28 :35 :19.8	2666.180±1.101	15.911±.923	1.103	365.44/530
#16-cg6130let4729 <i>GR</i>	18 :04 :57.5	-29 :40 :9.8	2714.620±0.117	4.640±0.243	1.769	199.39/551
#17-cg6134let1254 <i>GR</i> EROS-98-BLG-1 98-BLG-17	18 :04 :50.6	-30 :16 :34	3040.200±0.516	11.365±0.705	1.327	354.87/573
#18-cg6140met402 <i>GR</i>	18 :06 :20.4	-27 :56 :13	2987.590±0.407	35.834±0.858	2.895	554.31/454
#19-cg6141let2269 <i>VR</i> cg6141net2476	18 :07 :20.3	-28 :08 :49.1	2828.720±0.166	14.916±0.314	2.326	401.05/451
#20-cg6143net1290 <i>GR</i> candidat à problème	18 :08 :05.8	-28 :27 :47.4	3329.700±2.297	163.339±3.633	2.021	1667.50/422
#21-cg6143net772 <i>GR</i> candidat à problème	18 :08 :3.5	-28 :26 :36.2	3332.420±3.827	126.092±5.055	1.628	1018.47/362
#22-cg6145ket2521 <i>SP</i> 96-BLG-31	18 :06 :42.4	-28 :41 :16	2480.460±0.061	28.252±0.312	6.724	326.02/494
#23-cg6145ket3450 <i>GR</i> EROS-98-BLG-2	18 :07 :06.4	-28 :42 :32.8	3071.070±0.387	20.627±0.390	2.578	255.89/522
#24-cg6150let5043 <i>SP</i>	18 :05 :50.2	-26 :44 :53.1	2993.560±1.078	24.785±2.146	1.414	212.43/295
#25-cg6155let108 <i>VR</i> candidat à problème	18 :07 :36.3	-27 :20 :6.6	3403.940±0.023	2.276±0.055	2.636	789.20/278
#26-cg6155met5240 <i>SP</i> cg6155ket5507	18 :07 :42.3	-27 :18 :24.7	2713.680±2.751	101.908±3.564	1.209	758.33/329
#27-cg6156net7319 <i>VR</i>	18 :06 :26.1	-27 :51 :46.1	2848.040±3.030	69.142±3.795	1.579	333.36/147
#28-cg6190let5292 <i>GR</i> cg6190net5045 97-BLG-5	18 :08 :51.3	-28 :27 :11	2631.010±0.063	10.043±0.118	2.625	862.04/460
#29-cg6197net1969 <i>GR</i>	18 :10 :56.2	-29 :24 :24.4	3363.140±0.273	116.309±0.790	3.824	372.45/562
#30-cg6206met860 <i>GR</i>	18 :09 :40.8	-27 :46 :19.7	2679.620±1.007	32.857±1.138	1.168	347.76/442
#31-cg6240met5553 <i>GR</i>	18 :12 :43.4	-29 :38 :28.5	2812.560±0.031	18.288±0.182	5.837	1681.74/208
#32-cg6254let3110 <i>GR</i>	18 :11 :51.5	-29 :00 :33.5	3034.410±0.264	10.836±0.484	1.865	197.77/486
#33-cg6257met4796 <i>GR</i> cg6257net326	18 :14 :32.5	-29 :14 :46.4	2646.500±0.261	15.686±0.260	1.602	911.85/448
#34-cg6257net2634 <i>GR</i>	18 :14 :18.8	-29 :20 :32.1	2604.370±1.670	11.508±1.167	1.314	595.96/528
#35-cg6265ket1378 <i>GR</i>	18 :13 :26.7	-27 :21 :53.9	3017.830±0.286	8.463±0.307	1.912	216.38/261
#36-cg6265net242 <i>GR</i> cg6265met5755	18 :14 :31.4	-27 :28 :57.2	2779.080±4.449	102.873±6.050	1.104	267.24/231

Fin du tableau

TAB. 9.2: Liste des candidats microlentille EROS II vers le Centre Galactique. La 1^{er} colonne indique le nom de l'étoile de référence de notre catalogue correspondant à l'étoile-source du candidat microlentille. *GR* et *SP* se réfèrent aux étoiles du *clump* des géantes rouges et celles de la séquence principale. *SGR* et *VR* correspondent aux étoiles supergéantes rouges et aux variables de couleur rouge. Dans certains cas, on indique le nom des alertes et candidats d'analyse du groupe MACHO et OGLE. Les 2^{eme} et 3^{eme} colonnes concernent les coordonnées (α, δ) de l'étoile. Les quatre dernières colonnes correspondent aux paramètres de l'ajustement microlentille bicouleur, notamment le temps du maximum d'amplification t_{02} , la durée t_{E2} et l'amplification A_{02} .

9.1.2 Élimination de candidats à problèmes

- **Effets liés aux aigrettes des étoiles saturées**

Nous avons vu précédemment dans la section 6.2.4 qu'il était important de masquer les étoiles saturées, afin d'éviter que de fausses étoiles soient éventuellement reconstruites sur leurs aigrettes lumineuses. On avait également mentionné qu'il arrivait qu'une vraie étoile soit localisée sous une aigrette, les variations de l'absorption atmosphérique et l'orientation des aigrettes d'une image à l'autre pouvant induire un pic dans la courbe de lumière de l'étoile en question. Bien que le masquage des étoiles saturées permette d'éliminer la plupart de la zone à problèmes, il reste des bouts d'aigrettes que l'on n'arrive pas à supprimer totalement.

Ainsi, parmi les candidats, nous avons deux cas d'étoiles qui se localisent sous une aigrette et dont les courbes de lumière présentent un pic. L'amplification du flux est probablement liée aux effets de l'aigrette, le manque des mesures dans le pic ne permettant pas les cas de pousser notre interprétation plus loin. Sur les figures 9.21 et 9.22 on montre les courbes de lumière et les cartes de champ des étoiles *cg6143net772* et *cg6143net1290*, que l'on écarte dorénavant de notre liste de candidats. On fait remarquer la simultanéité de la marche d'escalier de ces 2 étoiles. La fraction de la surface de ciel couverte par ces aigrettes non masquées est estimée inférieure à 1%, l'efficacité de notre analyse n'étant par conséquent pas affectée par l'élimination de ces candidats.

- **Pic induit par l'explosion d'une étoile voisine**

Le candidat *cg6155let108* présente un pic de très courte durée $t_{E2} = 2.2$ jours qui est très probablement dû à l'explosion d'une étoile voisine. En effet, sur la figure 9.24 on peut voir l'image de référence (à gauche) et une image prise autour du pic (au milieu). Sur cette dernière apparaît une étoile très lumineuse et même saturée dont l'origine est fort probablement l'explosion d'une des étoiles sur l'image de référence. La lumière de l'étoile explosée a envahi les étoiles voisines, induisant un pic dans la courbe de lumière de notre étoile de référence *cg6155let108*, qui sera donc également supprimée de la liste des candidats.

Après élimination des candidats à problèmes, nous avons au total 33 candidats (après élimination des doubles comptages, voir section 9.1.1), dont 25 sur des géantes rouges (GR), 5 sur des étoiles de la séquence principale (SP), 2 sur des variables rouges (VR) et une supergéante rouge (SGR).

9.1.3 Candidats avec un effet de parallaxe

Dans la section 3.2.3 nous avons présenté l'effet de parallaxe annuelle, dû à la rotation de la Terre autour du Soleil, qui devient significatif lorsque la projection de l'orbite de la Terre dans le plan de la lentille est de l'ordre de grandeur du rayon d'Einstein et que la durée de l'événement est suffisamment longue. La variation de la ligne de visée à cause du mouvement de la Terre, induit une modulation périodique de la vitesse transverse de la

lentille, la courbe de lumière n'étant alors plus symétrique.

Un ajustement avec effet de parallaxe a été effectué sur les courbes de lumière des candidats de durée t_E supérieure à 60 jours et dont l'amplification permet d'avoir une bonne résolution de l'effet. Ainsi, le candidat #14-cg6115ket3972 avec $t_E = 266$ jours, mais une amplification A_{02} de seulement 8% n'a pas été considéré. Les quatre candidats pour lesquels on a fait une recherche d'un effet de parallaxe sont #1-cg6070let7788, #4-cg6075ket6223, #12-cg6113ket7367 et #29-cg6197net1969.

Pour chacun des candidats nous présentons les valeurs des paramètres ajustés par une courbe de microlentille simple et ensuite avec effet de parallaxe. Dans ce dernier cas, en plus des paramètres standard t_0, t_E et u_0 , on en obtient deux supplémentaires, l'effet de parallaxe δu et l'angle θ qui décrit la direction et la position de la lentille à l'instant t_0 (voir section 3.2.3). Nous avons vu que l'effet de parallaxe δu et la durée de l'événement t_E issue de l'ajustement avec effet de parallaxe, correspondant donc à la vraie durée libre de cet effet, permettent d'estimer la vitesse transverse \tilde{v} projetée dans le plan de l'observateur

$$\tilde{v} \equiv \frac{v_T}{(1-x)} = \frac{R_{\oplus}}{t_E \delta u}, \quad (9.1)$$

où $R_{\oplus} = 150 \times 10^6 \text{ km}$ est le rayon de l'orbite de la Terre. À partir de \tilde{v} on peut alors tenter de localiser la lentille et donner une estimation de sa masse (cf. section 3.2.3)

$$\frac{M}{M_{\odot}} = \frac{R_{\oplus}^2}{\delta u^2} \frac{x}{1-x} \frac{1}{D_{OS} \times 4GM_{\odot}/c^2}, \quad (9.2)$$

où $x = D_{OL}/D_{OS}$. En considérant l'étoile-source dans le bulbe (les étoiles des candidats ici étudiés sont des géantes rouges) à $D_{OS} = 8 \text{ kpc}$, l'équation 9.2 se réécrit

$$\frac{M}{M_{\odot}} = \frac{1.6 \times 10^{-2}}{\delta u^2} \frac{1-x}{x}. \quad (9.3)$$

On montre également la distorsion de la courbe de lumière (figures 9.3 à 9.6) par l'effet de parallaxe qui transparaît clairement dans le résidu de l'ajustement microlentille simple, c'est-à-dire, la différence entre les points de la courbe de lumière et le flux correspondant issu de l'ajustement standard. Finalement, avant de passer à la présentation des candidats on fait remarquer que, lors de l'ajustement avec parallaxe, nous avons nettoyé les courbes de lumière des points qui nous paraissent clairement défectueux. Par ailleurs, les erreurs ont été renormalisées à $\chi^2/n_{ddl} \sim 1$, où n_{ddl} est le nombre de degrés de liberté. Les résultats (χ^2) de l'ajustement microlentille simple diffèrent dans les tableaux présentés ci-après et le tableau 9.2. En effet, nous avons effectué à nouveau l'ajustement pour le cas standard dans les mêmes conditions que celles de l'ajustement parallaxe afin de rendre la comparaison entre les deux résultats plus facile.

- #1-cg6070let7788

Le tableau 9.3 résume les valeurs des paramètres de l'ajustement microlentille avec et sans parallaxe. Après la prise en compte de cet effet, le gain de la qualité de l'ajustement est $\Delta\chi^2 = -36$ pour deux paramètres supplémentaires. La probabilité qu'une fluctuation statistique soit à l'origine de cet effet est $e^{\Delta\chi^2/2} \sim 10^{-8}$. On peut donc affirmer que l'effet de parallaxe semble le mieux décrire la courbe de lumière. Celle-ci est représentée sur la figure 9.12. Sur la figure 9.1 on montre le résidu de l'ajustement microlentille simple qui permettrait de voir la déviation du cas standard due à l'effet de parallaxe. Malheureusement, le pic de notre candidat se trouve entre deux saisons d'observations et cette déviation n'est pas visible.

Candidat #1		
Paramètres	Sans parallaxe	avec parallaxe
t_{02}	2906.970 ± 0.714	2906.17 ± 0.701
t_{E2}	73.761 ± 1.357	78.123 ± 1.115
u_{02}	0.243 ± 0.086	0.069 ± 0.068
θ	-	0.841
δu	-	0.145 ± 0.069
$F_{base}(R)$	200623 ± 347	200100 ± 442
$F_{base}(B)$	75354 ± 127	75232 ± 127
χ^2/nddl	619/572	583/570

Tab. 9.3: Candidat #1-cg6070let7788 : Paramètres des ajustements microlentille avec et sans effet de parallaxe.

La vitesse transverse projetée (dans le plan de l'observateur) a été estimée à $\bar{v} = 154 \pm 69$ km/s, la lentille se situant par conséquent très probablement dans le disque (cf. section 3.2.3). Une évaluation grossière de la masse de la lentille peut être faite à partir de l'équation 9.3, où l'on a substitué l'effet de parallaxe δu par la valeur du candidat en question

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 0.73 \frac{1-x}{x}. \quad (9.4)$$

En supposant que la lentille se trouve entre l'observateur et le bulbe, avec $0.1 < x < 0.75$, la masse peut valoir de $M/M_{\odot} \sim 0.24$ à $M/M_{\odot} \sim 6.57$.

- #4-cg6075ket6223

Sur la figure 9.13 on a représenté la courbe de lumière de ce candidat. On a regroupé dans le tableau 9.4 les valeurs des paramètres de l'ajustement microlentille avec et sans parallaxe. Dans les deux types d'ajustement on a considéré le *blending*, car dans le cas de la parallaxe la courbe de lumière est alors mieux ajustée. On remarquera dans le tableau 9.4, que pour l'ajustement de microlentille simple, le *blending* est quasi inexistant. Après la prise en compte de l'effet de parallaxe (avec *blending* on a $\Delta\chi^2 = -10$ pour deux paramètres en plus). Ceci permet d'estimer la probabilité que l'amélioration de l'ajustement soit due à une fluctuation statistique à $e^{\Delta\chi^2/2} \sim 6.7 \times 10^{-3}$. L'effet de parallaxe est bien moins significatif que dans le cas précédent et commence à être marginal. On donne tout de même une indication de la localisation de la lentille et de sa masse. La vitesse projetée (dans le plan de l'observateur) est $\bar{v} = 96 \pm 30$ km/s. La lentille se situe très probablement dans le

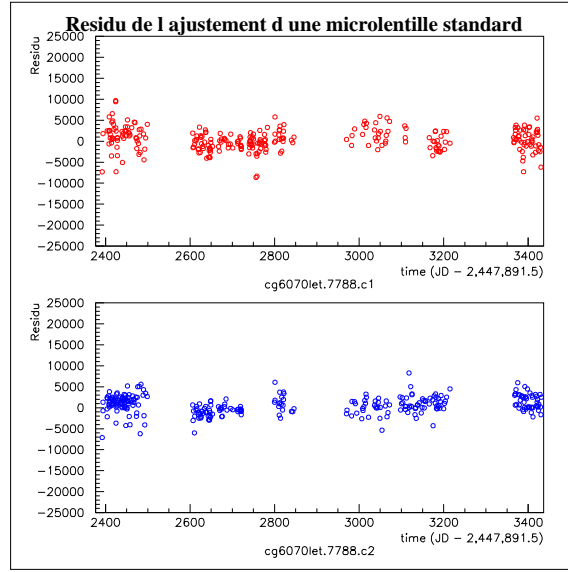


Fig. 9.1: Candidat #1-cg6070let7788 : Résidu de l’ajustement microlentille simple, c’est-à-dire, la différence entre les points de la courbe de lumière et le flux correspondant issu de l’ajustement standard. On ne voit pas la distorsion de la courbe de lumière due à l’effet de parallaxe, car le pic d’amplification se trouve entre deux saisons d’observation.

disque et sa masse pourrait aller de $M/M_{\odot} \sim 0.04$ à $M/M_{\odot} \sim 1.3$ pour $0.1 < x < 0.75$.

Candidat #4		
Paramètres	Sans parallaxe	avec parallaxe
t_{02}	2743.930 ± 0.075	2743.500 ± 0.560
t_{E2}	62.893 ± 0.315	56.197 ± 2.3167
u_{02}	$0.127 \pm$	0.0251 ± 0.031
θ	-	0.771
δu	-	0.322 ± 0.105
$F_{base}(R)$	12180 ± 30	12169 ± 44
$F_{base}(B)$	5660 ± 17	5661 ± 22
c_R	0.973 ± 0.038	0.86 ± 0.051
c_B	0.978 ± 0.044	0.86 ± 0.06
χ^2/n_{ddl}	$565/543$	$555/541$

Tab. 9.4: Candidat #4-cg6075ket6223 : Paramètres des ajustements microlentille avec et sans effet de parallaxe.

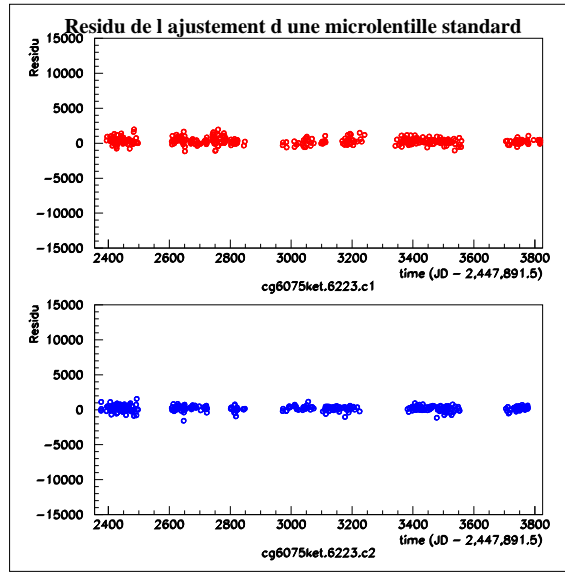


Fig. 9.2: Candidat #4-cg6075ket6223 : Résidu de l’ajustement microlentille simple, c’est-à-dire, la différence entre les points de la courbe de lumière et le flux correspondant issu de l’ajustement standard. On ne voit aucune distorsion de la courbe de lumière due à la parallaxe. Pour ce candidat l’effet est marginal.

- #12-cg6113ket7367

Pour ce candidat, l’ajustement avec effet de parallaxe est bien meilleur que le cas standard, la différence des χ^2 étant $\Delta\chi^2 = -931$. La probabilité qu’une fluctuation statistique soit à l’origine de cette amélioration est infime. On peut donc affirmer que l’effet de parallaxe est très significatif. Dans le tableau 9.5 on montre les valeurs des paramètres des ajustements avec et sans parallaxe. Sur la figure 9.17 on peut voir la courbe de lumière du candidat. On montre également le résidu de l’ajustement microlentille simple sur la figure 9.3, où la déviation du cas standard est clairement visible.

Avec une vitesse projetée $\tilde{v} = 44 \pm 10$ km/s, la lentille semble se situer dans le disque, assez proche de nous. Sa masse peut être $M/M_{\odot} = 2$ si $x=0.1$.

Ce candidat a également été trouvé par le groupe MACHO sous l’appellation 98-BLG-12, lors de leur analyse par photométrie différentielle dont on discutera dans le chapitre 11. La durée de leur candidat $t_E = 148$ jours est tout à fait compatible avec notre durée $t_E = 145$ jours issue de l’ajustement avec parallaxe. La courbe de lumière de MACHO est montrée sur la figure 11.10.

Candidat #12		
Paramètres	Sans parallaxe	avec parallaxe
t_{02}	2491.630 ± 0.373	2472.50 ± 0.936
t_{E2}	109.494 ± 0.754	145.61 ± 2.723
u_{02}	0.17 ± 0.003	0.114 ± 0.048
θ	-	0.138
δu	-	0.272 ± 0.063
$F_{base}(R)$	28019 ± 65	27612 ± 69
$F_{base}(B)$	18723 ± 44	18626 ± 50
$\chi^2/n\text{ddl}$	1483/440	552/438

Tab. 9.5: Candidat #12-cg6113ket7367 : Paramètres des ajustements microlentille avec et sans effet de parallaxe.

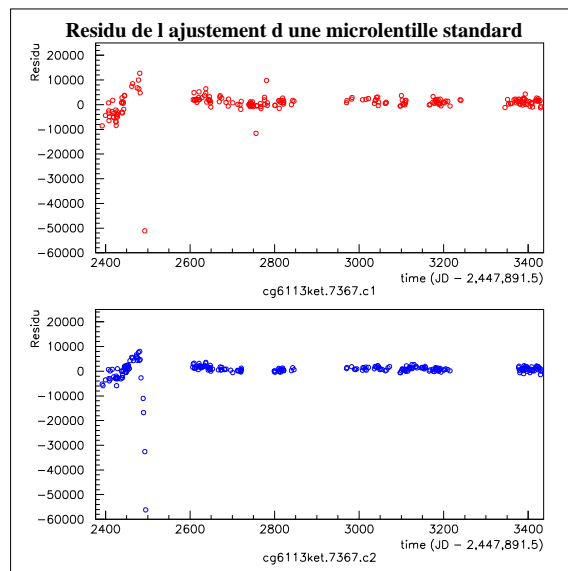


Fig. 9.3: Candidat #12-cg6113ket7367 : Résidu de l'ajustement microlentille simple, c'est-à-dire, la différence entre les points de la courbe de lumière et le flux correspondant issu de l'ajustement standard. On voit clairement la distorsion de la courbe de lumière due à l'effet de parallaxe.

- #29-cg6197net1969

Ce candidat présente également un effet de parallaxe très significatif, l'amélioration de l'ajustement avec parallaxe étant $\Delta\chi^2 = -401$. Ceci donne une probabilité quasiment nulle, que ce soit dû à une fluctuation statistique. Le tableau 9.6 montre les valeurs des paramètres des ajustements avec et sans parallaxe. Sur la figure 9.26 on a représenté la courbe de lumière de ce candidat et sur la figure 9.4 le résidu de l'ajustement microlentille standard.

La vitesse projetée étant de $\tilde{v} = 70 \pm 7$ km/s, la lentille se trouve très probablement dans le disque. Sa masse serait de $0.09 \lesssim M/M_\odot \lesssim 2.5$ pour $0.1 < x < 0.75$.

Candidat #29		
Paramètres	Sans parallaxe	avec parallaxe
t_{02}	3363.140 ± 0.273	3362.9 ± 0.753
t_{E2}	116.309 ± 0.790	108.34 ± 0.681
u_{02}	0.268 ± 0.001	0.041 ± 0.022
θ	-	-1.492
δu	-	0.229 ± 0.023
$F_{base}(R)$	119310 ± 109	119469 ± 60
$F_{base}(B)$	89035 ± 102	89424 ± 57
χ^2/nddl	938/551	537/549

Tab. 9.6: Candidat #29-cg6197net1969 : Paramètres des ajustements microlentille avec et sans effet de parallaxe.

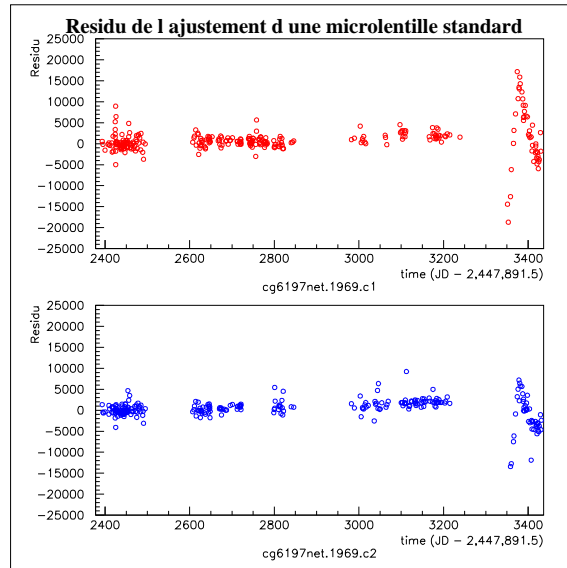


Fig. 9.4: Candidat #29-cg6197net1969 : Résidu de l'ajustement microlentille simple, c'est-à-dire, la différence entre les points de la courbe de lumière et le flux correspondant issu de l'ajustement standard. On voit clairement la distorsion de la courbe de lumière due à l'effet de parallaxe.

9.1.4 Candidats avec un effet de *blending*

Nous avons introduit l'effet de *blending* dans la section 3.2.4. En présence de celui-ci, le flux observé est donné par

$$F(t) = c_{bl}F_{base}A(t) + (1 - c_{bl})F_{base}, \quad (9.5)$$

où F_{base} est le flux de base observé et c_{bl} le coefficient de *blending*. Le flux de base de l'étoile microlentillée est alors $F_1 = c_{bl}F_{base}$ et celui de la deuxième étoile $F_2 = (1 - c_{bl})F_{base}$.

Pour que l'interprétation du *blending* soit la moins ambiguë possible, car cela reste un problème complexe, une étude statistique a été menée par [Palanque-Delabrouille, 1997] lors de l'analyse du Petit Nuage de Magellan. Elle s'applique aussi bien au Grand Nuage de Magellan, qu'à nos champs vers le Centre Galactique. Un programme de simulation d'images a généré des paires d'étoiles de types différents, éloignées l'une de l'autre de 1 pixel. Ainsi, on peut avoir des paires du type géante rouge (RG-red giant) et une étoile de la séquence principale (MS-main sequence), RG-RG, MS-MS ou encore MS-RG. L'amplification d'un effet microlentille est générée sur la première composante ou la deuxième de la paire, avec $F_{MC_1} > F_{MC_2}$. Dans la simulation il y a environ 3.6×10^6 étoiles simulées par CCD dont 90 000 étoiles sont reconstruites. Pour les 14 000 étoiles les plus brillantes par CCD, ce qui correspond à la densité de géantes rouges dans nos champs, l'amplification reconstruite est en moyenne d'au moins 90% de l'amplification réelle. Ceci est illustré sur la figure 9.5 où la densité d'étoiles de flux $\log(F_{MC}) > 3.7$ correspond à la densité de géantes rouges dans nos champs.

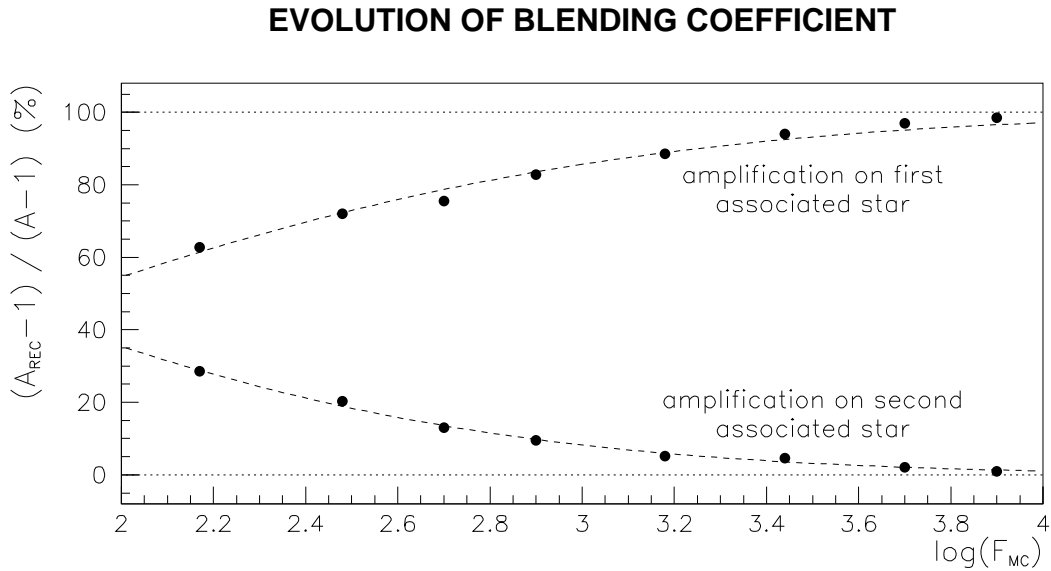


Fig. 9.5: Évolution du coefficient $(A_{rec} - 1)/(A - 1)$ en fonction du flux de l'étoile microlentillée.

De plus, une variation de 10% sur l'amplification reconstruite par rapport à l'amplification réelle équivaut à une variation de moins de 5% sur la durée reconstruite $t_{E,rec}$ par rapport à la durée réelle t_E (voir figure 9.6).

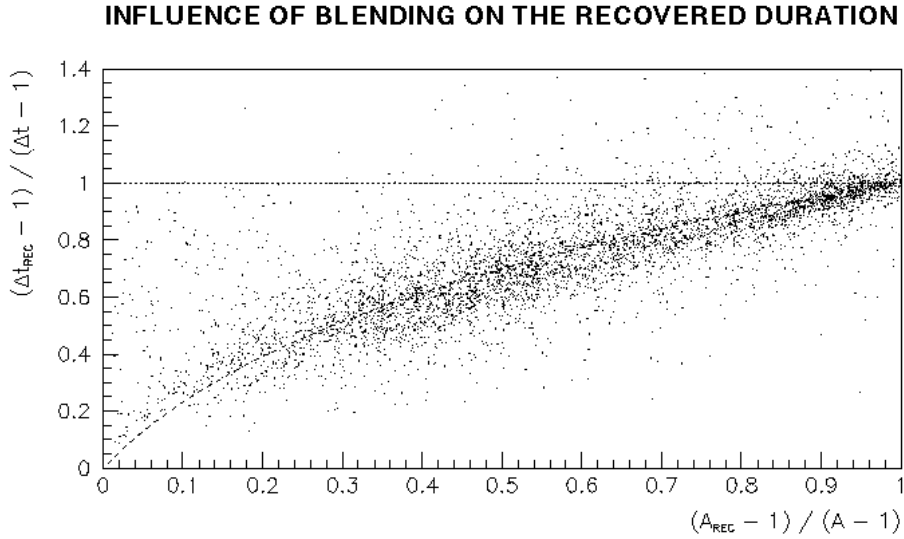


Fig. 9.6: Influence du *blending* sur la durée reconstruite $t_{E,rec}$ (sur la figure appelée $\Delta t_{E,rec}$) en fonction du coefficient $(A_{rec} - 1)/(A - 1)$.

Les études présentées plus haut indiquent que les géantes rouges sont considérablement moins affectées par l'effet de *blending* que d'autres types d'étoiles. Aussi, nous n'allons considérer dans le calcul de la profondeur optique, que les microlentilles dont l'étoile-source est une géante rouge, en espérant obtenir une valeur plus fiable.

Sachant que pour la grande majorité des cas, les étoiles simulées reconstruites sont du même type (RG ou MS) que celui de la composante principale MC_1 , on peut interpréter les résultats de l'ajustement avec *blending* à l'aide de la figure 9.7. On y montre le coefficient de *blending* rouge c_R en fonction du coefficient bleu c_B , pour les différentes combinaisons de types d'étoiles (MS-MS, RG-RG, RG-MS, MS-RG), lorsque l'étoile reconstruite à partir de ces paires est de la séquence principale ou une géante rouge. Un coefficient de *blending* supérieur à 0.5 signifie que l'amplification est sur la première composante MC_1 , alors qu'un coefficient inférieur à 0.5 indique que l'amplification est sur la deuxième composante MC_2 .

Le *blending* devient de plus en plus visible, lorsque la différence de couleurs entre la première composante et la deuxième augmente. Les amplifications des courbes de lumière rouge et bleue sont alors très différentes. Quand les deux composantes ont la même couleur, il reste toujours la possibilité de déceler le *blending* dans les ailes du pic d'amplification, car elles sont plus élargies qu'en absence de cet effet, du fait de la contribution du flux de la deuxième composante. Cependant, il faut encore que l'effet soit suffisamment significatif pour être détectable sans ambiguïté.

Nous avons effectué un ajustement microlentille avec *blending* sur les courbes de lumière de tous les candidats. Quatre cas nous semblent pertinents. Il s'agit des candidats #6-cg6100net3596, #9-cg6107met1966, #11-cg6111net5932 et #16-cg6130let4729, que nous décrirons ci-après. Pour les candidats restant, aucun effet de *blending* plus significatif que les fluctuations statistiques n'a été trouvé. Dans la section 9.2 on montre pour chaque candidat, le flux bleu en fonction du flux rouge. Cela sert à repérer un effet de *blending*, car dans ce cas les mesures dans le pic d'amplification ne s'ajustent pas forcément à la

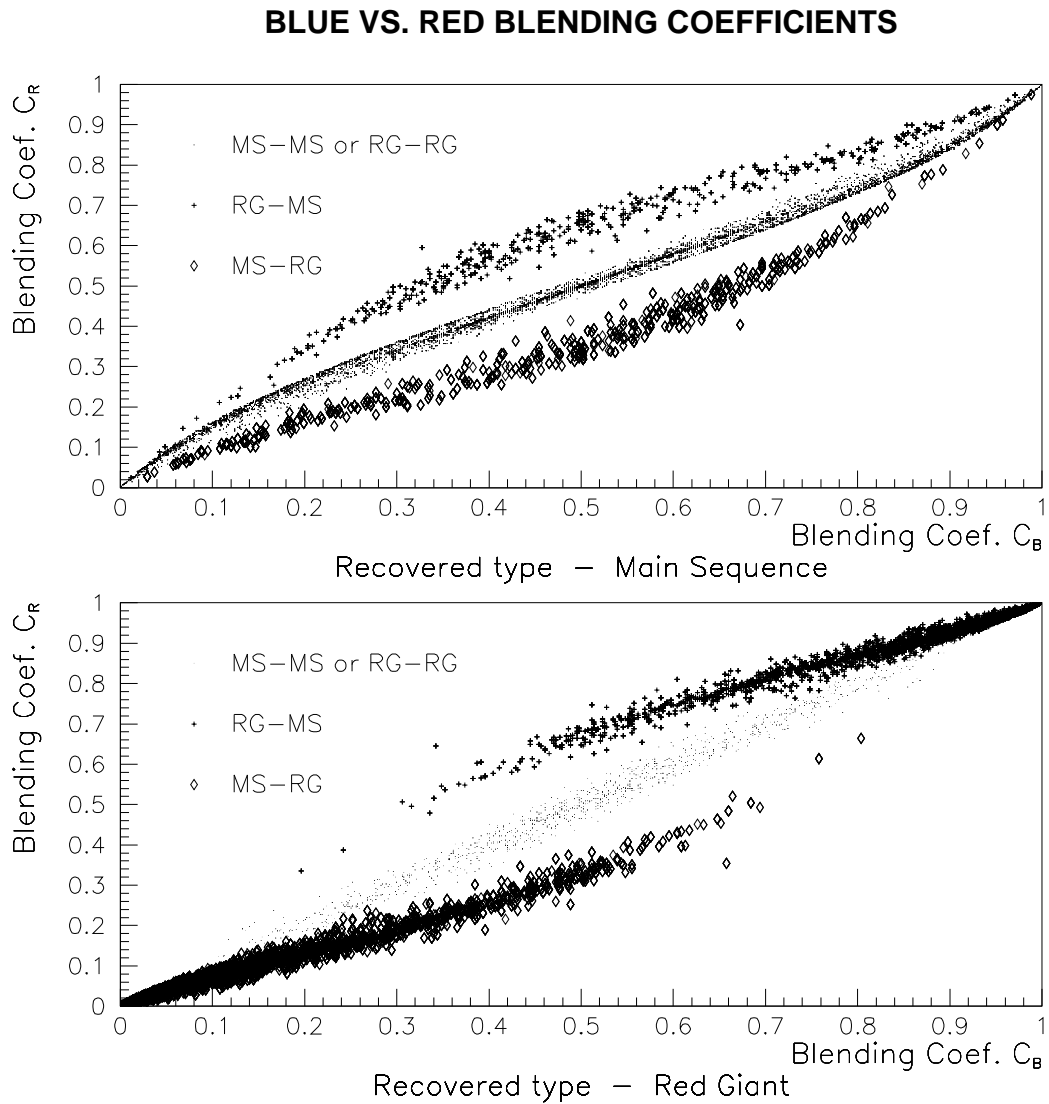


Fig. 9.7: Coefficient de *blending* bleu en fonction du coefficient rouge, pour différentes combinaisons de types d'étoiles, de la séquence principale (MS-main sequence) ou géante rouge (RG-red giant) : MS-MS, RG-RG, RG-MS, MS-RG. En haut, l'étoile reconstruite à partir de la combinaison est de la séquence principale. En bas, l'étoile reconstruite est une géante rouge. Des coefficients de *blending* supérieurs à 0.5 indiquent que l'amplification due à un effet microlentille est sur la composante la plus lumineuse MC_1 , tandis que pour des coefficients inférieurs à 0.5, l'amplification est sur la deuxième composante MC_2 (figure de [Palanque-Delabrouille, 1997]).

droite tracée par les points en dehors du pic. Ceci est vrai si les composantes de l'étoile reconstruite ne sont pas du même type spectral.

- **#6-cg6100net3596**

Bien que les ailes du pic d'amplification soient mieux ajustées avec *blending* (voir figure 9.8), l'amélioration de l'ajustement avec cet effet n'est pas significatif. On a $\delta\chi^2 = -42$ pour deux paramètres supplémentaires, la probabilité que cela soit dû à une fluctuation statistique est $e^{\Delta\chi^2/2} = 10^{-10}$.

Les coefficients $c_R = 0.25$ et $c_B = 0.31$ (voir tableau 9.7) indiquent qu'il s'agit d'un *blending* par une étoile de la même couleur, c'est-à-dire, d'une paire MS-MS ou encore RG-RG, d'après la figure 9.7 pour une étoile reconstruite du type géante rouge. Nous avons vu que l'étude statistique de [Palanque-Delabrouille, 1997] montre que la première composante est pour la grande majorité des cas du même type spectral que l'étoile reconstruite. L'étoile-source de notre candidat est une géante rouge, l'étoile principale en est donc très probablement une et la deuxième, par conséquent aussi. L'amplification due à un effet microlentille semble être sur cette dernière composante.

Candidat #6		
Paramètres	Sans <i>blending</i>	avec <i>blending</i>
t_{02}	2702.95 ± 0.579	2702.54 ± 0.623
t_{E2}	34.941 ± 0.904	56.677 ± 11.898
u_{02}	1.014 ± 0.009	0.493 ± 0.164
c_R	-	0.256 ± 0.126
c_B	-	0.314 ± 0.156
$F_{base}(R)$	30304 ± 67	30401 ± 74
$F_{base}(B)$	18247 ± 40	18123 ± 46
χ^2/nddl	$722/496$	$680/494$

Tab. 9.7: Candidat #6-cg6100net3596 : Paramètres des ajustements avec et sans *blending*.

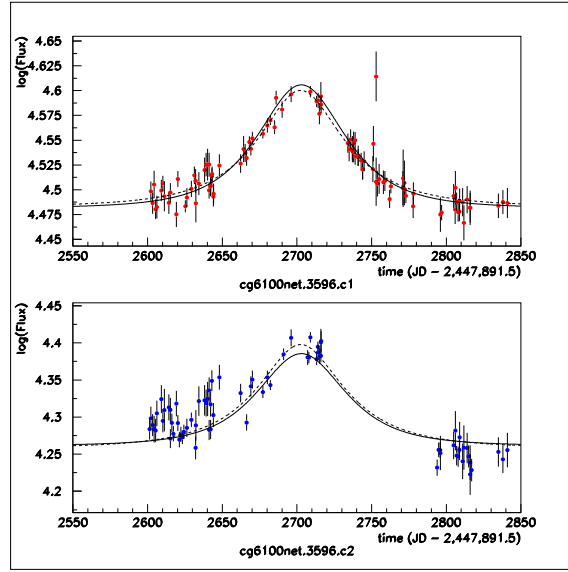


Fig. 9.8: Candidat #6-cg6100net3596 : Zoom de l’ajustement avec (trait pointillé) et sans *blending* (trait plein) sur les courbes de lumière rouge et bleue. On constate que les ailes du pic d’amplification sont mieux ajustés quand on tient compte du *blending*.

- #9-cg6107met1966

On a $\delta\chi^2 = -70$ pour deux paramètres supplémentaires, la probabilité que cela soit dû à une fluctuation statistique est $e^{\Delta\chi^2/2} = 10^{-16}$. Ainsi, il semble que l’on soit en présence de *blending*. Comme pour le candidat précédent, il s’agit d’étoiles de la même couleur, très probablement des géantes rouges, car les coefficients de *blending* rouge $c_R \sim 0.062$ et bleu $c_B \sim 0.058$ (cf. tableau 9.8) sont du même ordre de grandeur. Sur la figure 9.9, on constate que les ailes sont mieux ajustées quand on tient compte du *blending* (trait pointillé).

Candidat #9		
Paramètres	Sans <i>blending</i>	avec <i>blending</i>
t_{02}	2720.32 ± 0.288	2718.72 ± 0.425
t_{E2}	13.574 ± 0.298	68.782 ± 9.391
u_{02}	0.548 ± 0.016	0.052 ± 0.013
c_R	-	0.062 ± 0.017
c_B	-	0.058 ± 0.001
$F_{base}(R)$	20436 ± 55	20152 ± 72
$F_{base}(B)$	21105 ± 43	21015 ± 49
χ^2/n_{ddl}	579/593	509/591

Tab. 9.8: Candidat #9-cg6107met1966 : Paramètres des ajustements avec et sans *blending*

Ce candidat a également été détecté par le groupe MACHO, en tant qu’alerte avec une durée $t_E = 12$ jours, compatible avec notre durée $t_E = 13$ jours sans tenir compte du *blending* et aussi en tant que candidat issu de leur analyse de photométrie différentielle avec une durée $t_E = 52 \pm 8$ jours. Cette dernière valeur est compatible avec notre durée $t_E = 68 \pm 9$ jours en tenant compte du *blending*. Les courbes de lumière de l’alerte et du

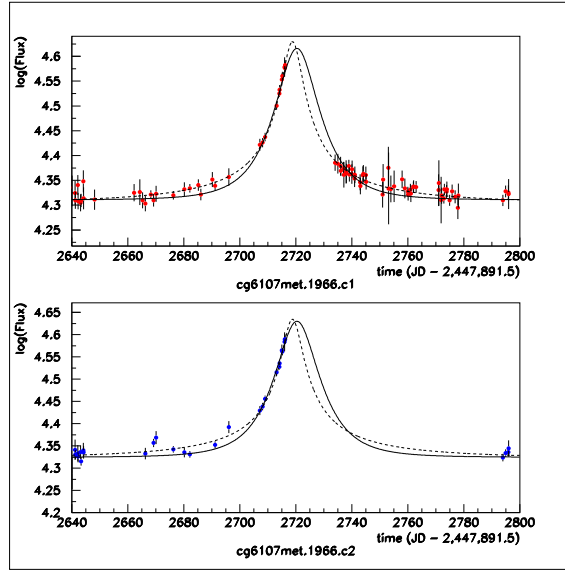


Fig. 9.9: Candidat #9-cg6107met1966 : Zoom de l’ajustement avec (trait pointillé) et sans *blending* (trait plein) sur les courbes de lumière rouge et bleue. On constate que les ailes du pic d’amplification sont mieux ajustées quand on tient compte du *blending*.

candidat MACHO 97-BLG-37 sont montrées dans la figure 11.7.

- **#11-cg6111net5932**

Dans le tableau 9.9 on a regroupé les paramètres des ajustements avec et sans *blending*. L’amélioration de l’ajustement en tenant compte du *blending* est très significatif. On a $\delta\chi^2 = -168$ pour deux paramètres supplémentaires, la probabilité que cela soit dû à une fluctuation statistique étant $e^{\Delta\chi^2/2} \sim 0$. Sur la figure 9.10, on remarque que les ailes du pic d’amplification sont en effet mieux ajustées en tenant compte du *blending*. Les coefficients $c_R \sim 0.7$ et $c_B \sim 0.6$ indiquent que l’amplification est sur la composante principale de l’étoile reconstruite qui est du type géante rouge. Cette composante est fort probablement une géante rouge et la deuxième une étoile possiblement de la séquence principale (cf. figure 9.7).

Candidat #11		
Paramètres	Sans <i>blending</i>	avec <i>blending</i>
t_{02}	2790.94 ± 0.193	2791 ± 0.199
t_{E2}	30.253 ± 0.382	35.463 ± 3.25
u_{02}	0.563 ± 0.004	0.428 ± 0.059
c_R	-	0.728 ± 0.141
c_B	-	0.550 ± 0.108
$F_{base}(R)$	27723 ± 54	27535 ± 59
$F_{base}(B)$	18518 ± 36	18638 ± 38
χ^2/nddl	$883/552$	$715/550$

Tab. 9.9: Candidat #11-cg6111net5932 : Paramètres des ajustements avec et sans *blending*.

Le groupe MACHO a également trouvé ce candidat par l'analyse de photométrie différentielle avec une durée de $t_E = 52 \pm 5$ jours. Notre durée en considérant le *blending* étant $t_E = 35 \pm 3$ jours, les valeurs sont marginalement compatibles à 2.5σ .

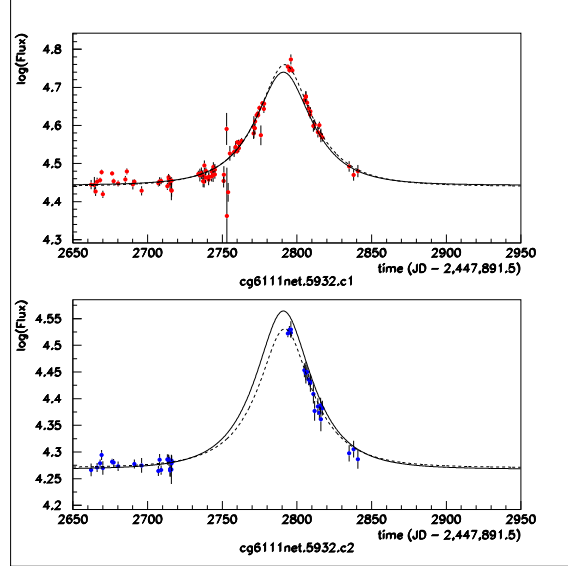


Fig. 9.10: Candidat #11-cg6111net5932 : Zoom de l'ajustement avec (trait pointillé) et sans *blending* (trait plein) sur les courbes de lumière rouge et bleue. On constate que les ailes du pic d'amplification sont mieux ajustées quand on tient compte du *blending*.

- #16-cg6130let4729

Dans le tableau 9.10 on montre les paramètres pour les ajustements avec et sans *blending*. Pour que l'on puisse appliquer la formule $\delta\chi^2$, il faut renormaliser les erreurs (ici les diviser par $\sqrt{549/170} = 1.8$) Le gain de χ^2 est alors de -90 au lieu de -29 (voir tableau 9.10), pour deux paramètres supplémentaires, la probabilité que cela soit dû à une fluctuation statistique étant infime. L'effet est donc bien moins significatif que pour les cas précédents. Si on regarde la courbe de lumière du candidat en question sur la figure 9.11, on constate qu'il existe peu de mesures dans les ailes du pic, principalement du côté droit. Aussi, la

Candidat #16		
Paramètres	Sans <i>blending</i>	avec <i>blending</i>
t_{02}	2714.62 ± 0.117	2714.69 ± 0.074
t_{E2}	4.64 ± 0.243	33.789 ± 12.72
u_{02}	0.651 ± 0.009	0.042 ± 0.018
c_R	-	0.037 ± 0.016
c_B	-	0.038 ± 0.016
$F_{base}(R)$	21720 ± 48	21656 ± 57
$F_{base}(B)$	17113 ± 46	17074 ± 48
χ^2/n_{ddl}	$199/551$	$170/549$

Tab. 9.10: Candidat #16-cg6130let4729 : Paramètres des ajustements avec et sans *blending*.

confirmation d'une réelle présence de *blending* est difficile.

Les coefficients de *blending* $c_R = 0.037$ et $c_B = 0.038$ semblent indiquer qu'il s'agirait d'une étoile dont les deux composantes sont du même type spectral.

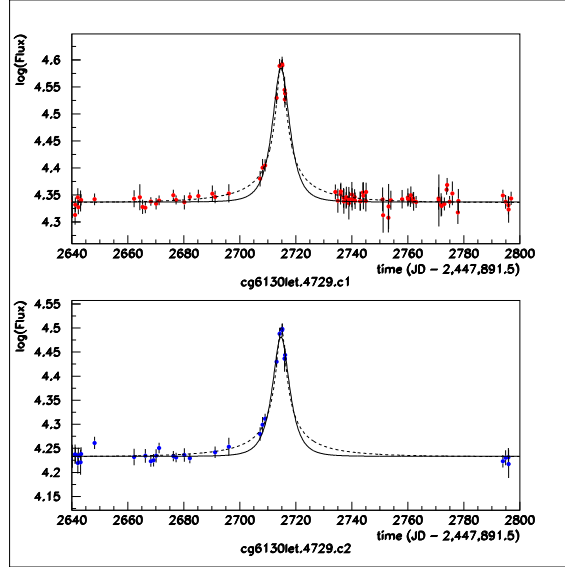


Fig. 9.11: Candidat #16-cg6130let4729 : Zoom de l'ajustement avec (trait pointillé) et sans *blending* (trait plein) sur les courbes de lumière rouge et bleue. On constate que les ailes du pic d'amplification sont mieux ajustées quand on tient compte du *blending*.

En conclusion de la recherche de *blending* dans les courbes de lumière de nos candidats, on fait remarquer qu'au maximum 4 candidats (dont 2 convaincants) sur les 25 ayant une étoile-source géante rouge, présentent un effet de *blending*. On ne cite que les géantes rouges, car ce sont ces étoiles que nous utiliserons dans le calcul de la profondeur optique vers le Centre Galactique, pour les avoir jugées beaucoup moins affectées par cet effet systématique que les autres. On note également que le *blending* a deux effets qui s'annulent à peu près pour les géantes rouges. Le véritable nombre d'étoiles serait plus grand que la valeur nominale utilisée dans le calcul de la profondeur optique ($\tau \propto N_{*,obs}^{-1}$), produisant une surestimation de la profondeur optique, mais le vrai nombre d'événements serait aussi plus élevé que celui observé ($\tau \propto t_E$), compensant l'effet précédent. Il est donc préférable d'utiliser les durées t_E ajustées sans tenir compte du *blending*. Nous discuterons cela en détail, lors de la détermination de la profondeur optique dans la section 10.2.

9.2 Les courbes de lumière des candidats microlentille

Dans cette section on peut trouver les courbes de lumière rouge et bleue des 36 candidats microlentille issus de l'analyse. On inclut donc ceux "à problèmes" qui ont été éliminés a posteriori (voir sous-section 9.1.2). On montre également les cartes de champs, ainsi que les diagrammes couleur-magnitude où l'on a signalé la position de l'étoile-source du candidat en question. On a aussi représenté les flux rouges en fonction des flux bleus. Cela sert essentiellement à déceler un effet de *blending*, à condition que les couleurs de l'étoile principale et de l'étoile secondaire soient différentes.

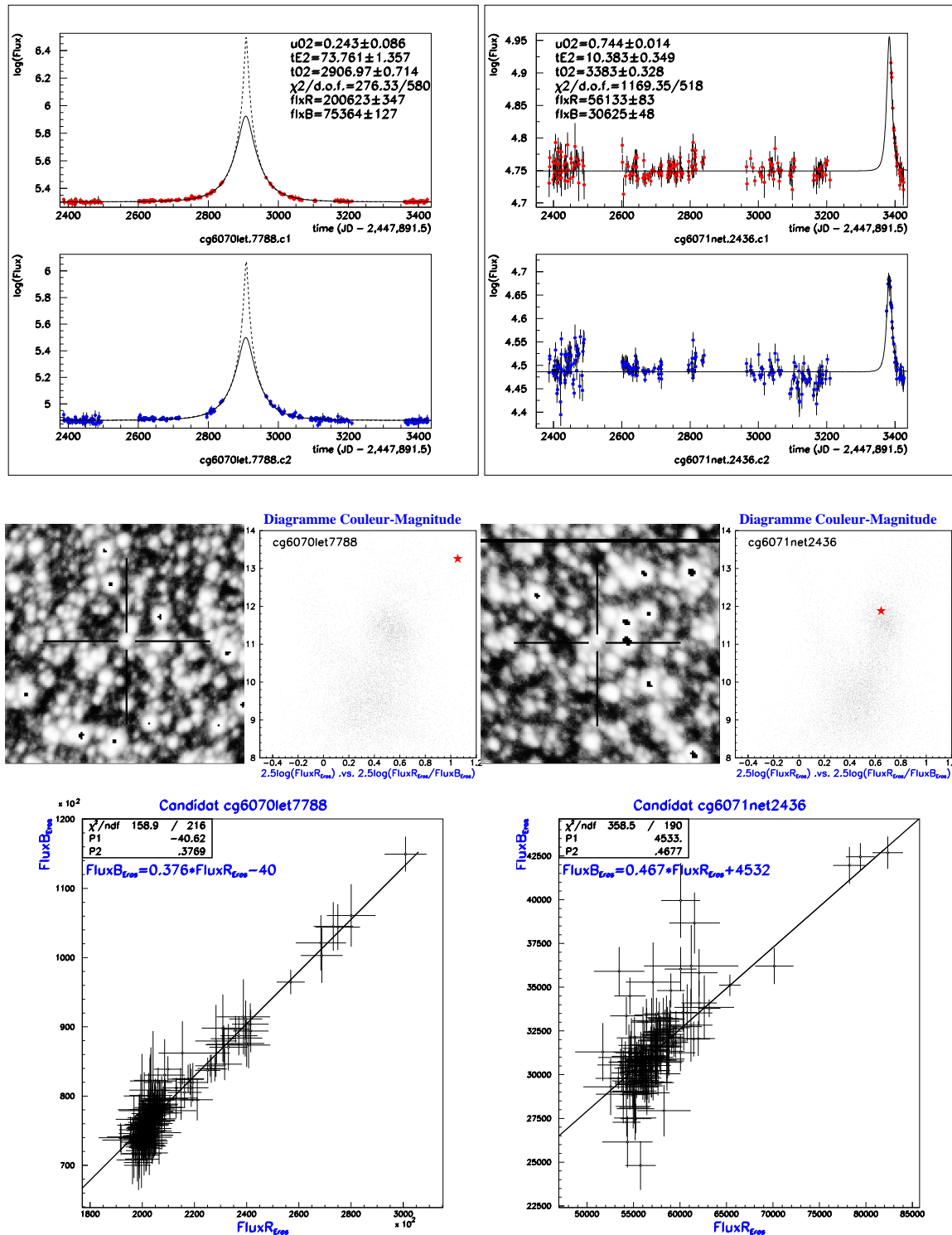


Fig. 9.12: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#1 (moitié gauche) et EROS-BLG-#2 (droite). L'ajustement d'une courbe de Paczyński simple est signalé en trait plein. L'ajustement avec effet de parallaxe correspond au trait en pointillé. Les valeurs des paramètres de cet ajustement sont montrées dans le tableau 9.3.

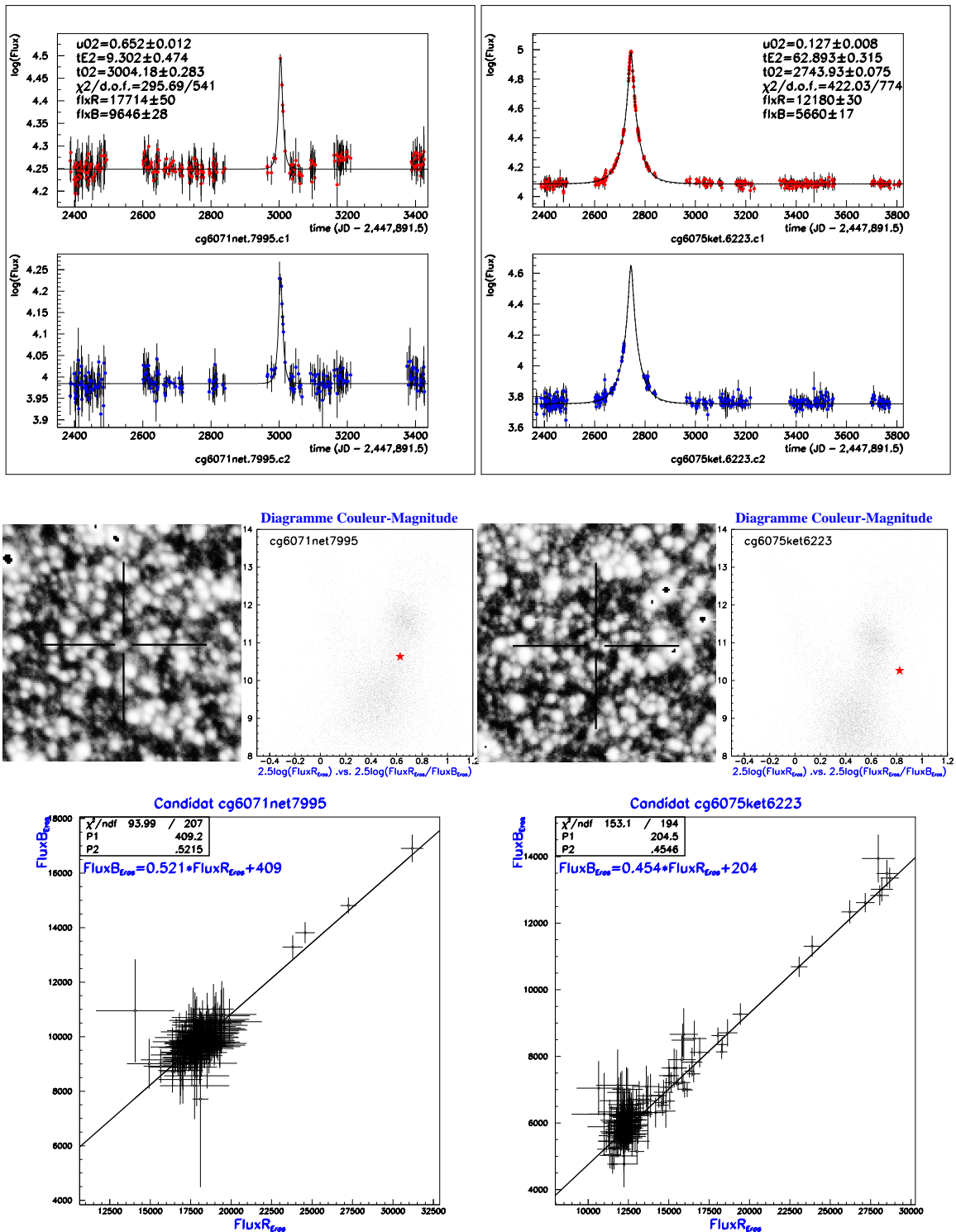


Fig. 9.13: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#3 et EROS-BLG-#4. Pour ce dernier candidat on montre également l'ajustement microlentille avec parallaxe (trait pointillé). L'effet est marginal, car on voit à peine une différence avec l'ajustement microlentille simple. Les valeurs des paramètres de l'ajustement avec et sans parallaxe sont présentées dans le tableau 9.4.

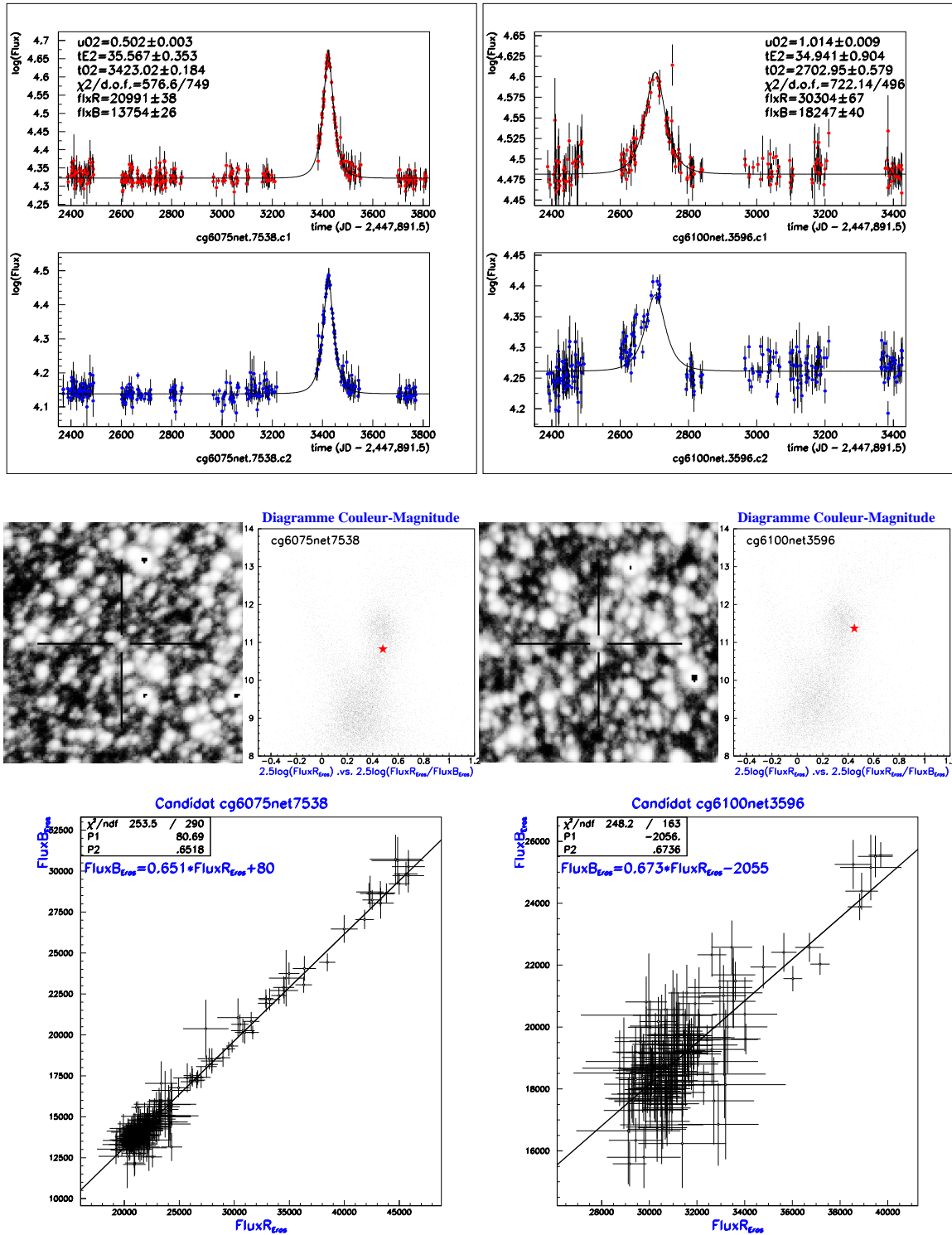


Fig. 9.14: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#5 et EROS-BLG-#6

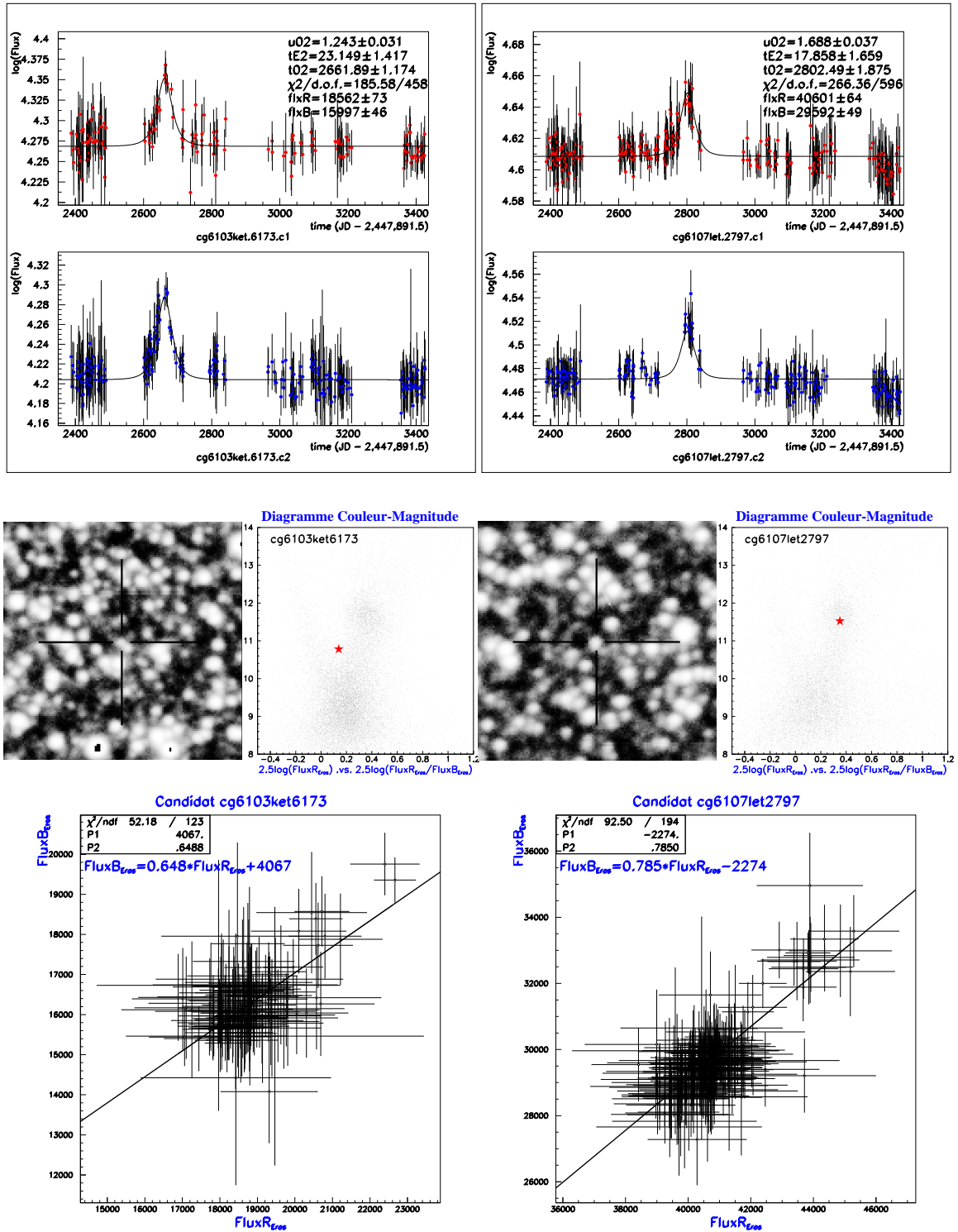


Fig. 9.15: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#7 et EROS-BLG-#8

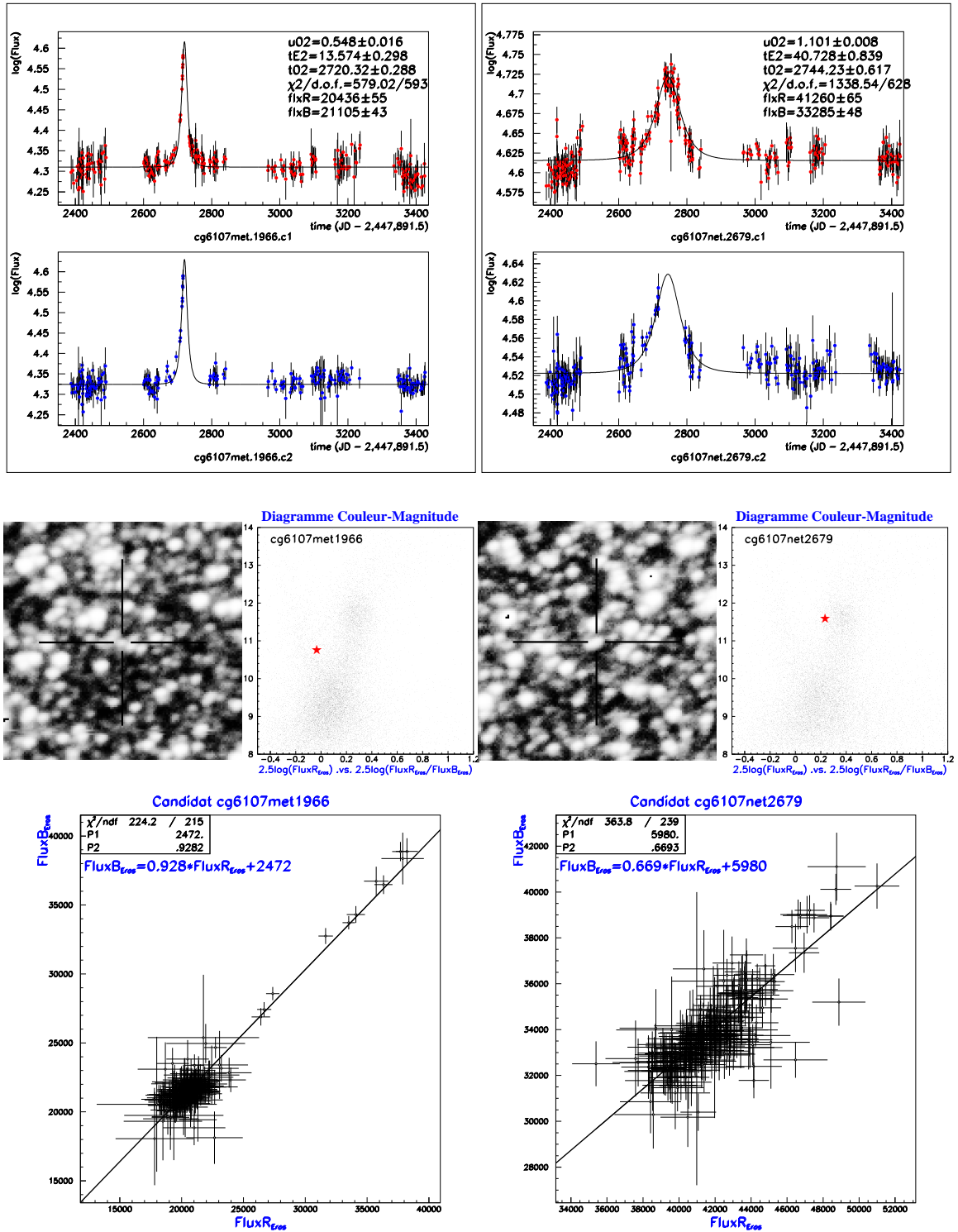


Fig. 9.16: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#9 et EROS-BLG-#10

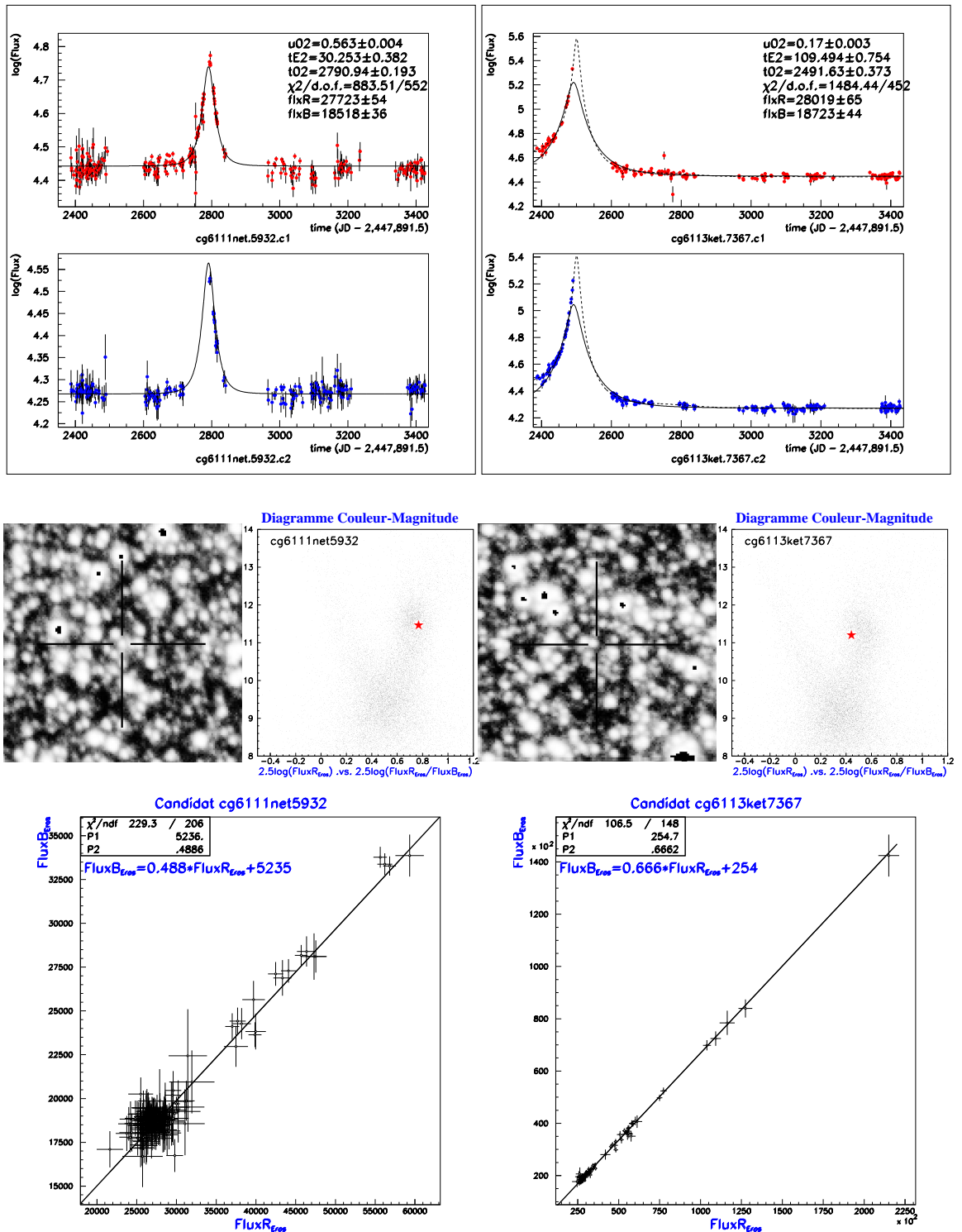


Fig. 9.17: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#11 et EROS-BLG-#12. L'ajustement d'une courbe de Paczyński simple est signalé en trait plein. L'ajustement avec effet de parallaxe correspond au trait en pointillé. Les paramètres de cet effet sont montrés dans le tableau 9.5.

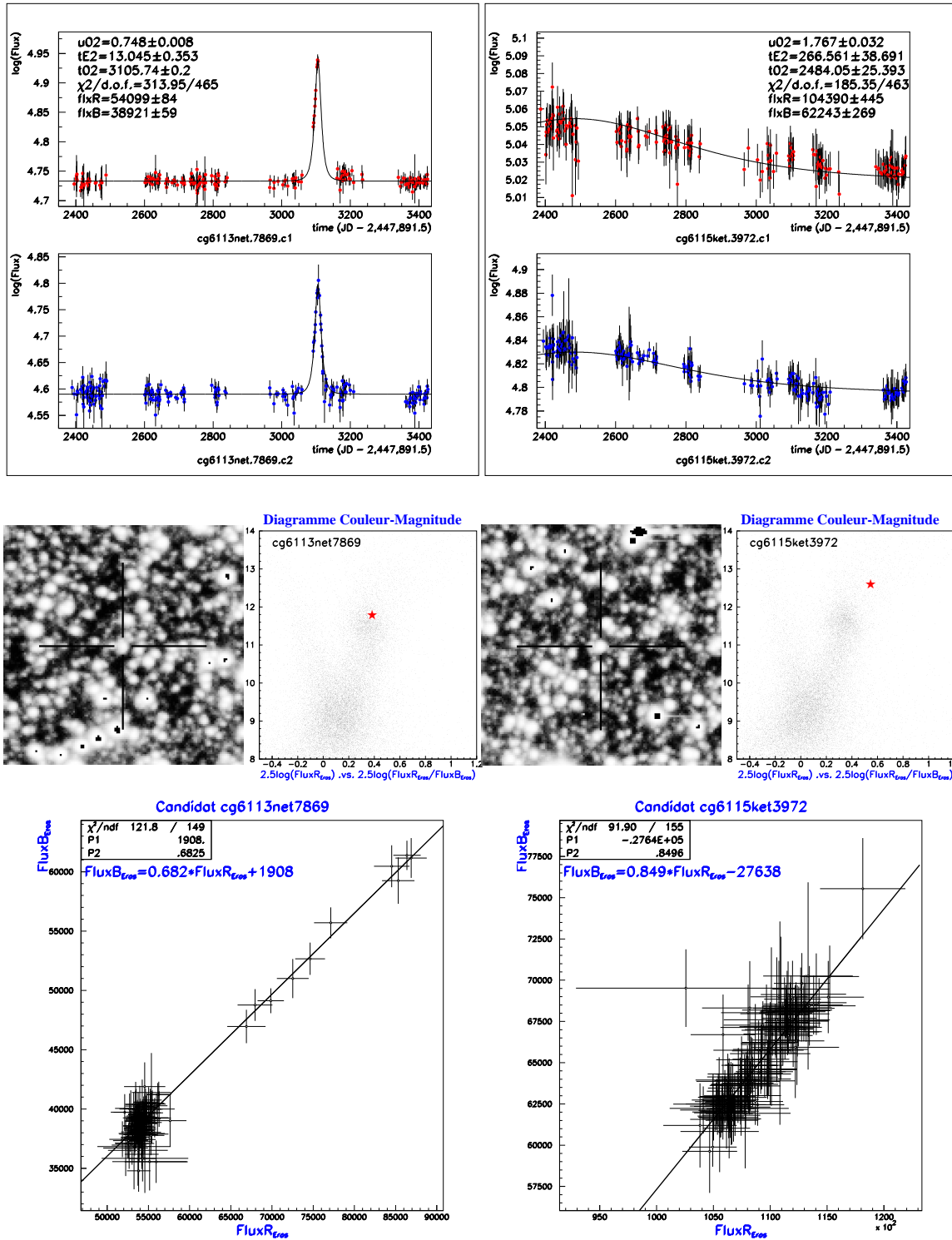


Fig. 9.18: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#13 et EROS-BLG-#14

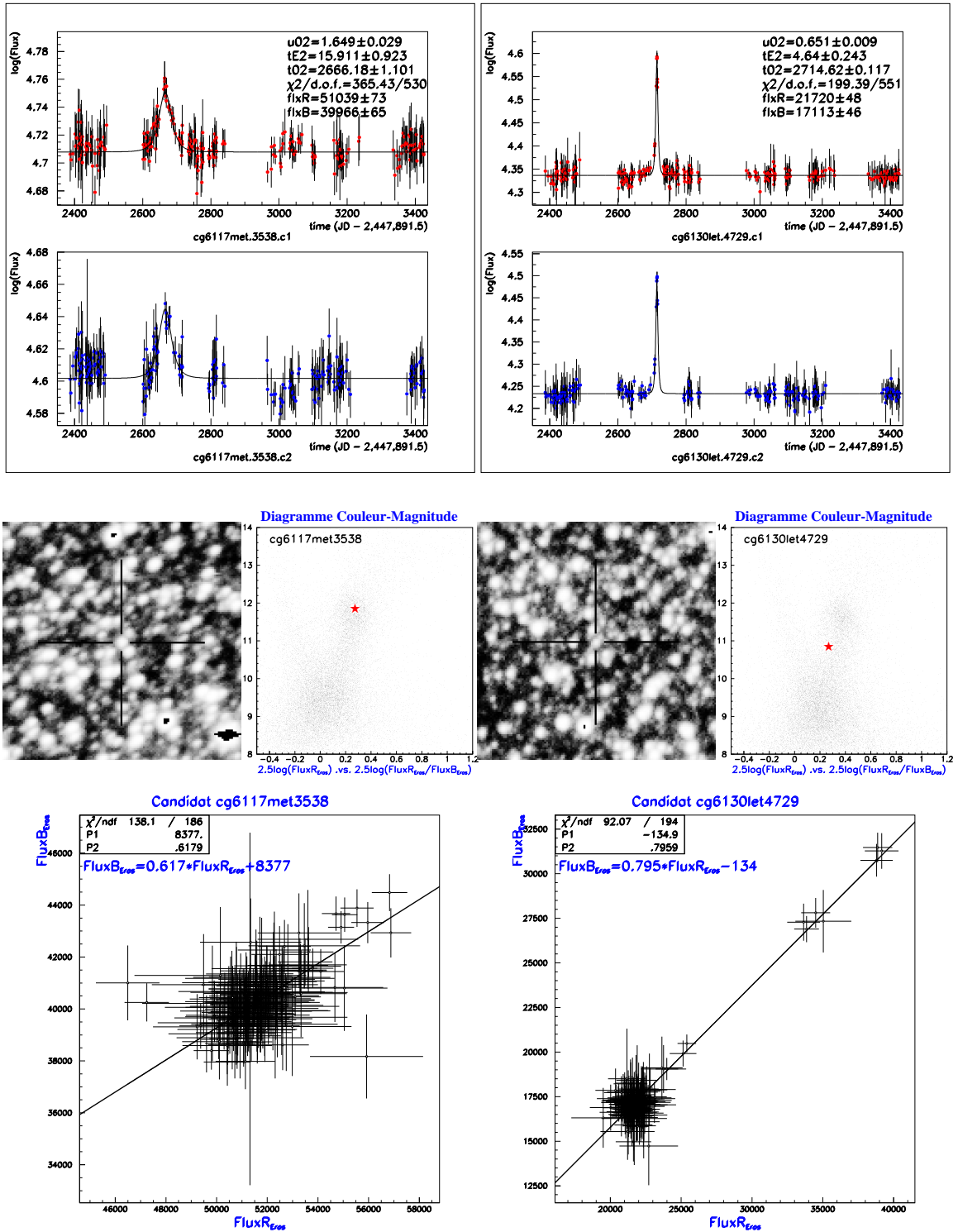


Fig. 9.19: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#15 et EROS-BLG-#16

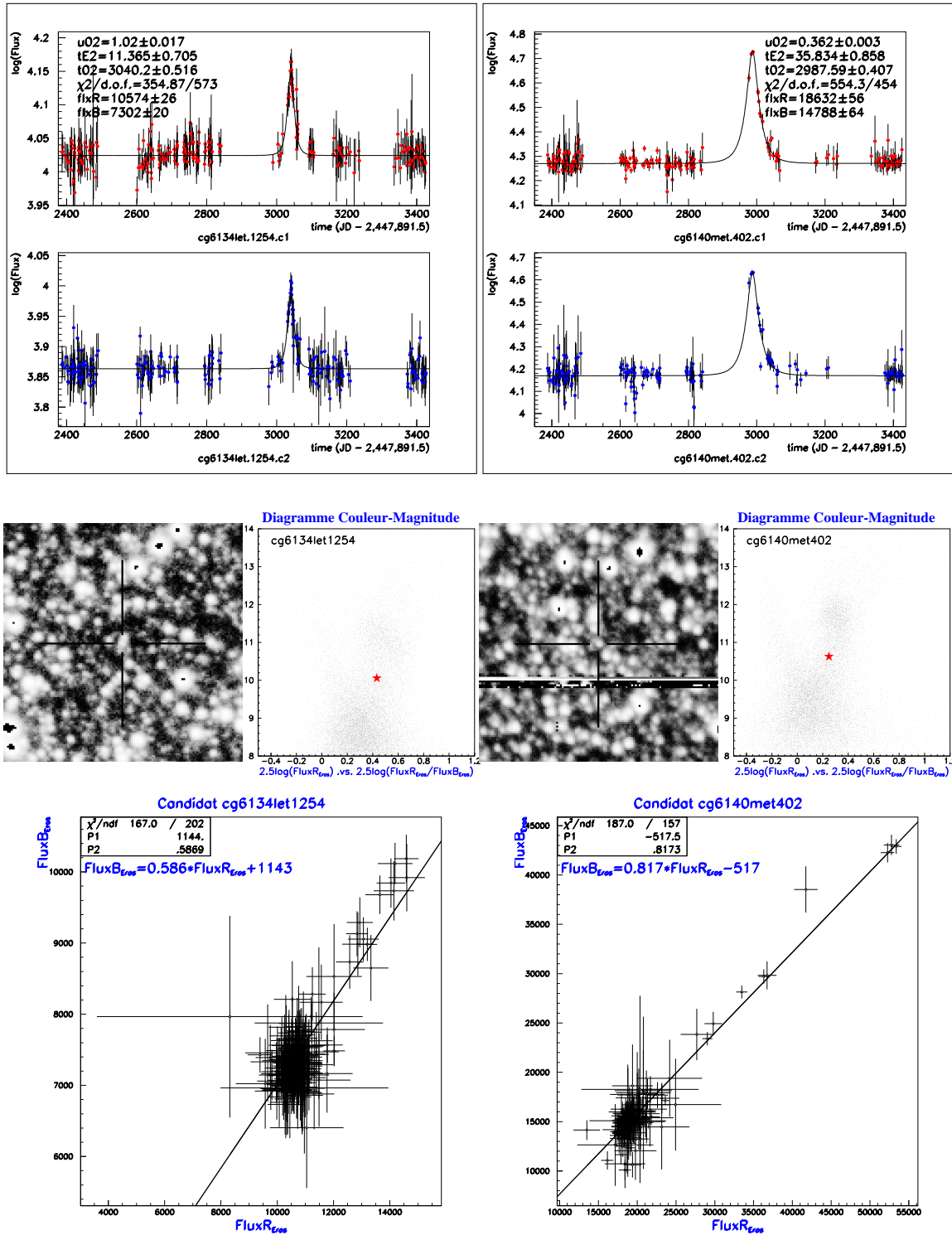


Fig. 9.20: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#17 et EROS-BLG-#18

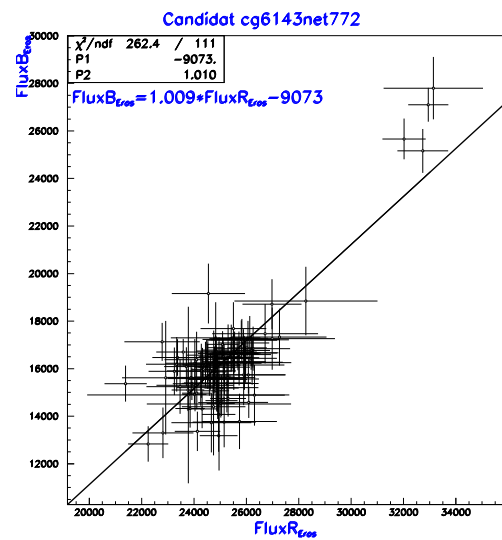
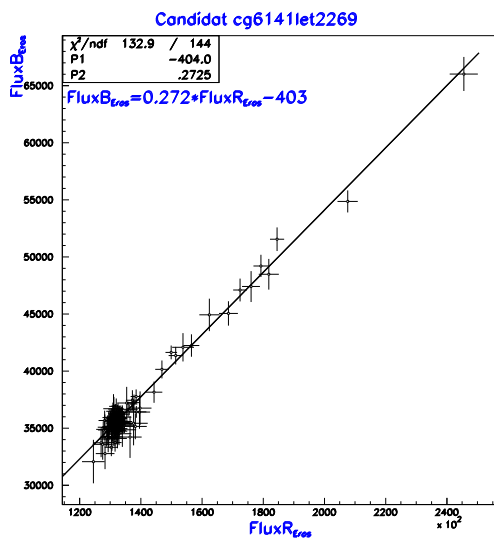
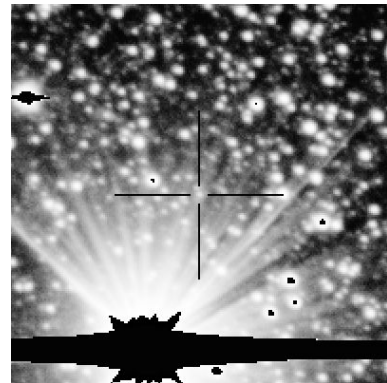
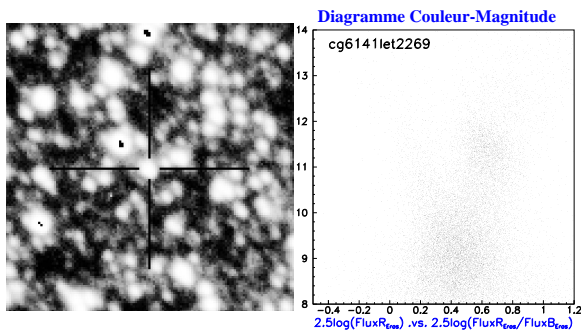
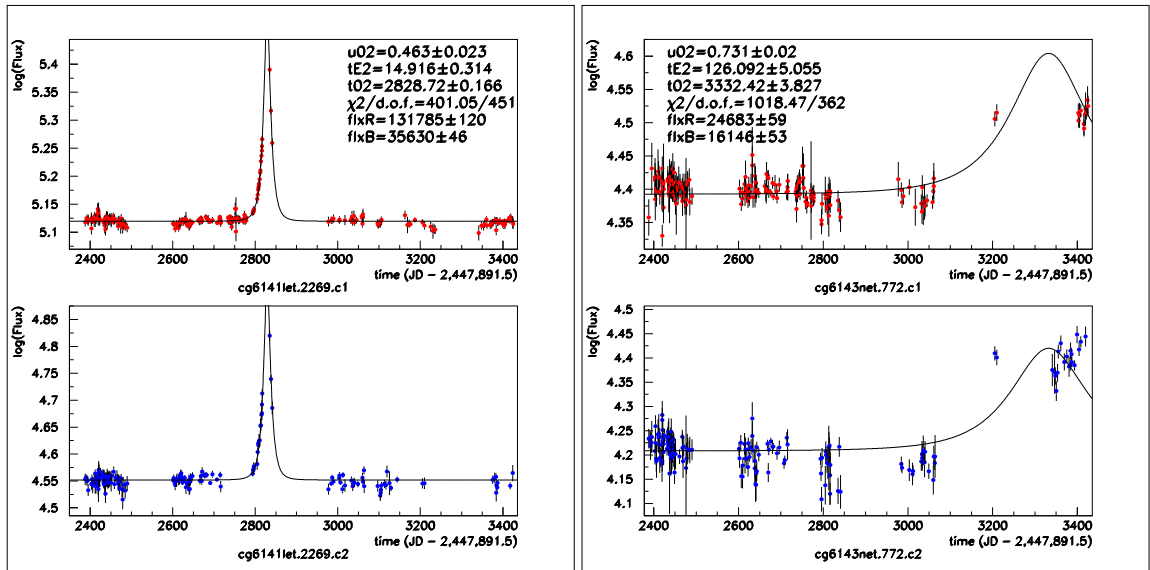


Fig. 9.21: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#19 et EROS-BLG-#20

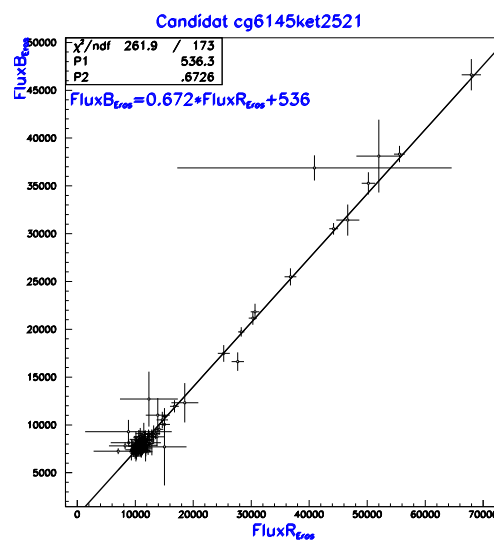
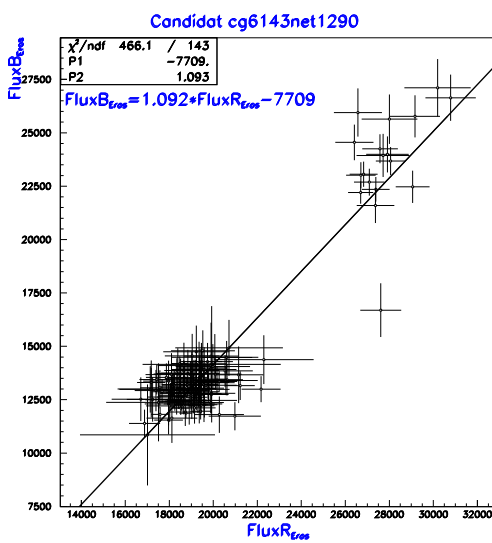
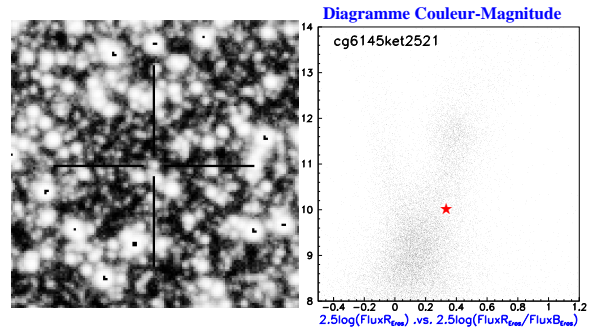
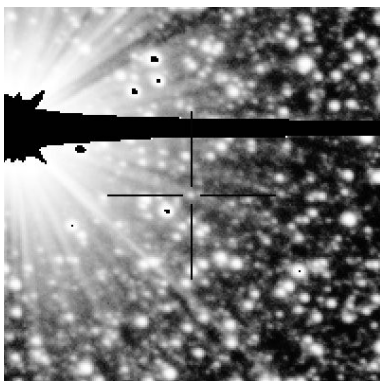
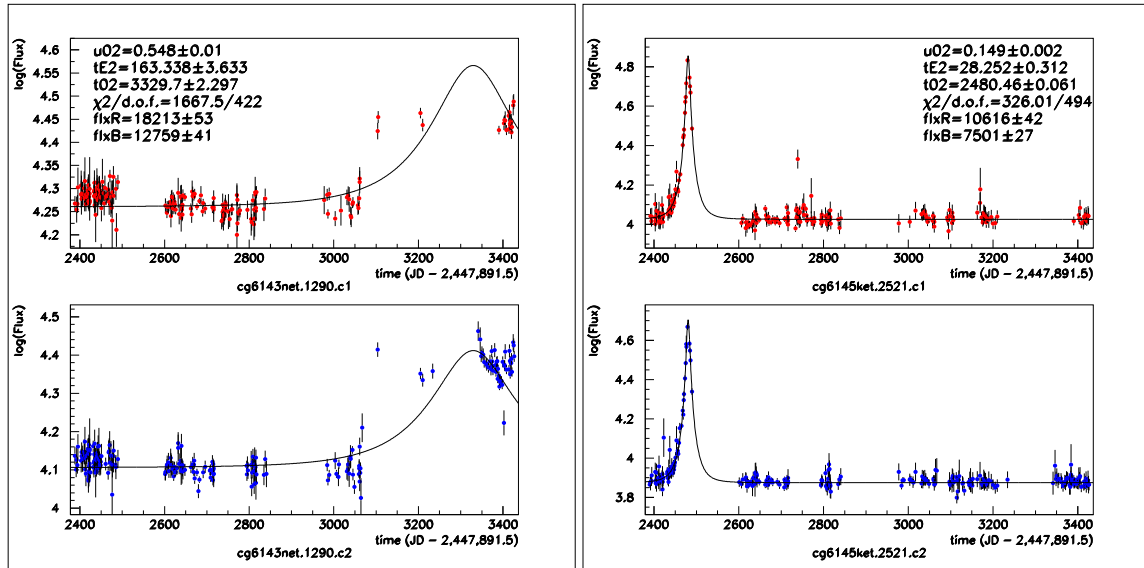


Fig. 9.22: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#21 et EROS-BLG-#22

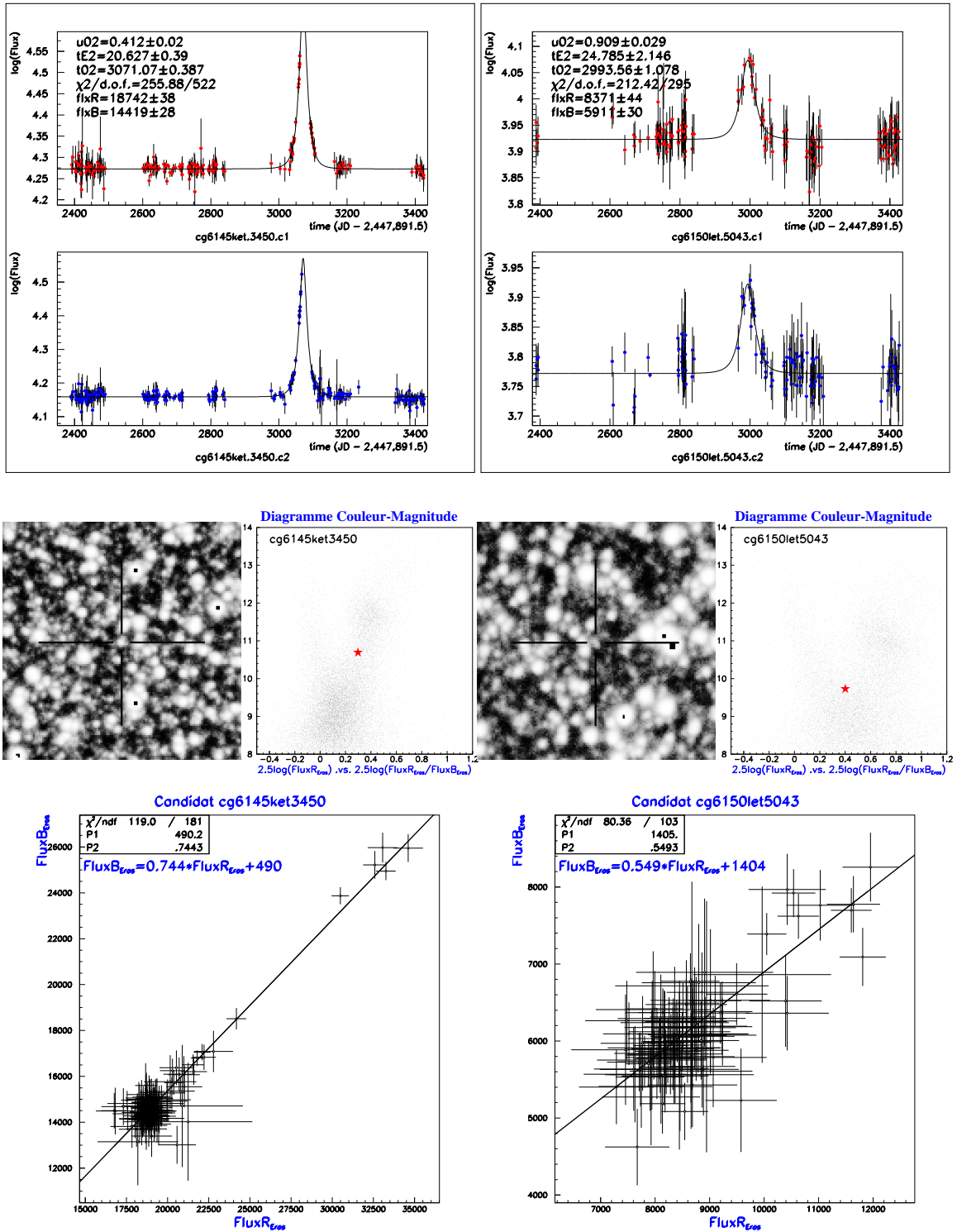


Fig. 9.23: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#23 et EROS-BLG-#24

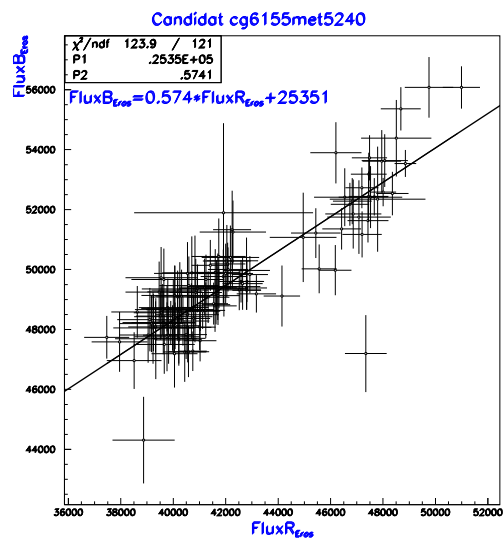
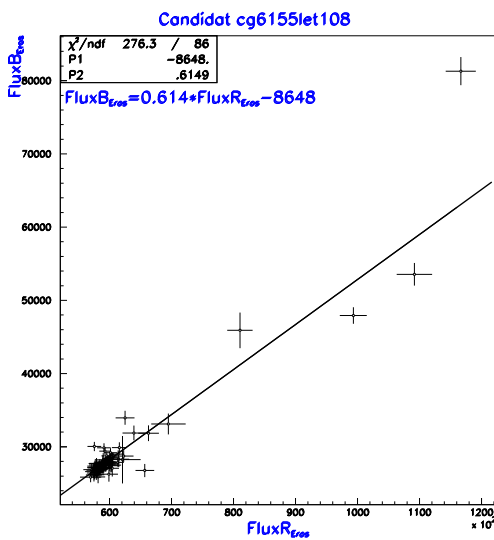
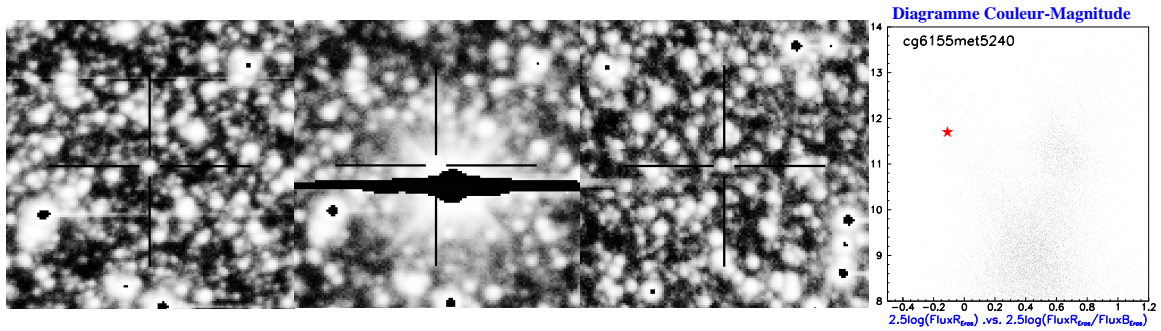
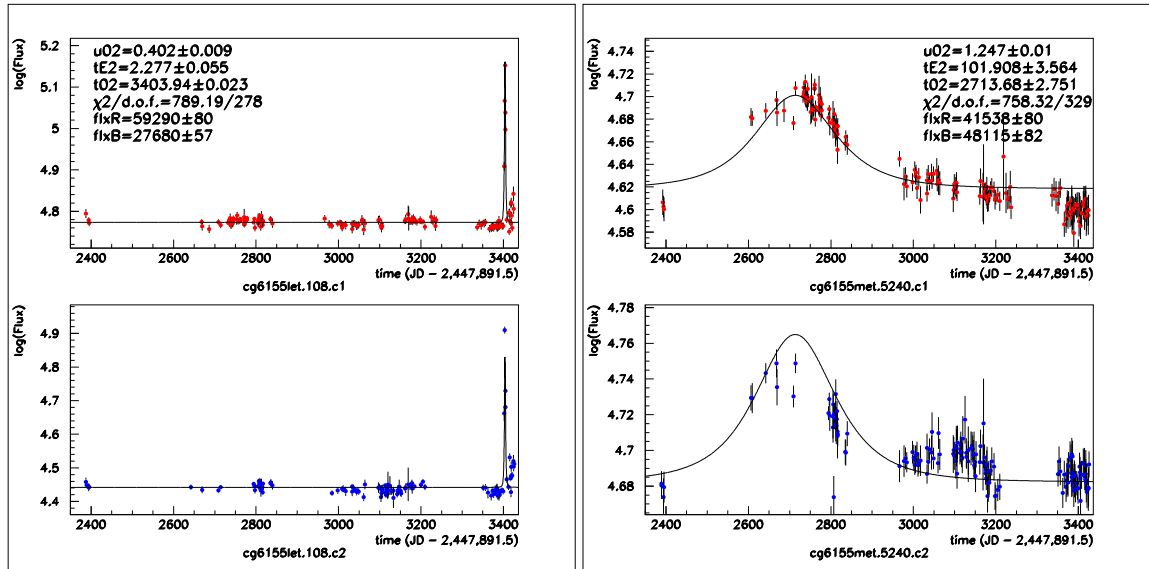


Fig. 9.24: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#25 et EROS-BLG-#26

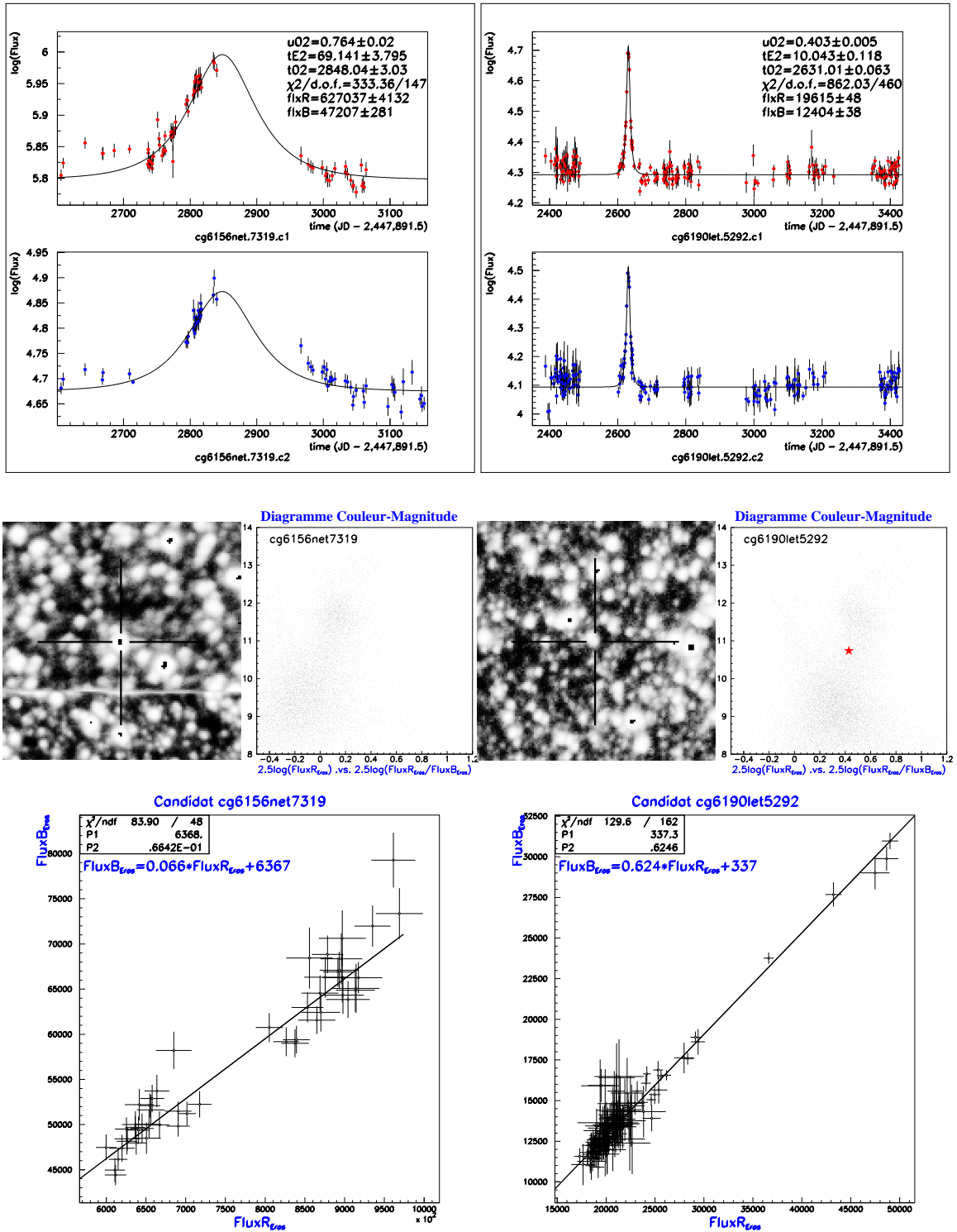


Fig. 9.25: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#27 et EROS-BLG-#28

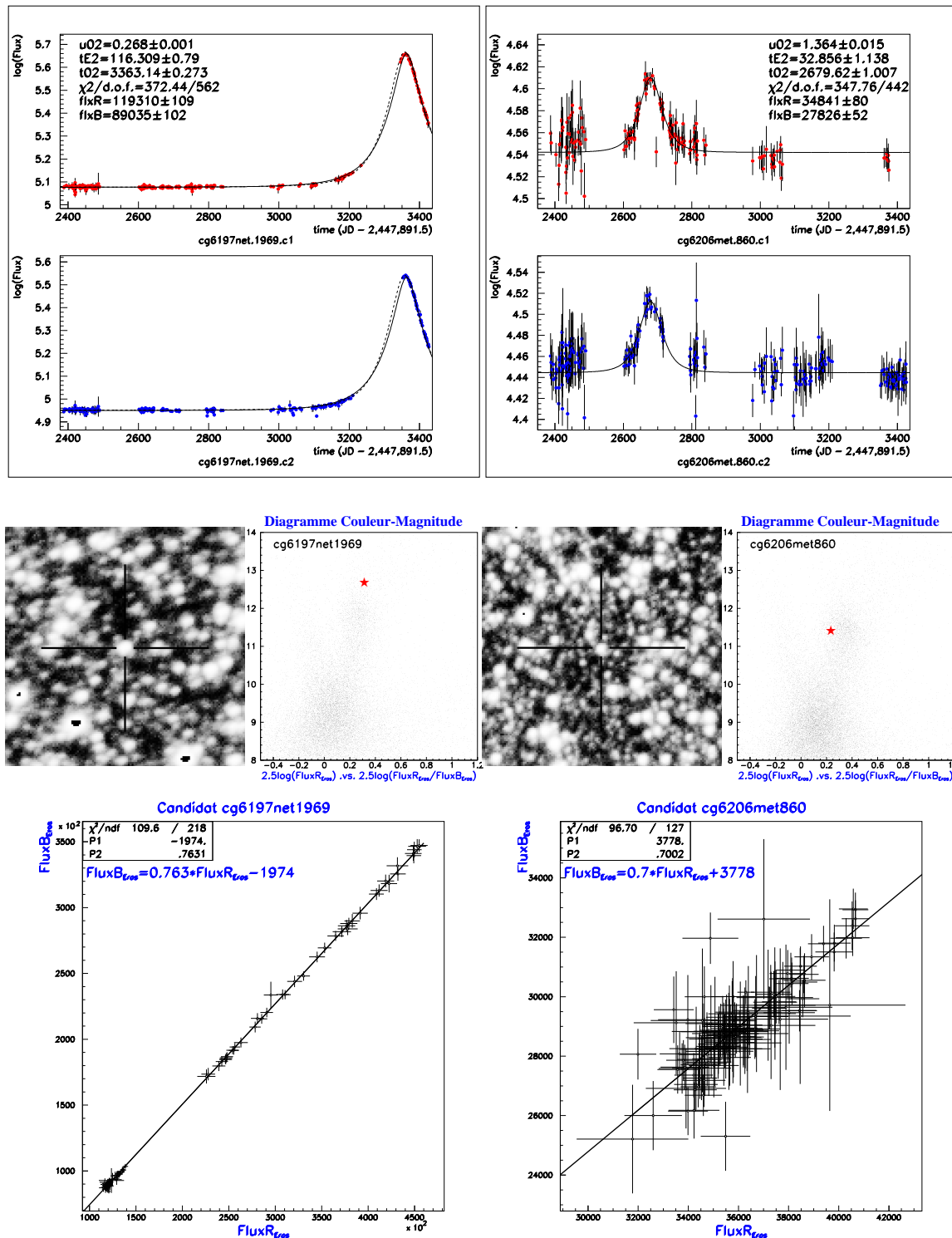


Fig. 9.26: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#29 et EROS-BLG-#30. L’ajustement d’une courbe de Paczyński simple est signalé en trait plein. L’ajustement avec effet de parallaxe correspond au trait en pointillé. Les valeurs des paramètres ajustés avec parallaxe sont montrés dans le tableau 9.6.

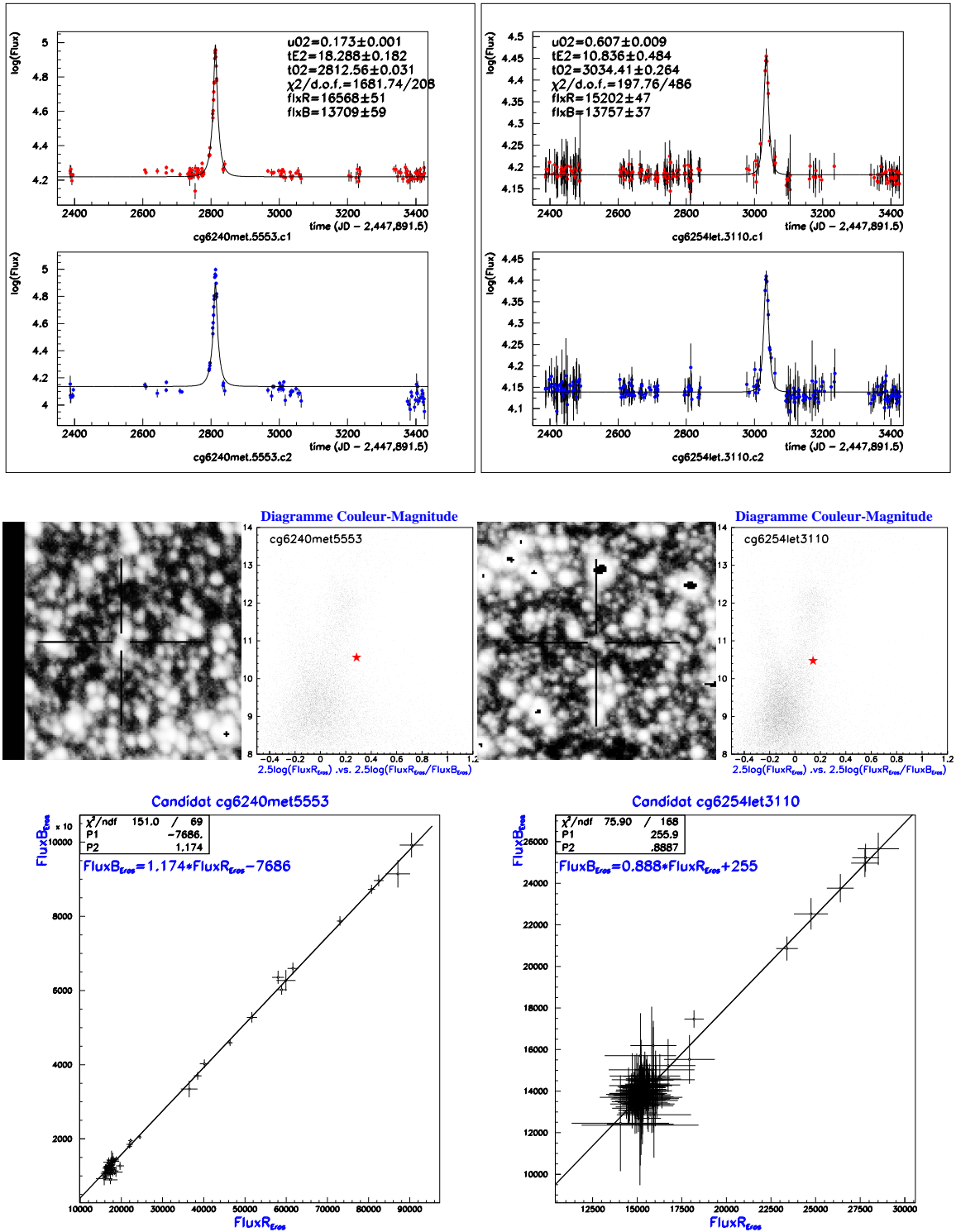


Fig. 9.27: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#31 et EROS-BLG-#32

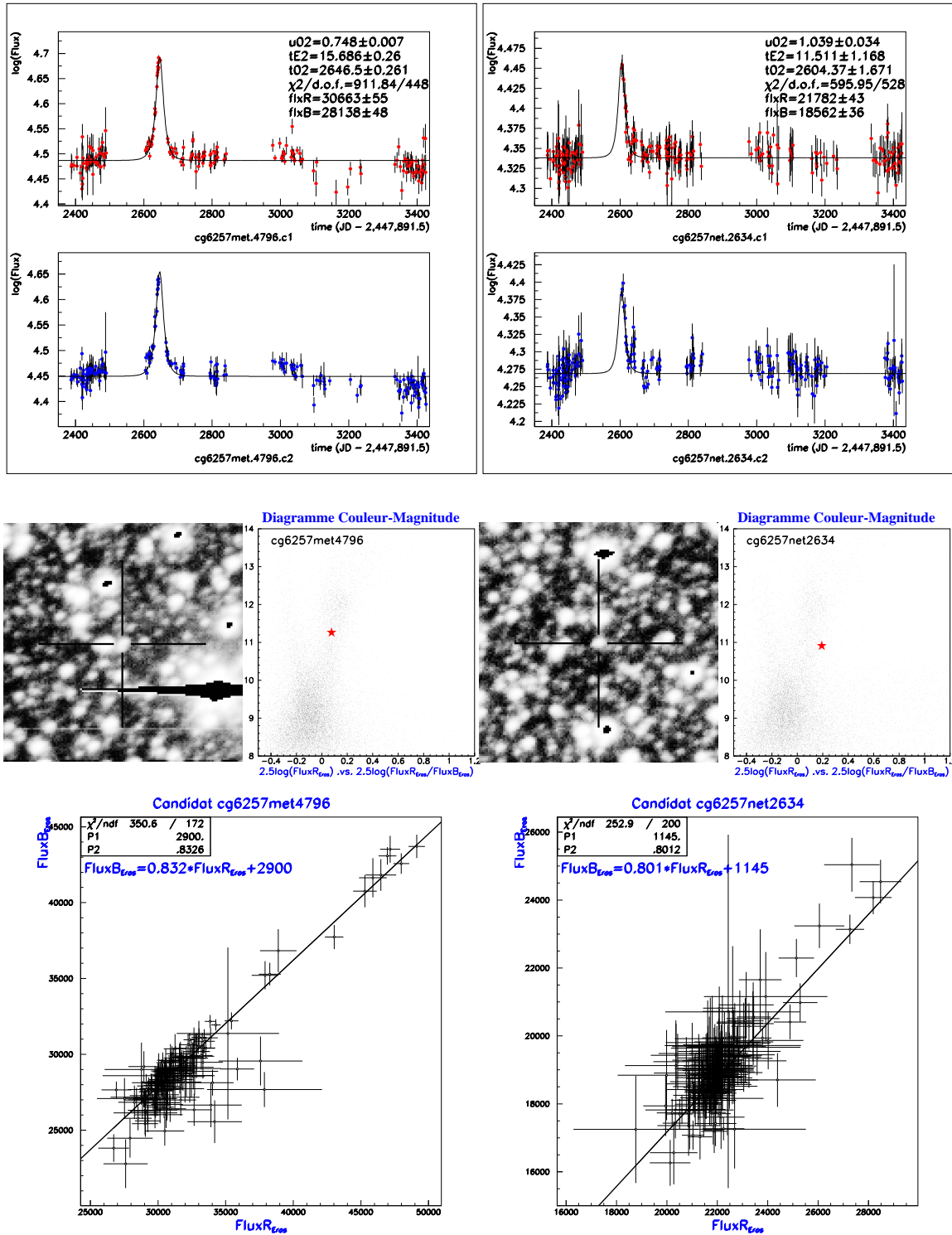


Fig. 9.28: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#33 et EROS-BLG-#34

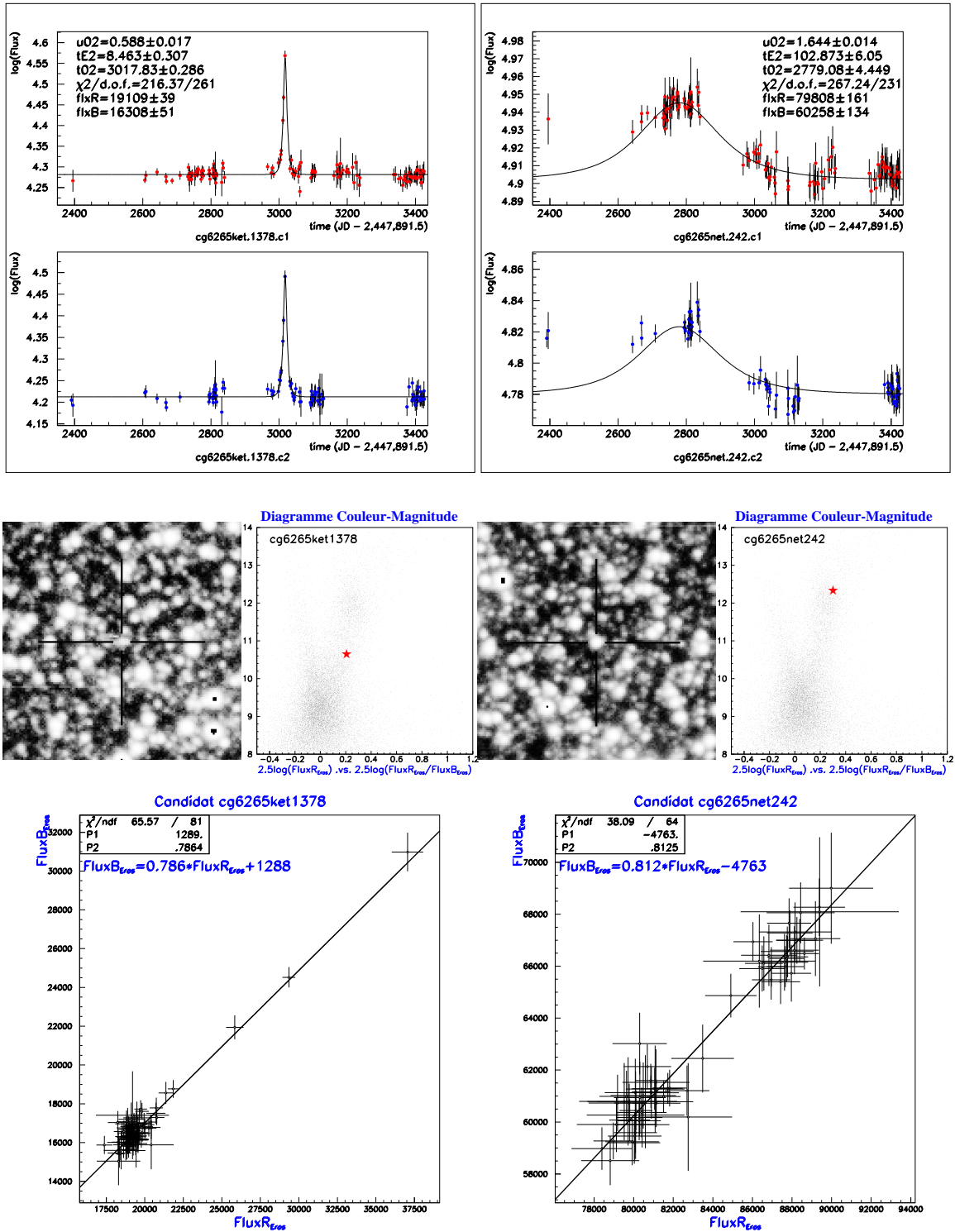


Fig. 9.29: Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#35 et EROS-BLG-#36

Chapitre 10

L'Interprétation des résultats

Sommaire

10.1 L'efficacité de l'analyse	241
10.2 Détermination de la profondeur optique	244
10.2.1 Caractéristiques des candidats microlentille	245
10.2.2 La distribution des paramètres des candidats microlentille .	247
10.2.3 La valeur de la profondeur optique	251
10.2.4 Erreur sur la profondeur optique	254

Nous arrivons enfin à l'objectif ultime de cette thèse : la détermination de la profondeur optique vers le Centre Galactique. Pour cela, il est indispensable de connaître l'efficacité de notre analyse, par le calcul de laquelle on débutera ce chapitre. Ensuite, on présentera la distribution de paramètres des candidats microlentille et on jugera de la compatibilité de ceux-ci avec les distributions des événements simulés détectés par l'analyse. Finalement, nous donnerons la valeur de la profondeur optique déterminée à partir de notre échantillon de candidats, ainsi que l'erreur qui lui est associée.

10.1 L'efficacité de l'analyse

Nous avons mentionné précédemment, dans la section 7.5, que la simulation d'événements microlentille est un outil essentiel à l'estimation de l'efficacité de l'analyse. En effet, nous pouvons déterminer celle-ci en appliquant les mêmes critères de sélection pour la recherche de candidats dans les données, aux courbes de lumière sur lesquelles on a généré des événements microlentille. On peut ainsi savoir quelle est l'efficacité de détection de notre analyse, autrement dit, quelle est la fraction de microlentilles simulées que l'on a détectées.

L'efficacité dépend de plusieurs paramètres :

1. Le paramètre d'impact u_0 , les petites amplifications (grands u_0) étant en effet difficiles à détecter.
2. La date du maximum t_0 , un événement dont le pic d'amplification est dans un trou d'observation, entre deux saisons Centre Galactique par exemple, étant difficilement trouvable.

3. La durée t_E , la fréquence de prise d'images n'étant pas toujours suffisante pour permettre la détection de phénomènes de très courte durée. Un autre exemple concerne les événements longs dont le début ou la fin de l'amplification ne se trouvent pas dans la période d'observation.
4. Les flux de base, les microlentilles sur des étoiles de faible luminosité étant plus difficiles à détecter. De même pour les étoiles très brillantes à la limite de la saturation instrumentale.

On peut estimer l'efficacité de détection en fonction d'un de ces paramètres, en intégrant sur tous les autres. Dans la pratique, en prenant la durée t_E comme exemple, l'efficacité est déterminée en divisant la distribution des t_E des microlentilles simulées sélectionnées par les coupures de l'analyse, par la distribution des t_E de toutes les microlentilles simulées présentes au départ. Lorsqu'on veut obtenir l'efficacité de détection pour $u_{0MC} < 1$, c'est-à-dire, pour une amplification générée supérieur à 34%, on calcule la fraction de microlentilles récupérées par l'analyse parmi tous les événements (engendrés avec $0 < u_{0MC} < 2$), par rapport aux événements simulés avec $u_{0MC} < 1$. Ceci est traduit par la formule suivante

$$\epsilon(t_{EMC}) = \frac{N_{candidats\ détectés}(t_E - \Delta t < t_E < t_E + \Delta t)}{N_{evt\ simulés, u_{0MC} < 1}(t_{EMC} - \Delta t < t_{EMC} < t_{EMC} + \Delta t)}, \quad (10.1)$$

où $\epsilon(t_{EMC})$ est l'efficacité de détection pour la durée simulée t_{EMC} et Δt la largeur des canaux ou *bins* de la distribution des durées. Le numérateur se réfère au nombre de candidats détectés par les coupures de l'analyse; le dénominateur concerne le nombre d'événements simulés avec un paramètre d'impact $u_{0MC} < 1$ et dont les durées appartiennent à l'intervalle en question. De la même façon, on peut estimer l'efficacité pour $u_{0MC} < 2$. Il s'agit simplement d'obtenir la fraction de microlentilles sélectionnées par rapport aux événements générés avec un paramètre d'impact $u_{0MC} < 2$.

Nous avons engendré des événements microlentille sur toutes les courbes de lumière, avec des distributions uniformes en u_{0MC} et t_{0MC} respectivement entre $[0, 2]$ et $[T_{min} - t_{E,max}, T_{max} + t_{E,max}] = [2189, 3607]$ avec $t_{E,max} = 180$ jours. La distribution des t_{EMC} est une loi plate en $\log(t_E)$ dans l'intervalle $[1, 180]$ jours.

Sur la figure 10.1 on a représentée l'efficacité globale de détection (trait plein) pour $u_{0MC} < 1$, calculée à partir d'événements microlentille simulés sur les 15 champs analysés. On a imposé que l'amplification détectée des microlentilles sélectionnés soit supérieure à 34%¹ ($u_0 < 1$), car pour la détermination de la profondeur optique nous n'allons considérer que les candidats ayant un paramètre d'impact inférieur à l'unité et ceci par souci de ne pas prendre en compte dans les calculs des candidats moins fiables, de faible amplification. On montre également l'efficacité globale sur trois groupes de champs qui se distinguent par le nombre de mesures prises au long de trois saisons d'observation. Le premier groupe contient les champ cg607, cg610, cg611 et cg613, avec en moyenne 360 points (tirets). Le deuxième groupe se réfère aux champs cg614, cg618, cg619, cg620 et cg625, avec 340 mesures en moyenne (trait pointillé). Finalement, le dernier groupe composé des champs cg612, cg615, cg617, cg624, cg626 et cg627, comporte en moyenne 180 points (tirets et pointillé). On voit que l'efficacité de détection augmente en fonction de la durée t_E , comme l'on y s'attendait.

1. On rappelle que la coupure lors de l'analyse consistait à ce que l'amplification soit supérieure à 5 fois la résolution photométrique, pouvant ainsi obtenir des faibles amplifications bien inférieures à 34%.

EFFICACITE GLOBALE DE DETECTION (en %)

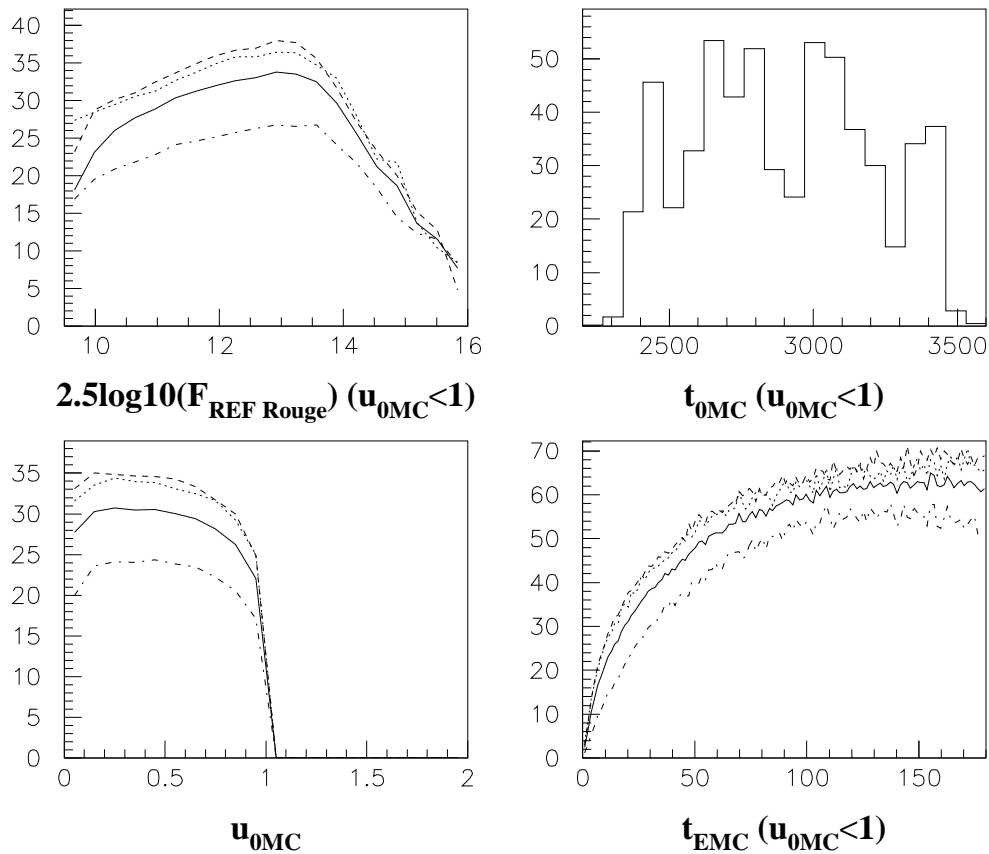


Fig. 10.1: Efficacité globale de détection (trait plein) pour $u_{0MC} < 1$ en fonction du flux de base rouge de l'étoile-source, de l'instant de l'amplification maximale t_0 , du paramètre d'impact u_0 et de la durée t_E des événements. Les microlentilles ont été engendrées avec une distribution uniforme en u_{0MC} et t_{0MC} respectivement entre $[0, 2]$ et $[2189, 3607]$. La distribution de t_{EMC} est une loi plate en $\log(t_E)$ dans l'intervalle $[1, 180]$ jours. L'efficacité a été déterminée pour des événements avec $u_{0MC} < 1$, c'est-à-dire, on a calculé la fraction de microlentilles récupérées par l'analyse parmi tous les événements (engendrés avec $0 < u_{0MC} < 2$), par rapport aux événements simulés avec $u_{0MC} < 1$. On montre également l'efficacité globale sur trois groupes de champs, selon le nombre d'images prises au long de la période d'observation. Le premier groupe (tirets) possède 360 mesures en moyenne, le deuxième (trait pointillé) 340 points et le dernier (tirets et pointillés) 180 mesures en moyenne.

10.2 Détermination de la profondeur optique

La profondeur optique et le taux d'événements peuvent être déterminés à partir de la somme des contributions des durées de chaque candidat observé (selon les équations des sections 3.1.4 et 3.1.5)

$$\tau = \frac{1}{N_{\star,obs} T_{gen}} \frac{\pi}{2} \sum_{candidats} \frac{t_E}{\epsilon(t_E)} \quad (10.2)$$

$$\Gamma = \frac{1}{N_{\star,obs} T_{gen}} \sum_{candidats} \frac{1}{\epsilon(t_E)}, \quad (10.3)$$

où $N_{\star,obs}$ est le nombre d'étoiles observées, $\epsilon(t_E)$ l'efficacité de détection pour la durée t_E (cf. équation 10.1) et T_{gen} la période de temps sur laquelle nous avons engendrés les microlentilles lors du calcul de l'efficacité. La profondeur optique peut être définie comme la probabilité qu'une étoile donnée à un instant donné soit amplifiée de plus de 34% ($u_{0MC} < 1$). On fait remarquer que la profondeur optique peut aussi être définie comme la probabilité que la microlentille ait un paramètre d'impact $u_{0MC} < 2$ correspondant à une amplification de 6%. Pour ce qui concerne les candidats observés à prendre dans le calcul de la profondeur optique, nous n'allons considérer que ceux présentant un paramètre d'impact inférieur à l'unité, car autrement on risque de prendre en compte des microlentilles moins fiables, atteintes de plus d'incertitude. On fait remarquer que cette restriction est en accord avec l'estimation de l'efficacité, car lors du calcul de celle-ci on a imposé que la coupure de notre analyse sur l'amplification sélectionne que les candidats avec $A_0 > 1.34$ ($u_0 < 1$). De plus, nous avons vu dans la section 9.1.4 que les étoiles-sources géantes rouges étaient moins affectées par les problèmes systématiques liés au *blending*. En effet, les études statistiques de cet effet ([Palanque-Delabrouille, 1997]) sur des images synthétiques avec une densité d'étoiles comparable à celle des géantes rouges dans nos champs, indiquent que l'amplification observée correspond en moyenne à 90% de la vraie amplification. Une variation de 10% sur l'amplification observée par rapport à l'amplification réelle équivaut à moins de 5% sur la durée observée par rapport à la vraie durée. Aussi, nous pouvons affirmer que l'effet de *blending* pour les géantes rouges est en moyenne négligeable. Parmi nos candidats, au maximum 4 sur les 25 correspondant à des géantes rouges présentent un effet de *blending* (convaincant sur seulement 2 candidats). Dans la détermination de la profondeur optique et du taux d'événements nous n'allons donc inclure que les candidats microlentilles sur des géantes rouges. Les durées considérées seront celles trouvées sans tenir compte du *blending*, car autrement il faudrait estimer le nombre d'étoiles *blendées* non-visibles, pour l'ajouter au nombre d'étoiles observées $N_{\star,obs}$; or un des arguments pour se restreindre aux géantes rouges dans le calcul de la profondeur optique est précisément celui d'éviter cette estimation complexe. Pour ce qui concerne les candidats présentant de la parallaxe, il est naturel de considérer les durées calculées en tenant compte de cet effet.

Nous possédons maintenant tous les éléments qui rentrent dans ces formules : l'efficacité, que nous avons estimée dans la section précédente, la période de temps T_{gen} sur laquelle nous avons généré des événements microlentille lors du calcul de l'efficacité et finalement le nombre d'étoiles observées dont nous avons donné les chiffres dans le tableau 6.2, pour chaque type d'étoile (de la séquence principale, géante rouge et variables bleue ou rouge). On présente à nouveau ci-après les candidats pour sélectionner ceux dont l'étoile-source est une géante rouge et dont le paramètre d'impact est inférieur à l'unité.

10.2.1 Caractéristiques des candidats microlentille

Dans le tableau 10.1 (semblable au tableau 9.2 du chapitre précédent) nous rappelons les paramètres des candidats microlentille issus de notre analyse. Nous avons au total 33 candidats (après élimination des cas à problèmes, voir section 9.1.2), dont 25 sur des géantes rouges (GR), 5 sur des étoiles de la séquence principale (SP), 2 sur des variables rouges (VR) et une supergéante rouge (SGR). Parmi les 25 candidats sur des géantes rouges, 16 présentent un paramètre d'impact $u_0 < 1$.

Candidats EROS	α (J2000)	δ (J2000)	t_{02}	t_{E2}	A_{02}	$\chi^2/nddl$
#1-cg6070let7788 ^{GR}	17 :58 :37.1	-29 :06 :30.4	2906.970±0.714	73.761±1.357	4.191	276.33/580
avec parallaxe	ϕ 0.841	δu 0.145±0.069	2906.17±0.701	78.123±1.115	u_0 0.069	583/570
#2-cg6071net2436 ^{GR} 1999-BUL-06	18 :01 :02.5	-29 :00 :11.6	3383±0.328	10.383±0.349	1.607	1169.36/518
#3-cg6071net7995 ^{GR}	18 :00 :46.4	-29 :06 :55.7	3004.180±0.283	9.302±0.474	1.766	295.69/541
#4-cg6075ket6223 ^{GR} 97-BLG-26	18 :00 :6.9	-29 :38 :06	2743.930±0.075	62.893±0.315	7.880	422.04/774
avec parallaxe	ϕ 0.771	δu 0.322±0.105	2743.5±0.599	56.197±2.3167	u_0 0.0251	555/541
#5-cg6075net7538 ^{GR} 1999-BUL-07 99-BLG-12	18 :01 :10.2	-29 :48 :55	3423.020±0.184	35.567±0.353	2.171	576.61/749
#6-cg6100net3596 ^{GR}	18 :02 :45.7	-29 :06 :14.8	2702.950±0.579	34.941±0.904	1.331	722.15/496
#7-cg6103ket6173 ^{SP}	18 :03 :41.2	-29 :22 :9.9	2661.890±1.174	23.149±1.417	1.211	185.58/458
#8-cg6107let2797 ^{GR}	18 :03 :29.9	-30 :09 :54.1	2802.490±1.875	17.858±1.659	1.097	266.37/596
#9-cg6107met1966 ^{SP} cg6107ket2632 97-BLG-37	18 :03 :58.7	-29 :58 :49	2720.320±0.288	13.574±0.298	2.021	579.03/593
#10-cg6107net2679 ^{GR}	18 :04 :13.5	-30 :09 :25.5	2744.23±0.617	40.728±0.839	1.277	1338.54/628
#11-cg6111net5932 ^{GR} cg6111let7292 BUL_SC35-144974 97-BLG-58	18 :04 :9.7	-27 :44 :35	2790.940±0.193	30.253±0.382	1.980	883.52/552
#12-cg6113ket7367 ^{GR} 96-BLG-12	18 :03 :53.2	-27 :57 :36	2491.630±0.373	109.494±0.754	5.931	1484.44/452
avec parallaxe	ϕ -0.138	δu 0.272±0.063	2472.50±0.936	145.61±2.723	u_0 0.114	552/438
#13-cg6113net7869 ^{GR} EROS-98-BLG-4 1998-BUL-23	18 :04 :33.6	-28 :07 :32.2	3105.740±0.200	13.045±0.353	1.601	313.96/465
#14-cg6115ket3972 ^{GR}	18 :03 :50.09	-28 :15 :29.7	2484.050±25.391	266.550±38.688	1.086	185.36/463
#15-cg6117met3538 ^{GR}	18 :04 :38.8	-28 :35 :19.8	2666.180±1.101	15.911±.923	1.103	365.44/530
#16-cg6130let4729 ^{GR}	18 :04 :57.5	-29 :40 :9.8	2714.620±0.117	4.640±0.243	1.769	199.39/551
#17-cg6134let1254 ^{GR} EROS-98-BLG-1 98-BLG-17	18 :04 :50.6	-30 :16 :34	3040.200±0.516	11.365±0.705	1.327	354.87/573
#18-cg6140met402 ^{GR}	18 :06 :20.4	-27 :56 :13	2987.590±0.407	35.834±0.858	2.895	554.31/454
#19-cg6141let2269 ^{VR} cg6141net2476	18 :07 :20.3	-28 :08 :49.1	2828.720±0.166	14.916±0.314	2.326	401.05/451
#20-cg6143net1290 ^{GR} candidat à problème	18 :08 :05.8	-28 :27 :47.4	3329.700±2.297	163.339±3.633	2.021	1667.50/422

Suite du tableau page suivante

<i>Candidats EROS</i>	α (<i>J2000</i>)	δ (<i>J2000</i>)	t_{02}	t_{E2}	A_{02}	$\chi^2/nddl$
#21-cg6143net772 <i>GR</i> candidat à problème	18 :08 :35.5	-28 :26 :36.2	3332.420±3.827	126.092±5.055	1.628	1018.47/362
#22-cg6145ket2521 <i>SP</i> 96-BLG-31	18 :06 :42.4	-28 :41 :16	2480.460±0.061	28.252±0.312	6.724	326.02/494
#23-cg6145ket3450 <i>GR</i> EROS-98-BLG-2	18 :07 :06.4	-28 :42 :32.8	3071.070±0.387	20.627±0.390	2.578	255.89/522
#24-cg6150let5043 <i>SP</i>	18 :05 :50.2	-26 :44 :53.1	2993.560±1.078	24.785±2.146	1.414	212.43/295
#25-cg6155let108 <i>VR</i> candidat à problème	18 :07 :36.3	-27 :20 :6.6	3403.940±0.023	2.276±0.055	2.636	789.20/278
#26-cg6155met5240 <i>SP</i> cg6155ket5507	18 :07 :42.3	-27 :18 :24.7	2713.680±2.751	101.908±3.564	1.209	758.33/329
#27-cg6156net7319 <i>VR</i>	18 :06 :26.1	-27 :51 :46.1	2848.040±3.030	69.142±3.795	1.579	333.36/147
#28-cg6190let5292 <i>GR</i> cg6190net5045 97-BLG-5	18 :08 :51.3	-28 :27 :11	2631.010±0.063	10.043±0.118	2.625	862.04/460
#29-cg6197net1969 <i>GR</i>	18 :10 :56.2	-29 :24 :24.4	3363.140±0.273	116.309±0.790	3.824	372.45/562
avec parallaxe	ϕ -1.492	δu 0.229±0.023	3362.9±0.753	108.34±0.681	u_0 0.041	537/549
#30-cg6206met860 <i>GR</i>	18 :09 :40.8	-27 :46 :19.7	2679.620±1.007	32.857±1.138	1.168	347.76/442
#31-cg6240met5553 <i>GR</i>	18 :12 :43.4	-29 :38 :28.5	2812.560±0.031	18.288±0.182	5.837	1681.74/208
#32-cg6254let3110 <i>GR</i>	18 :11 :51.5	-29 :00 :33.5	3034.410±0.264	10.836±0.484	1.865	197.77/486
#33-cg6257met4796 <i>GR</i> cg6257net326	18 :14 :32.5	-29 :14 :46.4	2646.500±0.261	15.686±0.260	1.602	911.85/448
#34-cg6257net2634 <i>GR</i>	18 :14 :18.8	-29 :20 :32.1	2604.370±1.670	11.508±1.167	1.314	595.96/528
#35-cg6265ket1378 <i>GR</i>	18 :13 :26.7	-27 :21 :53.9	3017.830±0.286	8.463±0.307	1.912	216.38/261
#36-cg6265net242 <i>GR</i> cg6265met5755	18 :14 :31.4	-27 :28 :57.2	2779.080±4.449	102.873±6.050	1.104	267.24/231

Fin du tableau

TAB. 10.1: Liste des candidats microlentille EROS II vers le Centre Galactique. Dans la première colonne est indiqué le nom de l'étoile de référence de notre catalogue correspondant au candidat microlentille. Les index *GR* et *SP* se réfèrent respectivement aux étoiles du *clump* des géantes rouges et aux étoiles de la séquence principale. L'index *SGR* et *VR* correspondent aux étoiles supergéantes rouges et aux étoiles variables de couleur rouge. Dans certains cas, on indique le nom des alertes et candidats d'analyse du groupe MACHO et OGLE. La deuxième et troisième colonne concernent les coordonnées équatoriales (α , δ) de l'étoile. Les quatre dernières colonnes correspondent aux paramètres de l'ajustement microlentille bicouleur, notamment le temps du maximum d'amplification t_{02} , la durée t_{E2} et l'amplification A_{02} .

Sur la figure 10.2 on montre le diagramme couleur-magnitude pour l'ensemble des candidats. Il a été obtenu en alignant les diagrammes des quarts des CCD sur lesquels se trouvent les étoiles-sources des candidats avec le diagramme du quart k du CCD#4 dans le champ cg610 situé dans la fenêtre de Baade. Les géantes rouges sont signalées par un point et les autres types d'étoiles par une croix. Les étoiles-sources des candidats avec un paramètre d'impact $u_0 < 1$ sont entourées par un cercle. La zone hachurée selon l'axe des couleurs représente l'incertitude sur l'alignement. En effet, les diagrammes sont alignés en utilisant la position du centre du *clump*, calculée automatiquement par le programme décrit dans l'annexe A. Il arrive que sur le diagramme du quart sur lequel se trouve l'étoile-source du candidat, celle-ci appartient encore à la partie basse du *clump* des géantes rouges, alors

que sur le diagramme global elle se trouve légèrement en dessous du *clump*.

Dans la section 6.2.5, lors de la sélection d'étoiles brillantes pour la fabrication du catalogue de référence, nous avons présenté le tableau 6.2, avec le nombre total d'étoiles et le nombre par type : géantes rouges, étoiles de la séquence principale, variables rouges et bleues. Le nombre total d'étoiles dans nos catalogues de référence des 15 champs analysés est 2.3×10^6 dont 1.4×10^6 géantes rouges.

10.2.2 La distribution des paramètres des candidats microlentille

Sur les figures 10.3, on montre la distribution des paramètres d'impact u_0 et des temps du maximum d'amplification t_0 pour les 16 candidats sur des étoiles géantes rouges avec $u_0 < 1$. On y voit que les u_0 et les t_0 sont distribués à peu près uniformément. Sur la figure 10.4 on a représenté en \log_{10} la distribution des durées de la traversée du rayon d'Einstein t_E , les durées des candidats de chaque *bin*, d'une largeur égale à 0.3, correspondant à la moitié des durées du *bin* suivant. On a superposé la distribution des durées corrigée de l'efficacité. On fait remarquer que nous avons utilisé les durées trouvées en tenant compte de la parallaxe pour les candidats qui présentent cet effet. L'efficacité de détection associée est néanmoins celle des durées initialement mesurées. Pour que les deux histogrammes aient la même surface, on a multiplié la distribution corrigée par 0.028. On constate que la distribution "brute" est assez piquée et que la distribution corrigée l'est encore plus. La moyenne et l'écart-type des durées sont

$$\langle t_E \rangle = 33.3 \text{ jours} \quad (10.4)$$

$$\sigma_{t_E} = 39.6 \text{ jours} . \quad (10.5)$$

La médiane des durées est 16.9 jours.

Afin de vérifier si les distributions des paramètres de nos candidats correspondent à ceux d'événements microlentille, on peut utiliser le test de Kolmogorov-Smirnov. La procédure de comparaison consiste à calculer, pour chaque candidat, les distributions cumulées attendues des paramètres u_0 et t_0 . Pour ce faire, on sélectionne les événements simulés ayant des durées t_E du même ordre que le candidat en question, à $\pm 10\%$ et qui passent les coupures de l'analyse. On compare alors la distribution globale de chaque paramètre, calculée à partir de la somme des distributions cumulées attendues pour chaque candidat, à la distribution globale expérimentale des candidats, correspondant au paramètre en question. On fait remarquer que l'efficacité de détection est prise en compte de façon implicite quand on construit la distribution attendue à partir des événements simulés. La signification de la ressemblance entre la distribution globale expérimentale et la distribution globale attendue, à la distance D_{max} l'une de l'autre, est donnée par la probabilité de Kolmogorov-Smirnov

$$P_{ks}(D > D_{max}) = 2 \times \sum_{k=1}^{+\infty} (-1)^{k-1} e^{-2k^2\lambda^2} , \quad (10.6)$$

avec

$$\lambda \simeq D_{max} \left(\sqrt{N} + 0.12 + \frac{0.11}{\sqrt{N}} \right) , \quad (10.7)$$

Diagramme Couleur-Magnitude des Candidats EROS

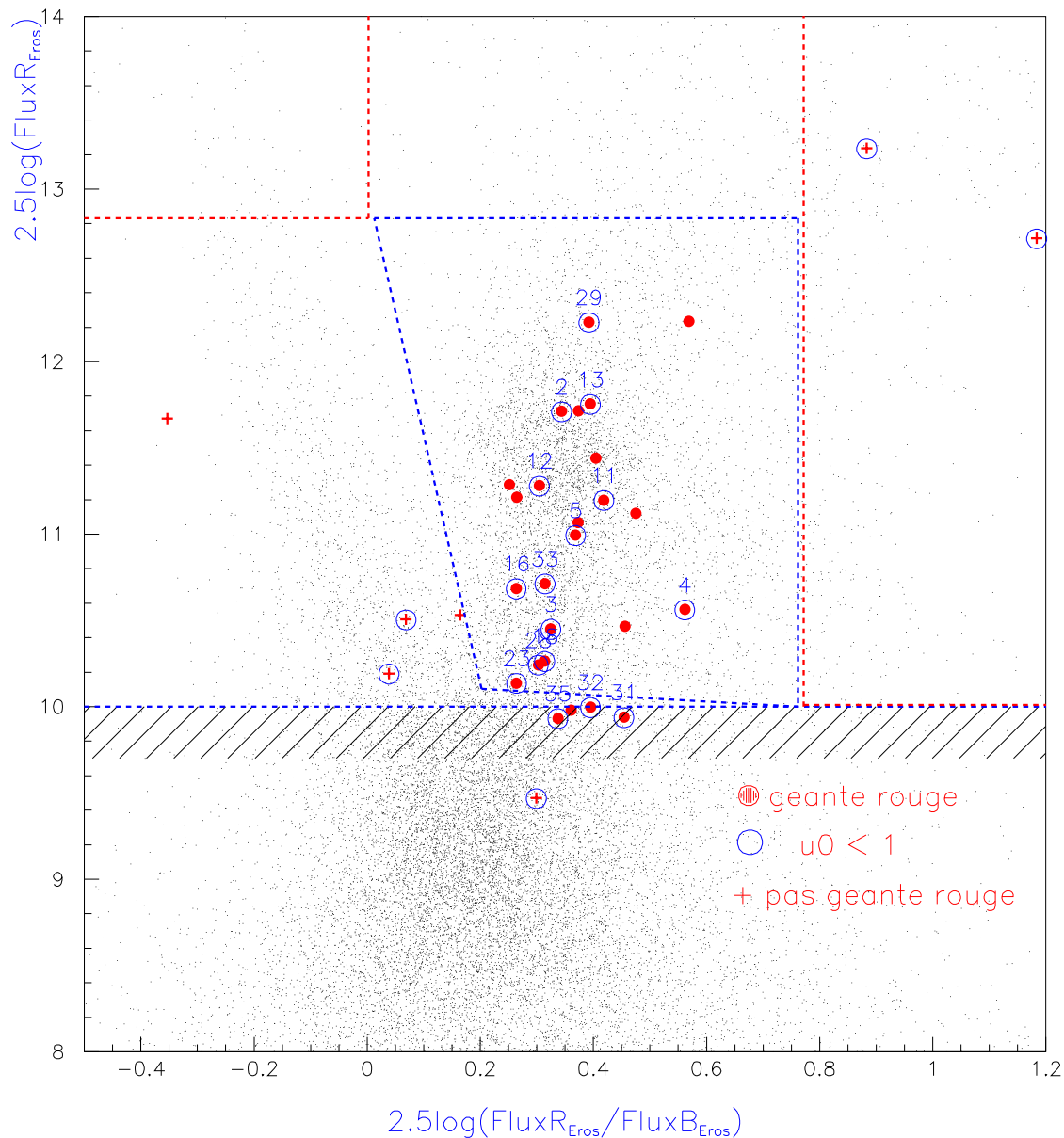


Fig. 10.2: Diagramme couleur-magnitude globale des candidats microlentille. Pour construire ce diagramme nous avons aligné les diagrammes des quarts de CCD où se localisent les étoiles-sources des candidats avec le quart k du CCD#4 dans le champ cg610. Les géantes rouges sont signalées par un point et les autres types d'étoiles par une croix. Les étoiles-sources des candidats avec un paramètre d'impact $u_0 < 1$ sont entourées par un cercle. Comme l'ajustement des diagrammes a été fait en alignant les positions du centre du *clump* calculées de façon automatique (cf. annexe A), il existe une incertitude sur la position des étoiles-sources des candidats dans le diagramme global. Ceci est indiqué par la zone hachurée, les étoiles situées sur cette bande semblent ne plus appartenir au *clump* de géantes rouges du diagramme global. Cependant sur le diagramme du quart que leur correspond, elles se situent encore dans la partie basse du *clump*.

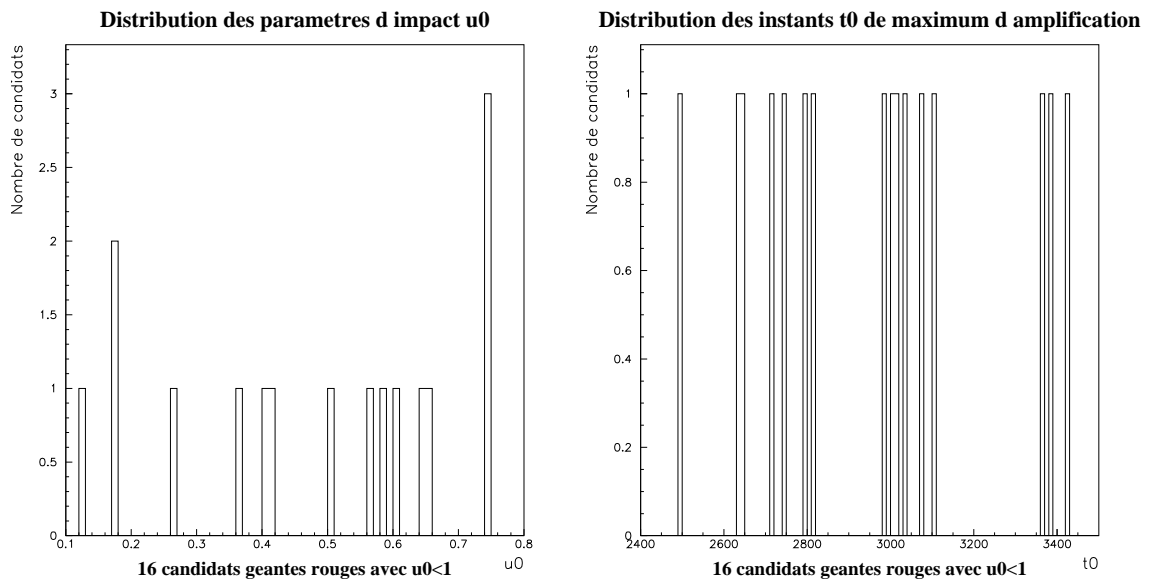


Fig. 10.3: Distribution des paramètres d'impact u_0 et des temps du maximum d'amplification pour les 16 candidats sur les géants rouges avec $u_0 < 1$.

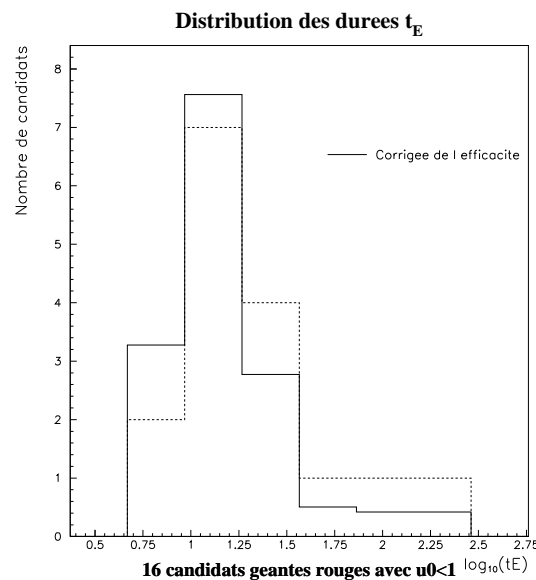


Fig. 10.4: Distribution des durées de la traversée du rayon d'Einstein pour les 16 candidats sur les géants rouges avec $u_0 < 1$. En trait plein on a représenté la distribution corrigée de l'efficacité de détection. En trait pointillé on voit la distribution observée sans correction. L'intégrale de la distribution corrigée a été ramenée à celle de la distribution observée.

pour N candidats (N petit).

- **Test de Kolmogorov-Smirnov sur u_0**

Sur la figure 10.5 on peut voir la distribution cumulée globale des 16 candidats possédant un paramètre d'impact $u_0 < 1$ (trait plein) et la distribution attendue (trait en pointillé). La distance maximale entre les deux distributions est $D_{max} = 0.23$, ce qui donne une probabilité de Kolmogorov-Smirnov de $P_{ks} = 34\%$. Cet ensemble de candidats ressemble donc à un échantillon de microlentilles. On fait noter que les événements simulés ayant été générés avec des paramètres d'impact distribués uniformément, le test indique que les u_0 de nos candidats sont compatibles avec ce type de distribution.

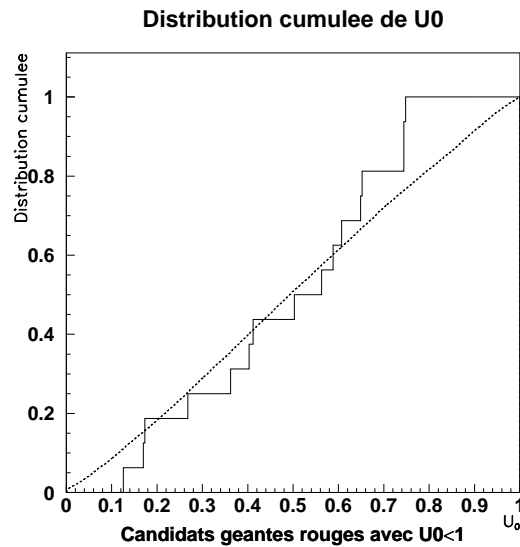


Fig. 10.5: Test de Kolmogorov-Smirnov pour le paramètre d'impact u_0 . La distance maximale entre la distribution expérimentale (trait plein) et la distribution attendue (trait en pointillé) est $D_{max} = 0.23$. La probabilité associée est $P_{ks} = 34\%$.

- **Test de Kolmogorov-Smirnov sur t_0**

La figure 10.6 illustre le test de Kolmogorov-Smirnov pour t_0 . On y montre la distribution cumulée globale de nos candidats (trait plein) et la distribution cumulée globale attendue (trait en pointillé). Les distributions s'écartent d'une distance $D_{max} = 0.11$, la probabilité associée étant $P_{ks} = 98\%$. Aussi, les instants t_0 du maximum d'amplification sont compatibles avec un échantillon de microlentilles. Les replats dans la distribution attendue correspondent aux périodes entre deux saisons d'observation $2500 < T_{obs} < 2600$, $2850 < T_{obs} < 2950$ et $3250 < T_{obs} < 3350$. Comme dans le cas précédent, les t_0 des événements simulés ont été engendrés de façon uniforme. Par conséquent, les t_0 de nos candidats suivent ce type de distribution. En effet, ceci transparaît clairement sur la figure 10.3, où l'on voit que les t_0 se distribuent uniformément au long des saisons d'observation.

On fait remarquer que le temps du maximum d'amplification t_0 dépend de la distribution des durées t_E . En effet, sur la figure 10.7, où nous avons représenté la durée des événements

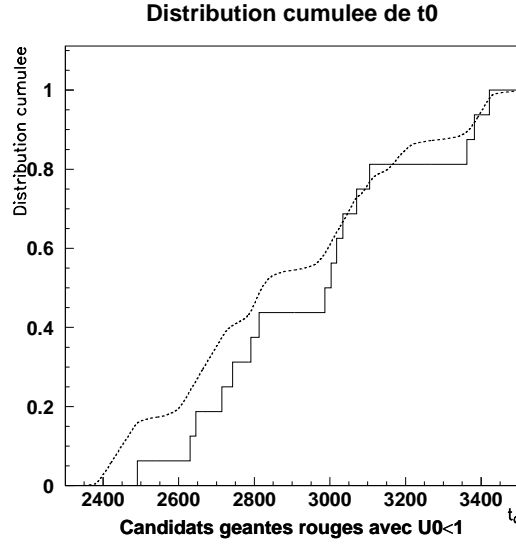


Fig. 10.6: Test de Kolmogorov-Smirnov pour l'instant t_0 du maximum d'amplification. La distance maximale entre la distribution expérimentale (trait plein) et la distribution attendue (trait en pointillé) est $D_{max} = 0.11$. La probabilité associée est $P_{ks} = 98\%$.

simulés détectés par l'analyse en fonction de t_0 , on constate que les microlentilles ayant t_0 situé dans les trous d'observation sont détectables seulement si leur durée $t_E > 40$ jours.

10.2.3 La valeur de la profondeur optique

Nous pouvons maintenant utiliser la formule 10.3 pour déterminer la profondeur optique, en considérant les durées des candidats sur des géantes rouges avec un paramètre d'impact $u_0 < 1$ et l'efficacité de détection correspondante (voir tableau 10.2). On précise que pour les candidats présentant de la parallaxe, on utilise la durée calculée en tenant compte de cet effet, mais en considérant l'efficacité de détection pour la durée t_E initialement trouvée.

On rappelle que le nombre de géantes rouges dans les 15 champs analysés est 1.42×10^6 et que le temps de génération sur lequel les événements simulés ont été générés pour le calcul de l'efficacité est $T_{gen} = 1418$ jours. La profondeur optique pour cet échantillon de candidats est ainsi estimée à

$$\tau_{bulbe} = 9.4 \times 10^{-7} \text{ pour } (l, b) = 2^\circ.54, -4^\circ.0, \quad (10.8)$$

où la position (l, b) est la position moyenne des champs analysés pondérée par le nombre de géantes rouges dans chaque champ. Sur la figure 10.8 on a représenté la profondeur optique locale par champ. On montre également le nombre de candidats détectés pour chaque champ et le nombre de géantes rouges dans ces mêmes champs.

Sur la figure 10.9 en haut, on peut voir la contribution de chaque candidat microlentille à la profondeur optique locale. Les cercles sont centrés sur la position des candidats, les rayons étant proportionnels à la profondeur optique locale $\tau_i = [\pi/2N_{*,i}]t_{E,i}/\epsilon_i$, où $t_{E,i}$ est la durée de l'événement i , ϵ_i l'efficacité de détection pour la durée i et $N_{*,i}$ est le nombre d'étoiles suivies dans le champ où le candidat a été trouvé. En bas, on montre la

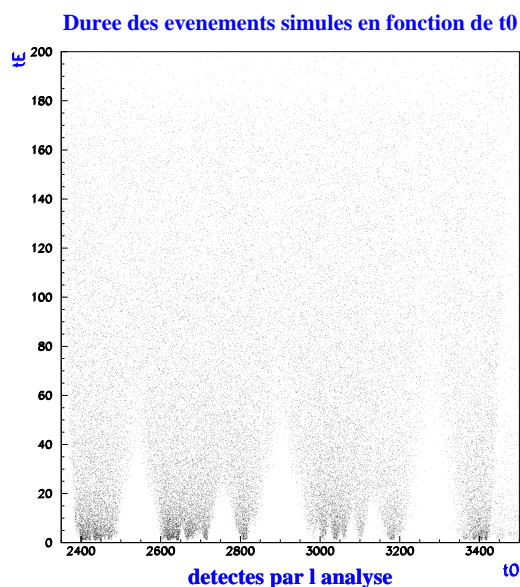


Fig. 10.7: t_E en fonction de la date du maximum d'amplification t_0 pour les événements simulés sélectionnés par l'analyse. On voit que les microlentilles dont le t_0 se trouve dans un trou d'observation ne sont pas susceptibles d'être détectées que si leur durée $t_E > 40$ jours.

<i>Candidat</i>	t_E jours	$\epsilon(t_E)$ en %
#2-cg6071net2436	10.38	23.77
#3-cg6071net7995	9.30 4	22.34
#4-cg6075ket6223	56.20	54.74
#5-cg6075net7538	35.57	42.96
#11-cg6111net5932	30.25	40.29
#12-cg6113ket7367	145.61	62.79
#13-cg6113net7869	13.05	26.95
#16-cg6130let4729	4.69	14.24
#18-cg6140met402	35.84	42.96
#23-cg6145ket3450	20.63	34.02
#28-cg6190let5292	10.04	23.37
#29-cg6197net1969	108.34	63.39
#31-cg6240met5553	18.29	32.02
#32-cg6254let3110	10.83	24.71
#33-cg6257met4796	15.68	29.09
#35-cg6265ket1378	8.46	21.04

Tab. 10.2: Efficacité de détection en fonction de la durée pour chacun des candidats avec $u_0 < 1$ dont l'étoile-source est une géante-rouge.

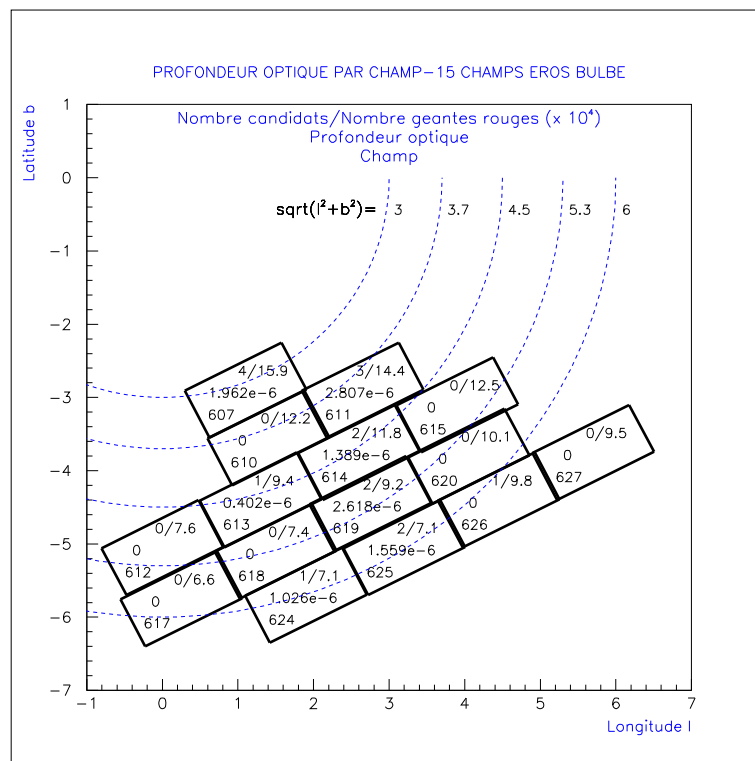


Fig. 10.8: La profondeur optique dans chaque champ analysé. On a indiqué le nombre de candidats détectés dans le champ juxtaposé au nombre de géantes rouges observées dans ce même champ. On indique également pour chaque champ la profondeur optique correspondante et le numéro du champ.

contribution de chaque candidat à la profondeur optique en fonction de leur durées. On voit clairement que les durées plus longues contribuent plus à la profondeur optique.

Le taux d'événements déterminé à partir de l'échantillon considéré ci-dessus est

$$\Gamma = 9.7 \times 10^{-6} \text{étoile}^{-1} \text{an}^{-1} \quad (10.9)$$

10.2.4 Erreur sur la profondeur optique

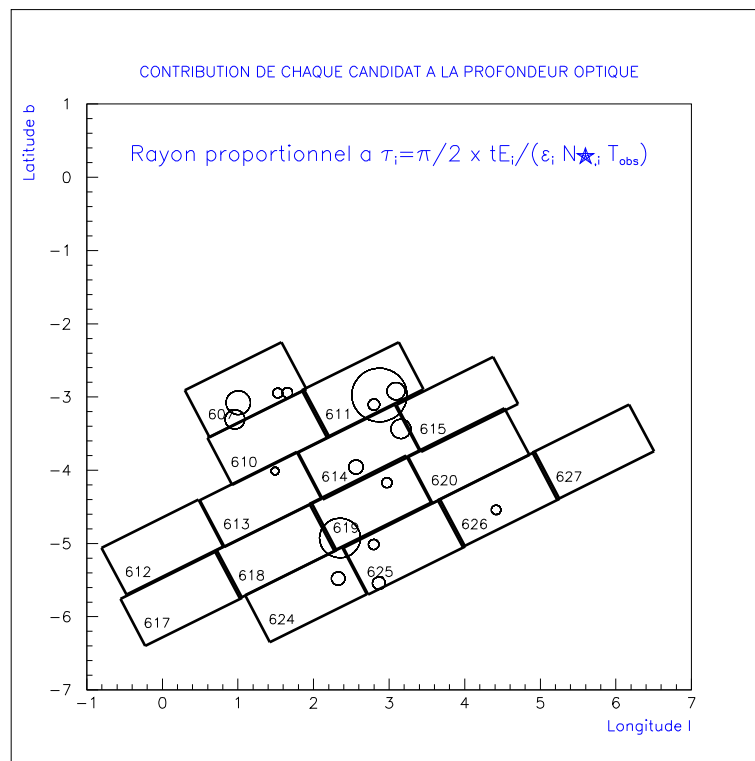
Une fois que nous avons la valeur de la profondeur optique, nous devons lui associer une erreur statistique. Pour ce faire nous avons suivi la procédure décrite ci-après. À partir de la distribution observée des durées des candidats sur des géantes avec $u_0 < 1$, on a engendré un millier d'expériences dans lesquelles on est supposé avoir découvert un certain nombre de microlentilles. Pour chaque expérience, on a fait un tirage aléatoire du nombre n de microlentilles "observées", selon une statistique poissonnienne où la moyenne $\mu = 16$ est égale au nombre de candidats considérés dans le calcul de la profondeur optique. À chacune de ces n microlentilles, on associe aléatoirement une des durées réellement observées. On obtient ainsi pour chaque expérience, un ensemble de n durées pour lesquelles on peut déterminer une profondeur optique. L'erreur inférieure et supérieure de la profondeur optique mesurée sont alors données par les valeurs de la distribution des 1000 profondeurs optiques simulées qui se trouvent à $\pm 1\sigma$ de la moyenne

$$err_{inf} = 2.74 \times 10^{-7} \quad (10.10)$$

$$err_{sup} = 2.85 \times 10^{-7} . \quad (10.11)$$

Ceci est illustré sur la figure 10.10, où le trait plein indique la valeur mesurée de la profondeur optique, le trait en pointillé correspond à la moyenne des profondeurs optiques simulées et les tirets se réfèrent aux erreurs supérieure et inférieure.

Nous pouvons maintenant comparer notre valeur de la profondeur optique $\tau_{bulbe} = 9.4_{-2.9}^{+2.7} \times 10^{-7}$ pour $(l, b) = 2^\circ.54, -4^\circ.0$, aux résultats des groupes MACHO et OGLE. Ceci sera le sujet du chapitre 11 en conclusion du travail qui fait l'objet de cette thèse.



Contribution a la profondeur optique τ

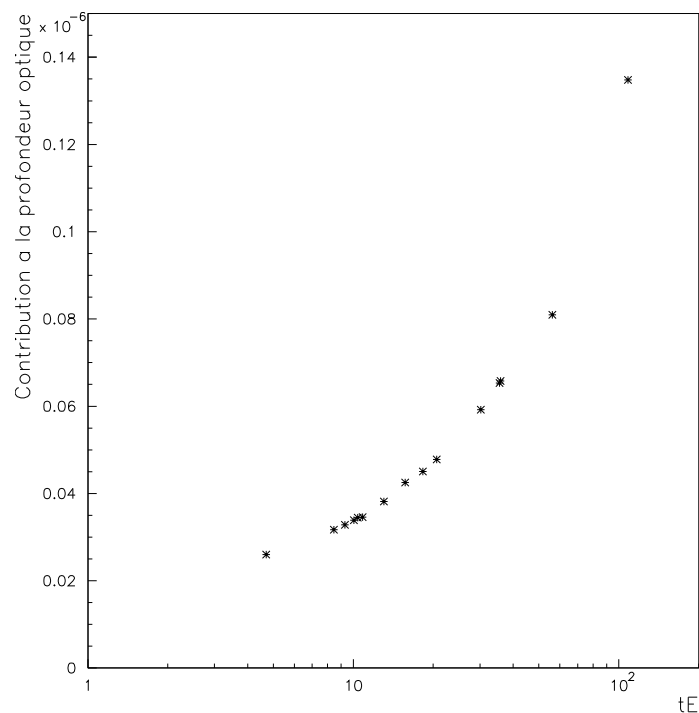


Fig. 10.9: Contribution de chaque candidat microlentille à la profondeur optique locale. En haut, la position de chaque candidat est signalé par le centre du cercle qui reflète la contribution à la profondeur optique locale $\tau_i = [\pi/2 N_{*,i}] t_{E,i} / \epsilon_i$, où $t_{E,i}$ est la durée de l'événement i , ϵ_i l'efficacité de détection pour la durée i et $N_{*,i}$ est le nombre d'étoiles suivies dans le champ où le candidat a été trouvé. En bas, on représente la même chose sous une autre forme. On y voit clairement l'augmentation de la contribution avec la durée t_E .

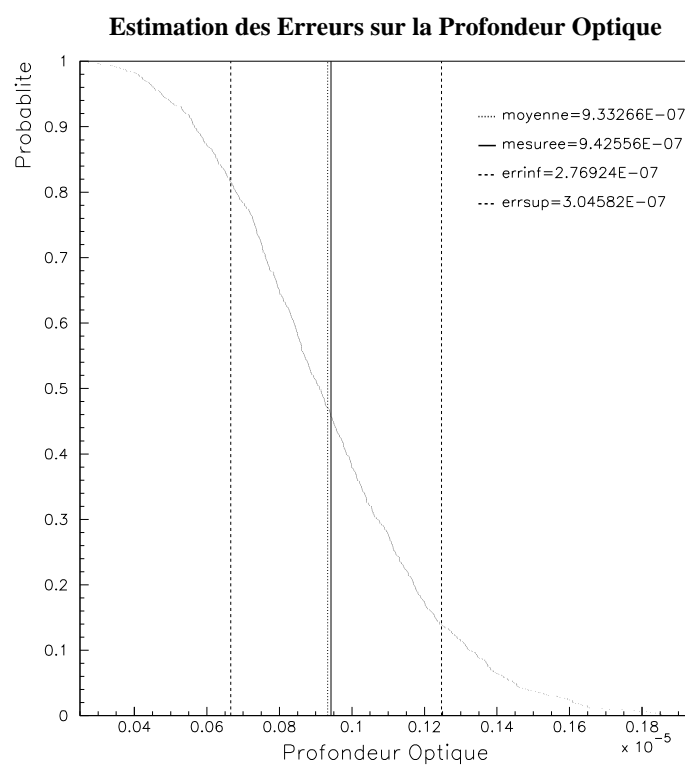


Fig. 10.10: Estimation des erreurs sur la profondeur optique simulée. Les erreurs inférieures et supérieures, indiquées en tirets, se trouvent à $\pm 1\sigma$ de la moyenne (trait en pointillé) des profondeurs optiques simulées. La valeur de la profondeur optique mesurée est signalée par le trait plein.

Chapitre 11

Comparaison avec les résultats de MACHO et OGLE

Sommaire

11.1 Recherche des alertes et candidats de MACHO et OGLE	257
11.1.1 Sélection des alertes et candidats MACHO et OGLE	258
11.1.2 Recherche des alertes et des candidats de MACHO	259
11.1.3 Recherche des alertes et candidats d'OGLE	263
11.1.4 Résultat global de la recherche	265
11.2 Discussion des résultats d'EROS, MACHO et OGLE	299
11.2.1 Profondeurs optiques attendues pour différents modèles galactiques	299
11.2.2 La distribution des durées des événements de microlentille et la fonction de masse qui lui est associée	307
11.2.3 Discussion finale	311

Dans ce chapitre on se consacre à la comparaison entre nos résultats sur la profondeur optique vers le Centre Galactique et les valeurs déterminées par les groupes MACHO et OGLE. Pour cela, on cherche dans un premier temps, les alertes et les candidats issus de l'analyse des groupes MACHO et OGLE dans les données d'EROS II. Ceci permet d'identifier de candidats, qui n'ont éventuellement pas été détectés par notre analyse et par conséquent mettre à l'épreuve la robustesse de celle-ci. Ensuite nous essayons de comprendre, pour chaque cas spécifique, la raison pour laquelle les événements "ratés" n'ont pas été vus par l'analyse. Finalement nous jugerons de la compatibilité des différents résultats des groupes EROS, MACHO et OGLE.

11.1 Recherche des alertes et candidats de MACHO et OGLE

Précédemment (dans la section 2.4.5) lors de l'énumération des résultats des expériences microlentille vers le Centre Galactique, nous avons mentionné les groupes MACHO et OGLE. On rappelle brièvement ici leurs caractéristiques techniques et résultats scientifiques.

Le groupe **MACHO** a observé de 1992 à 1999, 94 champs vers le bulbe, avec deux caméras de $4k \times 4k$ pixels d'une résolution de $0.63''/\text{pixel}$ (soit un champ de $43' \times 43'$), montées sur un télescope dédié de 1.27m, situé à l'observatoire de Mont Stromlo en Australie [Hart et al., 1996]. Les images, prises dans des filtres non-standard appelés rouge (6300-7600 Å) et bleu (4500-6300 Å), ont un seeing moyen de $2.1''$. Une première analyse de 12.5×10^6 étoiles observées pendant 190 jours en 1993 sur 12 deg^2 , a mis en évidence 45 événements [Alcock et al., 1997]. Les 13 candidats correspondant à des étoiles-sources géantes rouges donnent une profondeur optique de $\tau_{bulbe} = 3.9_{-1.2}^{+1.8} \times 10^{-6}$ pour $\langle l \rangle = 2^\circ 55$, $\langle b \rangle = -3^\circ 64$. Par la suite, une analyse de photométrie différentielle sur 17×10^6 étoiles suivies régulièrement sur 8 champs, soit $\sim 4 \text{ deg}^2$, entre mars 1995 et août 1997, a révélé 99 événements. La contribution du bulbe a été estimée à $\tau_{bulbe} = 3.23_{-0.50}^{+0.52} \times 10^{-6}$ pour $l = 2^\circ 68$, $b = -3^\circ 35$ [Alcock et al., 2000b]. Finalement, [Popowski et al., 2000] déduit une profondeur optique $\tau_{bulbe} = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-6}$ pour $l = 3^\circ 9$, $b = -3^\circ 8$, à partir de 52 événements détectés sur 2.1×10^6 étoiles géantes rouges, observées régulièrement durant 5 saisons bulbe (1993-1997) sur 77 champs, l'équivalent de $\sim 38.5 \text{ deg}^2$. On rappelle également que le système de détection en ligne de candidats microlentille, *MACHO Alert System*, a été installé en 1995 [Alcock et al., 1996]; plus de 200 alertes ont été déclenchées durant son activité de 1995 à la fin 1999.

Dans une première phase du programme **OGLE**, qui s'est déroulée de 1992 à 1995, l'acquisition de données a été faite avec un télescope de 1 m, situé à l'observatoire de Las Campanas au Chili. La caméra était composée d'un seul CCD, de $2k \times 2k$ pixels avec un champ total de $15' \times 15'$. Treize champs ont été suivis en 1992, pour la plupart localisés dans la fenêtre de Baade ($l = 1^\circ$, $b = -4^\circ$) et 20 champs en 1993 et 1994. À partir de l'analyse de $\sim 10^6$ étoiles, observées dans les bandes standard *V* et principalement en *I*, 12 événements ont été détectés, la profondeur optique ayant été estimée à $\tau = 3.3 \pm 1.2 \times 10^{-6}$ [Udalski et al., 1994a]. La deuxième phase de OGLE a été mise en oeuvre en 1996, avec un nouveau télescope, le Warsaw de 1.3 m, installé à l'Observatoire de Las Campanas et équipé d'une caméra qui observe en balayage continu dans les bandes standard *BV* et principalement *I*. La caméra est composée d'un CCD STIe de $2k \times 2k$ pixels et une résolution de $0.417''/\text{pixel}$, soit un champ de $14.2' \times 57'$. Le seeing moyen sur l'ensemble des clichés est de $1''29$. Entre 1997 et 1999, 20.5×10^6 étoiles ont été observées régulièrement sur 11 deg^2 . [Udalski et al., 2000] a publié un catalogue de 214 candidats découverts dans cette période. La profondeur optique respective n'a pas été déterminée, faute d'étude de l'efficacité de détection. Néanmoins, OGLE a montré que le nombre d'événements microlentille qu'ils ont détectés est proportionnel à la profondeur optique dans un modèle simple de la Galaxie. On rappelle que OGLE a inauguré en 1994 la détection en temps réel de candidats microlentille avec son système d'alertes en ligne, le EWS (Early Warning System). Ainsi, 2 alertes ont été déclenchées en 1994, 6 alertes en 1995 dans la phase OGLE I et 167 de 1998 à 2000 durant OGLE II. Une troisième phase, OGLE III débutera dans peu de temps, la phase deux s'étant en effet terminée en novembre 2000. Une nouvelle caméra sera installée, constitué d'une mosaïque de 8 CCD SITE de $2k \times 4k$ pixels avec une résolution de $0.26''/\text{pixel}$ et donc une surface angulaire totale de $35' \times 35'$.

11.1.1 Sélection des alertes et candidats MACHO et OGLE

La recherche des événements microlentille, que ce soit des alertes ou des candidats issus de l'analyse, consiste simplement à repérer l'étoile EROS II correspondant à l'étoile-source

de l'événement en question, connaissant ses coordonnées (α, δ) . Une fois l'étoile EROS II identifiée, on vérifie si celle-ci a été sélectionnée en tant que candidat microlentille lors de notre analyse. Si cela n'est pas le cas, on essaie de comprendre pour quelle raison ce candidat n'a pas été trouvé.

Les données qui ont fait l'objet de l'analyse de cette thèse correspondent à 15 deg², situés à une longitude $-1^\circ < l < 6^\circ 25$ et une latitude $-6^\circ 4 < b < -2^\circ 2$. La recherche des événements n'a donc pas été faite sur l'ensemble de 82 champs Centre Galactique, mais seulement sur 15 champs. L'analyse concerne les données observées de juillet 1996 à fin mai 1999. Il s'agit en conséquence de regarder les alertes déclenchées durant cette base de temps par le *MACHO ALERT SYSTEM* et le *EWS* du groupe OGLE, ainsi que par le système d'alerte en ligne d'EROS II installé en 1998. De même, concernant les candidats sélectionnés lors de l'analyse de chaque groupe, nous avons retenu seulement les événements dont l'instant du maximum d'amplification est survenu dans la dite période. Ainsi, on a exclu d'entrée les 45 candidats publiés par [Alcock et al., 1997] et les 12 microlentilles apparues dans [Udalski et al., 1994a], puisqu'elles datent d'avant 1996.

On rappelle que, pour éviter les problèmes liés au *blending*, on a concentré notre analyse sur les étoiles brillantes, notamment les géantes rouges. On ne peut donc chercher que les alertes et candidats MACHO et OGLE II, dont les étoiles-sources sont suffisamment brillantes. On a considéré que les étoiles-sources avec $R < 18.2$ pour MACHO et $I < 18.2$ pour OGLE II seraient susceptibles de figurer dans notre catalogue.

En conclusion, parmi les 211 alertes de MACHO survenues entre 1996 et 1999, on en a retenu 27. Des 89 alertes d'OGLE II déclenchées en 1998 et 1999, 14 ont été incluses dans notre liste de recherche. Concernant les candidats d'analyse, parmi 99 événements de MACHO découverts par photométrie différentielle, 11 pourraient se trouver dans notre catalogue. Finalement, sur le catalogue de 214 événements d'OGLE II, 27 candidats ont été sélectionnés. On a également vérifié si les quatre alertes EROS II déclenchées en 1998 font partie des événements détectés par notre analyse. Pour les résultats de [Popowski et al., 2000], aucune recherche n'a pu être faite, faute de publication de la liste de candidats. Sur la figure 11.1, on a représenté la distribution des champs MACHO et OGLE II par rapport aux champs EROS II, ainsi que la distribution des alertes et candidats dans le plan galactique. On voit également la distribution des alertes et candidats avant et après les coupures sur la base de temps et les magnitudes.

11.1.2 Recherche des alertes et des candidats de MACHO

Dans les tableaux 11.1 et 11.2 on montre la liste des alertes et des candidats d'analyse de MACHO, qui ont été retenus pour la recherche par les coupures sur l'instant du maximum d'amplification et la magnitude ($01/06/1996 < t_0 < 31/05/1999$ et $R < 18.2$). Le nom des alertes et candidats MACHO indique l'année, le type de cible et le numéro de l'événement. À titre d'exemple, l'alerte 96-BLG-12 a été trouvée en 1996 vers le bulbe, étant le douzième déclenchement de l'année. Par la suite, cette alerte a été détectée par l'analyse et figure donc dans la liste des candidats MACHO sous le même nom. Quand la désignation de l'événement inclut un "d", comme 97-BLG-d7, il s'agit alors d'un candidat sélectionné par l'analyse de photométrie différentielle. Les résultats de la recherche sont indiqués dans la dernière colonne. Les cas désignés par *et* suivis du numéro d'étoile correspondent à des étoiles de notre catalogue. Les cas signalés par *candidats* se réfèrent aux alertes et candidats de MACHO sélectionnés par notre analyse.

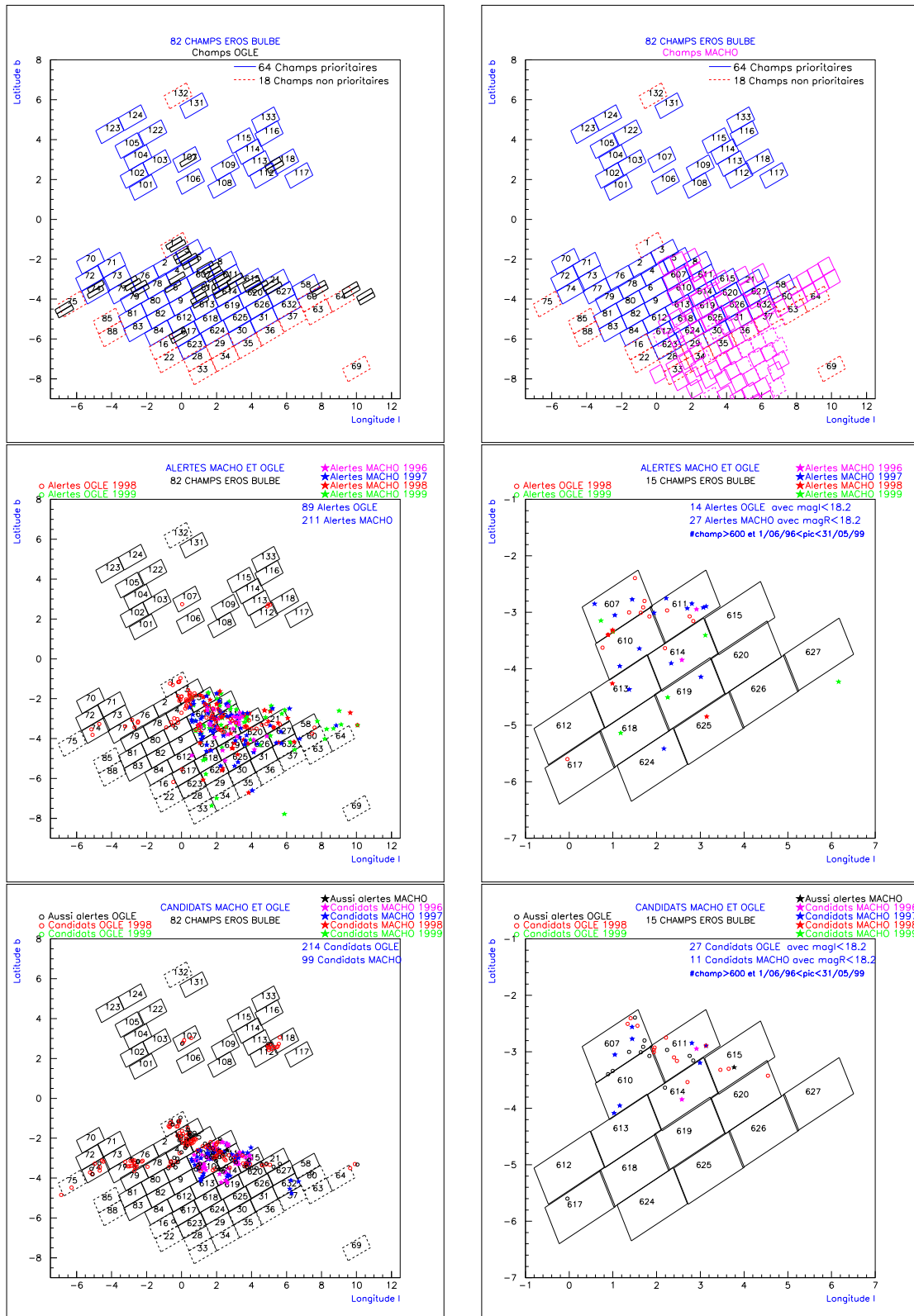


Fig. 11.1: Distribution des alertes MACHO et OGLE II en coordonnées galactiques (l, b). À partir du haut, de gauche vers la droite : On a superposé les champs OGLE II aux champs EROS II du Centre Galactique. De même pour MACHO sur le graphique suivant. Sur la troisième figure on a superposé les alertes MACHO et OGLE II aux champs EROS II. Sur le quatrième graphique seulement les alertes plus brillantes que les seuils de magnitudes $R = 18.2$ et $I = 18.2$, respectivement pour MACHO et OGLE, sont montrées. Les étoiles-sources des alertes en-deçà de ces seuils sont susceptibles d'être dans notre catalogue. Sur les dernières deux figures on montre la distribution de la totalité des candidats d'analyses MACHO et OGLE II et ceux retenues pour la recherche.

Les étoiles-sources classées comme étant *hors champ* peuvent se localiser dans un champ qui n'est pas observé par EROS II ou se situer en bord des CCD. Pour ce dernier cas, les fluctuations du pointage du télescope font que l'image choisie comme référence peut ne pas contenir toute une bande d'étoiles, qui normalement se trouveraient dans le champ étudié si le pointage arrivait à reproduire avec précision les coordonnées du champ. L'étoile-source recherchée peut alors se situer dans un champ adjacent qui n'est pas du type cg6xx. Dans ce cas, le champ n'a pas été analysé et on ne peut donc pas confirmer si l'alerte ou le candidat correspondant à cette étoile-source serait trouvé pas les coupures de notre analyse.

Il arrive que la recherche de l'alerte ou du candidat s'avère totalement infructueuse. En effet, la coupure en R_{eros} pour sélectionner les étoiles brillantes afin de fabriquer le catalogue de référence, dépend de chaque champ et même de chaque quart de CCD. Les étoiles-sources ayant une magnitude à la limite de la coupure R_{eros} peuvent ne pas avoir été retenues pour le catalogue de référence. Ce cas est désigné par *pas dans le catalogue*. Les étoiles se trouvant entre deux CCD du même champ ou de champs adjacents sont également perdues pour le catalogue.

Le *CCD#2* rouge étant mort, les courbes de lumière des étoiles de ce CCD n'ont pas été fabriquées. On ne peut donc pas juger de la validation de ces étoiles en tant qu'événements détectés par notre analyse.

Finalement, bien que les candidats d'analyse de MACHO aient été détectés en utilisant la méthode de photométrie différentielle, qui est plus performante que la technique classique que nous avons employée et qu'en conséquence la probabilité de les retrouver parmi nos événements soit diminuée, on constate que presque tous les candidats susceptibles d'être détectés l'ont finalement été. À l'exception des étoiles cg6140ket3277 et cg6070net4817, coupées par notre analyse et dont nous parlerons plus loin dans la section 11.1.4.

<i>Alertes MACHO</i>	α (<i>J2000</i>)	δ (<i>J2000</i>)	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>Champ EROS CCD quart</i>	<i>Résultat de la recherche</i>
96-BLG-12	18 :03 :53.2	-27 :57 :36	17.7	16.9	cg611 3 k	et7367(<i>candidat</i>)
96-BLG-19	18 :02 :11.4	-29 :19 :21	18.1	17.1	cg610 2 m	CCD#2
96-BLG-20	17 :59 :40.6	-28 :47 :25	18.4	17.5	cg607 1 k	hors champ
96-BLG-31	18 :06 :42.4	-28 :41 :16	18.8	17.9	cg614 5 k	et2521(<i>candidat</i>)
97-BLG-01	17 :59 :53.4	-29 :09 :08	17.4	16.5	cg607 2 m	CCD#2
97-BLG-03	18 :03 :44.2	-29 :26 :17	18.7	17.9	cg610 3 n	pas dans catalogue
97-BLG-05	18 :08 :51.3	-28 :27 :11	18.3	17.4	cg619 0 l	et5292(<i>candidat</i>)
97-BLG-18	18 :03 :15.3	-28 :00 :14	18.6	17.7	cg611 2 n	CCD#2
97-BLG-25	18 :12 :7.30	-29 :47 :54	17.8	17.1	cg624 0 n	et4654 pas assez de points
97-BLG-26	18 :00 :06.94	-29 :38 :06.0	19.3	18.12	cg607 5 k	et6223(<i>candidat</i>)
97-BLG-27	17 :58 :14.8	-29 :56 :13	18.7	18.0	cg607 6 k	hors champ dans cg004 7 m
97-BLG-34	18 :03 :20.8	-28 :08 :14	18.0	17.0	cg611 3 l	hors champ
97-BLG-37	18 :03 :58.7	-29 :58 :49	17.5	16.9	cg610 7 m	et1966(<i>candidat</i>)
97-BLG-38	18 :04 :6.10	-27 :48 :26	18.9	17.9	cg611 3 m	hors champ
97-BLG-49	18 :01 :58.4	-28 :50 :08	18.6	17.9	cg611 6 l	pas dans catalogue
97-BLG-54	18 :06 :7.90	-29 :59 :26	18.9	17.9	cg613 2 n	CCD#2
97-BLG-58	18 :04 :9.70	-27 :44 :35	17.6	16.7	cg611 1 n	et5932(<i>candidat</i>)
97-BLG-65	18 :01 :34.0	-28 :28 :02	17.0	15.7	cg611 4 l	hors champ
97-BLG-67	18 :06 :24.3	-28 :55 :48	18.9	18.0	cg614 4 n	entre deux saison

Suite du tableau page suivante

<i>Alertes MACHO</i>	α (<i>J2000</i>)	δ (<i>J2000</i>)	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>Champ EROS CCD quart</i>	<i>Résultat de la recherche</i>
						d'observation
98-BLG-17 EROS-98-BLG-1	18 :04 :50.6	-30 :16 :34	18.6	17.6	cg613 4 l	et1254(<i>candidat</i>)
98-BLG-24	18 :11 :57.1	-28 :40 :21	18.1	17.3	cg625 2 l	CCD#2
98-BLG-33 1998-BUL-22	18 :01 :9.70	-29 :56 :19	17.9	17.1	cg607 7 m	et4164 coupée par analyse, $\sigma_{interne} = 3.2$
98-BLG-46	18 :01 :2.9	-29 :48 :40	18.6	18.0	cg607 5 n	pas dans catalogue
99-BLG-01	18 :08 :50.0	-30 :31 :56	18.8	18.0	cg618 4 n	pas dans catalogue
99-BLG-03	17 :59 :46.5	-29 :57 :28	18.4	17.6	cg607 6 m	et4870 pic en mars, pas de points en mars
99-BLG-10	18 :06 :8.70	-28 :00 :22	17.7	16.9	cg614 0 m	et3514 pas de fluctuation
99-BLG-12 1999-BUL-07	18 :01 :10.2	-29 :48 :55	18.1	17.1	cg607 5 n	et7538(<i>candidat</i>)
<i>Fin du tableau</i>						

TAB. 11.1: Résultats de la recherche des alertes MACHO dans les données EROS. La colonne no.1 contient le nom de l'alerte MACHO. Pour certains cas, un deuxième nom est écrit, correspondant à l'alerte EROS ou OGLE équivalente. Les colonnes no.2 et no.3 se réfèrent aux coordonnées de la position de l'étoile-source (α, δ). Les colonnes no.4 et no.5 donnent les magnitudes absolues V et R du flux de base de l'étoile-source, déterminées par MACHO. La colonne no.6 décrit le nom du champ EROS II et le numéro du CCD, ainsi que le quart sur lequel se trouve l'étoile-source. La dernière colonne montre les résultats de la recherche.

<i>Candidats MACHO</i>	α (<i>J2000</i>)	δ (<i>J2000</i>)	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>Champ EROS CCD quart</i>	<i>Résultat de la recherche</i>
96-BLG-31	18 :06 :42.39	-28 :41 :15.9	2480.41	17.88	cg614 5 k	et2521(<i>candidat</i>)
96-BLG-12	18 :03 :53.20	-27 :57 :35.7	2506.58	16.88	cg611 3 k	et7367(<i>candidat</i>)
97-BLG-01	17 :59 :53.38	-29 :09 :07.8	2618.92	16.49	cg607 3 k	CCD#2
97-BLG-d5	18 :05 :02.68	-28 :00 :47.7	2635.26	17.44	cg614 0 k	et3277 coupé ($1 + 5 \times resol$) _{Bleu} > A_0
97-BLG-d7	17 :59 :02.71	-29 :03 :02.5	2725.71	16.21	cg607 0 n	et4817 coupé par analyse, $\Delta\chi^2=48$
97-BLG-18	18 :03 :15.26	-28 :00 :13.9	2716.51	17.75	cg611 3 l	CCD#2
97-BLG-d10	18 :04 :13.52	-30 :09 :25.9	2743.76	16.18	cg610 7 n	et2679(<i>candidat</i>)
97-BLG-26	18 :00 :06.94	-29 :38 :06.0	2743.90	18.12	cg607 5 k	et6223(<i>candidat</i>)
97-BLG-37	18 :03 :58.66	-29 :58 :48.8	2718.13	16.94	cg610 7 m	et1966(<i>candidat</i>)
97-BLG-58	18 :04 :09.68	-27 :44 :35.1	2790.94	16.7	cg611 1 n	et5932(<i>candidat</i>)
<i>Fin du tableau</i>						

TAB. 11.2: Résultats de la recherche des candidats MACHO dans les données EROS II. La colonne no.1 contient le nom de l'alerte MACHO. Les colonnes no.2 et no.3 se réfèrent aux coordonnées (α, δ) de la position de l'étoile-source. Les colonnes no.4 et no.5 donnent les magnitudes absolues V et R du flux de base de l'étoile-source, déterminées par MACHO. La colonne no.6 décrit le nom du champ EROS et le numéro du CCD, ainsi que le quart sur lequel se trouve l'étoile-source. La dernière colonne montre les résultats de la recherche.

11.1.3 Recherche des alertes et candidats d'OGLE

La résolution des images d'OGLE II est de 0.4"/pixel, la résolution de nos images étant de 0.6"/pixel. La plupart des étoiles d'OGLE II, sont bien séparées et les étoiles de faible luminosité ne souffrent pas ou peu des effets de *blending* caractéristiques des champs encombrés. Les étoiles-sources des alertes et candidats d'OGLE II, sont moins bien différenciées sur nos images et il est parfois même difficile de trouver une étoile bien distincte, au point d'avoir pour certains cas un véritable pâté. Selon la luminosité des étoiles et l'importance du pic d'amplification de l'événement microlentille, le pic va se noyer totalement dans les flux des étoiles du groupe ou va être retrouvé dans les courbes de lumière des étoiles proches de celle microlentillée. Dans le tableau 11.4 concernant les résultats de la recherche, les étoiles-sources impossibles à individualiser sur nos images et qui ne se trouvent donc pas dans notre catalogue sont classées *blendée*, pour les distinguer des étoiles qui ne font pas partie de notre catalogue parce qu'elles ne passent pas les coupures sur la magnitude. Le nom des alertes OGLE II est similaire à celui de MACHO. Il contient l'année de la découverte, le type de cible et le numéro d'ordre du déclenchement. Ainsi, l'alerte 1999-BUL-03 est la troisième de l'année 1999 vers le bulbe. Elle a aussi été sélectionnée par l'analyse d'OGLE II, mais sous l'appellation BUL_SC6 243857, où BUL_SC6 désigne le champ et 243857 se réfère au numéro de l'étoile dans ce même champ.

Pour plus d'informations sur la classification d'autres résultats de recherche, se référer à la section précédente.

<i>Alertes OGLE</i>	α (<i>J2000</i>)	δ (<i>J2000</i>)	<i>I</i>	<i>Champ EROS CCD quart</i>	<i>Résultat de la recherche</i>
1998-BUL-02	18 :00 :40.20	-29 :19 :35.2	18.042	607 3 n	et819 blendée
1998-BUL-03 98-BLG-09	18 :01 :18.12	-29 :05 :49.9	17.034	610 0 l	et7206 et et7235 blendée
1998-BUL-04 98-BLG-08	18 :02 :29.02	-28 :33 :12.5	17.227	611 6 m	hors champ
1998-BUL-07	18 :05 :02.33	-28 :55 :17.9	17.483	614 4 l	hors champ
1998-BUL-11 98-BLG-13	18 :02 :00.24	-28 :57 :27.8	17.674	610 0 k	pas dans catalogue
1998-BUL-21	17 :58 :33.77	-28 :54 :28.7	15.553	607 0 k	et4912 et et4959 blendée
1998-BUL-22 98-BLG-33	18 :01 :09.74	-29 :56 :18.9	15.972	607 7 m	et4164 coupée par analyse, dispersion interne=3.2
1998-BUL-23	18 :04 :33.63	-28 :07 :32.2	15.350	611 3 n	et7869(<i>candidat</i>)
1998-BUL-36	18 :04 :02.87	-28 :09 :22.4	17.261	611 5 m	entre CCD#5/CCD#3
1998-BUL-41	18 :00 :39.38	-28 :55 :14.6	15.474	607 1 m	et5348 coupée par analyse, $\Delta\chi^2 = 58$
1999-BUL-03	18 :08 :02.64	-31 :49 :05.1	17.864	617 4 l	et324 blendée
1999-BUL-06	18 :01 :02.52	-29 :00 :11.6	15.081	607 1 n	et2436(<i>candidat</i>)
1999-BUL-07 99-BLG-12	18 :01 :10.23	-29 :48 :55.2	15.929	607 5 n	et7538(<i>candidat</i>)
1999-BUL-18	18 :01 :47.98	-30 :09 :37.7	18.335	cg610 6 l	pas dans catalogue

Fin du tableau

TAB. 11.3: Résultats de la recherche des alertes OGLE dans les données EROS II. La 1^{ère} colonne contient le nom de l'alerte OGLE. Dans certains cas, un deuxième nom est écrit, correspondant à l'alerte MACHO. Les 2^{ème} et 3^{ème} colonnes se réfèrent aux coordonnées (α, δ) de l'étoile-source. La 4^{ème} colonne donne la magnitude absolue I du flux de base de l'étoile-source, déterminée par OGLE II. La 5^{ème} colonne indique le champ EROS II et le CCD, ainsi que le quart sur lequel se trouve l'étoile-source.

Candidats OGLE Champ étoile	α (J2000)	δ (J2000)	t_0	I	Champ EROS CCD quart	Résultat de la recherche
BUL_SC6 243857 1999-BUL-03	18 :08 :02.64	-31 :49 :05.1	3360.51	17.909	617 4 l	et324 blendée
BUL_SC18 2397	18 :06 :34.59	-27 :39 :51.4	2735.39	18.051	615 6 m	CCD#6
BUL_SC18 242825	18 :06 :54.84	-27 :29 :21.7	3104.65	17.740	615 5 l	hors champ entre cg615 5l/cg615 4 n
BUL_SC20 300548	17 :59 :15.84	-28 :55 :49.4	3183.58	18.169	607 0 m	et6278 petit pic
BUL_SC21 678389 1998-BUL-02	18 :00 :40.20	-29 :19 :35.2	2961.72	18.158	607 3 n	et819 blendée
BUL_SC21 766993 1998-BUL-41	18 :00 :39.38	-28 :55 :14.6	3233.41	15.519	607 1 m	et5348 coupé par analyse $\Delta\chi^2 = 58$
BUL_SC30 57488 1999-BUL-06	18 :01 :02.52	-29 :00 :11.6	3382.82	15.124	607 1 n	et2436(candidat)
BUL_SC30 236837 1998-BUL-03 98-BLG-09	18 :01 :18.12	-29 :05 :49.9	3001.78	17.093	607 1 n	et7206 ou et7235 blendée
BUL_SC30 492925	18 :01 :40.96	-28 :46 :54.9	3447.53	17.537	611 6 l	CCD#6
BUL_SC30 559419	18 :01 :33.95	-28 :28 :02.3	2818.98	14.224	611 4 l	hors champ du type cg6xx dans cg008 5 n
BUL_SC30 671185	18 :01 :47.58	-28 :49 :04.9	2665.74	16.134	611 6 l	et5980 pas assez de points
BUL_SC31 24931 1998-BUL-11 98-BLG-13	18 :02 :00.24	-28 :57 :27.8	3039.34	17.726	610 0 k	pas dans catalogue
BUL_SC31 48308	18 :01 :58.51	-28 :50 :08.8	2752.25	16.930	611 6 l	pas dans catalogue
BUL_SC31 513194 1998-BUL-04 98-BLG-08	18 :02 :29.02	-28 :33 :12.5	3022.17	17.285	611 6 m	pas dans catalogue
BUL_SC32 333270	18 :03 :21.74	-28 :28 :50.4	3124.35	14.691	611 5 l	hors champ du type cg6xx dans cg008 4 n
BUL_SC32 737024	18 :03 :45.39	-28 :27 :13.0	2936.63	16.448	611 5 l	et6351 et et6361 blendée
BUL_SC33 85552 1998-BUL-07	18 :05 :02.33	-28 :55 :17.9	3025.59	17.534	614 4 l	hors champ entre cg614 4 l/cg610 0 k
BUL_SC33 553617	18 :05 :46.71	-28 :25 :32.1	2755.7	15.818	614 2 n	CCD#2
BUL_SC34 639703	17 :58 :22.81	-28 :59 :55.0	2722.33	17.831	607 0 2	pas dans catalogue
BUL_SC34 651798 1998-BUL-21	17 :58 :33.77	-28 :54 :28.7	3100.91	15.590	607 0 k	et4912 et et4959 blendée
BUL_SC34 840343	17 :58 :37.12	-29 :06 :29.9	2907.29	13.648	607 0 l	et7788(candidat)
BUL_SC35 54409 1998-BUL-36	18 :04 :02.87	-28 :09 :22.4	3192.41	17.312	611 5 3	pas dans catalogue entre CCD#5/CCD#3
BUL_SC35 144974 97-BLG-58	18 :04 :09.65	-27 :44 :34.9	2793.35	15.730	611 1 n	et5932(candidat)
BUL_SC35 451130 1998-BUL-23	18 :04 :33.63	-28 :07 :32.2	3105.94	15.390	611 3 n	et7869(candidat)
BUL_SC38 95103	18 :01 :09.74	-29 :56 :18.9	3098.96	16.019	607 7 m	et4164

Suite du tableau page suivante

<i>Candidats OGLE Champ étoile</i>	α (<i>J2000</i>)	δ (<i>J2000</i>)	t_0	I	<i>Champ EROS CCD quart</i>	<i>Résultat de la recherche</i>
1998-BUL-22 98-BLG-33						coupé par analyse $\sigma_{int}=3.2$
BUL_SC38 120518 1999-BUL-07 99-BLG-12	18 :01 :10.23	-29 :48 :55.2	3424.75	15.973	607 5 n	<i>et7538(candidat)</i>
BUL_SC42 402431	18 :09 :20.54	-26 :45 :47.9	3167.1	17.597	620 0 m	pas dans catalogue
<i>Fin du tableau</i>						

TAB. 11.4: Résultats de la recherche des candidats OGLE II dans les données EROS II. La colonne no.1 contient le nom du candidat OGLE. Dans certains cas, un deuxième nom est écrit, correspondant à l'alerte MACHO équivalente. Les colonnes no.2 et no.3 se réfèrent aux coordonnées (α, δ) de la position de l'étoile-source. Les colonnes no.4 et no.5 donnent la date du maximum d'amplification et la magnitude absolue I du flux de base de l'étoile-source, déterminée par OGLE II. La colonne no.6 décrit le nom du champ EROS II et le numéro du CCD, ainsi que le quart sur lequel se trouve l'étoile-source. La dernière colonne contient les résultats de la recherche.

11.1.4 Résultat global de la recherche

Dans le tableau 11.5 on a regroupé le résultat de la recherche pour les alertes et les candidats MACHO et OGLE II, dont les étoiles-sources se trouvent dans nos champs. Les cas classés “*pas dans catalogue*” ou “*hors champ*” ne sont donc pas considérés. Comme dans les tableaux précédents, les étoiles-sources EROS II sont désignées par le nom du champ, le CCD, le quart et le numéro de l'étoile, dont un exemple est l'étoile *cg6075net7538*. Le nom de l'alerte ou du candidat MACHO/OGLE II équivalent est donné s'il existe. Pour l'exemple en question, notre étoile correspond à l'alerte MACHO 99-BLG-12a1 et à l'alerte OGLE II 1999-BUL-07, mais aussi au candidat BUL_SC38 120518 détecté par l'analyse d'OGLE II. On a ajouté le suffixe *al* à l'alerte MACHO pour la distinguer d'un éventuel candidat MACHO qui porterait le même nom et auquel on ajoute dorénavant le distinctif *cand*, pour éviter toute ambiguïté. On fait remarquer que nous avons inclus dans le tableau l'alerte EROS-98-blg-2 correspondant à un de nos candidats.

La classification des résultats de la recherche est faite comme précédemment. Quand les événements MACHO, OGLE II ou alertes EROS II ont été trouvés par notre analyse on les classe *candidat*. Si en revanche ils ont été coupés, on les marque *coupé*. S'il s'agit de cas de *blending* dont l'étoile-source n'est pas dans notre catalogue, parce qu'elle est cachée par une ou plusieurs étoiles plus lumineuses, mais le pic d'amplification peut éventuellement être trouvé dans les courbes de lumière des étoiles qui se superposent ou qui lui sont adjacentes, on les note comme étant *blendé*.

Champ EROS CCD quart étoile	$t_0 \pm \delta t_0$	$t_E \pm \delta t_E$	A_0	Résultat de la recherche
cg607 0 l <i>et7788</i> avec parallaxe BUL_SC34 840343	2906.970±0.714 2906.17±0.701 2907.292±0.414	73.761±1.357 78.123±1.115 72.02±0.81	4.191 $u_0 = 0.069$ 4.39±0.91	<i>candidat</i>
<i>Suite du tableau page suivante</i>				

Champ EROS CCD quart étoile	$t_0 \pm \delta t_0$	$t_E \pm \delta t_E$	A_0	Résultat de la recherche
cg607 1 n <i>et</i> 2436 BUL_SC30 57488 1999-BUL-06	3383.000±0.328 3382.82±0.443 3382.793	10.383±0.349 14.31±0.62 14.362	1.607 1.65±0.05 1.649	<i>candidate</i>
cg607 5 k <i>et</i> 6223 97-BLG-26cand 97-BLG-26al	2743.930±0.075 2743.9±0.02 5/07	62.893±0.315 63.85±1.9 61±0.5	7.880 8.38 ~8.0	<i>candidate</i>
cg607 5 n <i>et</i> 7538 BUL_SC38 120518 1999-BUL-07 99-BLG-12al	3423.020±0.184 3424.752±0.15 3424.749 -	35.567±0.353 34.36±0.28 34.350 37±1	2.171 2.09±0.01 2.086 -	<i>candidate</i>
cg610 7 m <i>et</i> 1966 97-BLG-37cand 97-BLG-37al	2720.320±0.288 2718.13±0.08 -	13.574±0.298 51.95±9.7 12±1	2.021 13.88 -	<i>candidate</i>
cg610 7 n <i>et</i> 2679 97-BLG-d10cand	2744.23±0.617 2743.76±0.24	40.728±0.839 43.6±7.8	1.277 1.45	<i>candidate</i>
cg611 1 n <i>et</i> 5932 BUL_SC35 144974 97-BLG-58cand 97-BLG-58al	2790.940±0.193 2793.353±0.266 2790.94±7.40 23/10	30.253±0.382 27.14±0.40 52.2±5.5 26.5±2	1.980 1.87±0.01 1.64 ~1.7	<i>candidate</i>
cg611 3 k <i>et</i> 7367 avec parallaxe 96-BLG-12cand 96-BLG-12al	2491.630±0.373 2472.500±0.936 2506.58±0.32 -	109.494±0.754 145.61±2.723 148.95±11.0 -	5.931 $u_0 = 0.114$ 70.65 -	<i>candidate</i>
cg611 3 n <i>et</i> 7869 BUL_SC35 451130 1998-BUL-23 EROS-98-blg-4	3105.740±0.200 3105.939±1.445 3106.01 8/07	13.045±0.353 16.05±1.82 16.297 21±8	1.601 1.74±0.05 1.741 1.75	<i>candidate</i>
cg613 4 l <i>et</i> 1254 98-BLG-17al EROS-98-BLG-1	3040.200±0.516 28/04 5/05	11.365±0.705 10.5±2 10±4	1.327 ~1.3 1.35	<i>candidate</i>
cg614 5 k <i>et</i> 2521 96-BLG-31cand 96-BLG-31al	2480.460±0.061 2480.41±0.05 16/10	28.252±0.312 27.1±1.8 ~25.5	6.724 6.09 ~6.1	<i>candidate</i>
cg614 5k <i>et</i> 3450 EROS-98-blg-2	3071.07±0.387 21/05	20.627±0.39 15±2	2.579 2	<i>candidate</i>
cg619 0 l <i>et</i> 5292 97-BLG-05al	2631.010±0.063 15/03	10.043±0.118 20±1	2.625 ~2.6	<i>candidate</i>
cg607 0 k <i>et</i> 4912 et <i>et</i> 4959 BUL_SC34 651798 1998-BUL-21	3100.91 ±0.632 3100.949	25.57±1.29 25.647	2.44±0.06 2.459	blendée (pas dans catalogue)
cg607 1 n <i>et</i> 7206 et <i>et</i> 7235 BUL_SC30 236837 1998-BUL-03 98-BLG-09al	3001.776 ±4.728 3009.685 04/04	58.96±5.23 45.860 17±0.5	1.70±0.03 1.703 ~9.8	blendée (pas dans catalogue)
cg607 3 n <i>et</i> 819 BUL_SC21 678389 1998-BUL-02	2961.719±6.970 2998.874	109.02±6.69 58.644	>2.9 2.698	blendée (pas dans catalogue)
cg611 5 l <i>et</i> 6351 et <i>et</i> 6361 BUL_SC32 737024	2936.627±6.633	60.77±4.24	1.59±0.24	blendée (pas dans catalogue)
cg617 4 l <i>et</i> 324 BUL_SC6 243857 1999-BUL-03	- 3360.514±0.093 3360.513	- 85.09±0.81 85.020	- 12.72±0.14 12.696	blendée (pas dans catalogue)

Suite du tableau page suivante

Champ EROS CCD quart étoile	$t_0 \pm \delta t_0$	$t_E \pm \delta t_E$	A_0	Résultat de la recherche
cg607 0 m <i>et6278</i> BUL_SC20 300548	3176.480±6.360 3183.576±2.317	18.865±5.172 47.84±4.75	1.072 2.28±0.10	petit pic
cg607 0 n <i>et4817</i> 97-BLG-d7cand	2727.47±0.68 2725.71±0.14	7.438±0.902 11.05±1.75	1.201 1.45	coupé $\Delta\chi^2 = 48$
cg607 1 m <i>et5348</i> BUL_SC21 766993 1998-BUL-41	3225.76±13.785 3233.41±5.469 3229.242	36.823±6.947 32.37±3.93 28.588	1.249 1.39±0.04 1.470	coupé $\Delta\chi^2 = 58$
cg607 6 m <i>et4870</i> 99-BLG-03al	- -	- 17±1	- -	pic en mars, pas de points en mars
cg607 7 m <i>et4164</i> BUL_SC38 95103 1998-BUL-22 98-BUL-33al EROS-98-blg-3	3097.810±0.034 3098.965±0.028 3098.962 25/06 29/06	6.741±0.131 6.97±0.10 6.941 7±0.5 7±2	5.684 6.48±0.17 6.468 6.2 5	coupé $\sigma_{int} = 3.2$
cg611 6 l <i>et5980</i> BUL_SC30 671185	- 2665.74±1.244	- 23.38±1.28	- 1.31±0.01	pas assez de points
cg614 0 k <i>et3277</i> 97-BLG-d5cand	2640.1±0.897 2635.26 ±0.89	21.701±1.252 55.65 ±21.8	1.431 3.09	coupé (1 + 5 × <i>resol</i>) _{Bleu} > A ₀
cg614 0 m <i>et3514</i> 99-BLG-10al	- 26/03	- 3.5±0.5	- 2.7	pas de fluctuation
cg624 0 n <i>et4654</i> 97-BLG-25al	- 25/05	- 20.5±0.5	- 2.6	pas assez de points
<i>Fin du tableau</i>				

TAB. 11.5: Résultat global de la recherche des candidats et alertes MACHO et OGLE II dans les données EROS II. La première colonne montre le nom de l'étoile EROS II, désignée par le champ, le CCD, le quart et le numéro de l'étoile dans ce même champ. Sont également représentés les noms des alertes et candidats MACHO et OGLE II correspondants ou encore celui de l'alerte EROS II équivalente. La deuxième, troisième et quatrième colonne font référence au temps du maximum d'amplification t_0 , à la durée de l'événement t_E et à la valeur de l'amplification maximale A_0 . La dernière colonne concerne le résultat de la recherche (voir texte pour explication sur la classification).

Avant d'établir le bilan final de la recherche, il faut comprendre pourquoi les événements classés *coupé* ou *blendé*, n'ont pas été vus par notre analyse. Les figures 11.3 à 11.14 concernent les alertes et candidats MACHO et/ou OGLE II qui ont été détectés par nos critères de sélection, au total 12 événements. On peut y trouver les courbes de lumière originales de MACHO et/ou OGLE II, ainsi que nos courbes de lumière et les cartes de champ. À ces 13 événements on ajoute l'alerte EROS-98-blg-2 qui correspond à un de nos candidats, mais pour laquelle nous ne montrons pas la courbe de lumière. La courbe de lumière et la carte de champ de notre candidat peuvent toutefois être vues sur la figure 9.23. Pour regarder si nous avons véritablement raté les événements ou s'il y avait une bonne raison qu'ils ne soient pas détectés, on passe aux cas à *problèmes* dont les résultats de la recherche sont classés *blendé* ou *coupé*. Pour cela, il faut se reporter à la figure 11.15, page 285.

- **cg6070ket4912 et et4959 - blendé**

Bien que l'étoile-source du candidat BUL_SC34 651798 et de l'alerte 1998-BUL-21 soit relativement bien résolue sur les images d'OGLE II, elle ne l'est pas sur les nôtres, étant

fondue dans un groupe d'étoiles. La figure 11.15 montre les cartes de champ d'OGLE et d'EROS. Sur cette dernière on a signalé par deux croix les étoiles reconstruites les plus proches de la position de l'étoile-source d'OGLE. Il s'agit des étoiles cg6070ket4959 et cg6070ket4912. La courbe de lumière de l'étoile cg6070ket4959 montre un pic autour de 3080 jours dans les deux couleurs, rouge et bleue. Cependant, pour l'étoile cg6070ket4912, le pic n'est visible que dans la couleur bleue (cg6070ket4912.c2). Pour avoir la correspondance entre le temps de nos courbes de lumière et celle d'OGLE, il faut ajouter ~ 2108 jours à celle-ci. On fait remarquer que l'étoile OGLE microlentillée n'est pas dans notre catalogue, mais que ses variations affectent ses deux étoiles voisines. Dans certains cas favorables, la microlentille pourrait être détectée par effet de *blending* sur les étoiles voisines. Le recouvrement des pics dans les deux couleurs n'étant néanmoins pas suffisant pour effectuer un ajustement microlentille bicouleur et surtout l'amplification du pic étant petite, il est naturel que les courbes de lumière de ces deux étoiles n'aient pas été sélectionnées par notre analyse.

- **cg6071net7206 et et7235 - blendé**

Sur la figure 11.16 l'étoile-source du candidat BUL_SC30 236837 et de l'alerte 1998-BUL-03 est bien individualisée sur la carte de champ d'OGLE II. Ceci n'est pas le cas sur les images de MACHO, ainsi que sur nos images où nous avons marqué deux croix sur les étoiles les plus proches de la position de l'étoile-source d'OGLE. Celle-ci ne fait donc pas partie de notre catalogue, mais l'effet de microlentille peut éventuellement être trouvé dans les courbes de lumière des étoiles cg6071net7206 et cg6071net7235. Cependant, on ne voit aucun pic autour du jour $t = 3008$ (il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE pour obtenir la date EROS). L'étoile-source d'OGLE de magnitude $I = 17.09$ est d'évidence plus faible que les trois étoiles adjacentes. À cela s'ajoute le fait que l'amplification du pic n'est pas suffisante pour révéler l'événement microlentille.

- **cg6073net819 - blendé**

L'étoile-source d'OGLE II de faible luminosité $I = 18.16$, est blendée par une autre étoile plus lumineuse, comme on peut le voir sur notre carte de champ. Comme pour les cas précédents, elle n'est pas dans notre catalogue, mais ses variations pourraient être retrouvées sur l'étoile qui la cache, si les conditions sont favorables (forte amplification). Si on examine les courbes de lumière sur la figure 11.17 (pour avoir la date d'EROS, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE), le pic devrait se trouver autour du jour $t = 2962$ dans nos courbes de lumière. Cela n'est pas le cas, car nous n'avons pas d'observations près de cette date, il est donc normal que l'événement OGLE II n'ait pas été vu par notre analyse, bien que l'amplification soit élevée ($A_0 > 2.9$).

- **cg6115let6351 et et6361 - "blendé"**

Bien que cet événement ne corresponde pas vraiment à un cas de *blending*, nous l'avons classé en tant que tel. En réalité, il s'agit d'une situation plus compliquée, qui nécessite une explication approfondie. En effet, en examinant la figure 11.18, on constate que l'étoile-source d'OGLE II est bien visible sur notre image où nous l'avons signalée par une croix. Or elle n'est pas trouvée par le détecteur d'étoiles CORRFIND, lors de la création du catalogue de référence. Les étoiles entourées par deux cercles sont celles reconstruites le plus proche de la position de l'étoile en question. Dans la section 6.1.1, on a décrit le logiciel de détection d'étoiles CORRFIND basé sur une méthode de corrélation. Les différents paramètres de CORRFIND doivent être optimisés pour chaque type de champ, vide ou encombré. On rappelle que la validation des étoiles dépend essentiellement, pour ce qui nous intéresse ici, de quatre paramètres que l'on a ajustés (section 6.2.2). A savoir :

- *seuil* : seuil de détection d'un maximum de corrélation de l'ordre de 0.1 pour de champs encombrés du type Centre Galactique.
- *seuil2, r_{int2}, r_{ext2}* : un maximum local est validé si la somme des pixels dans un anneau compris entre r_{int2} et r_{ext2} vaut au moins *seuil2*. Pour un champ encombré *seuil2* est de l'ordre de -0.1, r_{int2} de l'ordre du σ et $r_{ext2} = \sigma + 1$. On a choisi les valeurs suivantes $seuil2 = -0.2$, $r_{int2} = 1.4$ et $r_{ext2} = 2.4$, car le σ typique de nos images est de l'ordre de 1.4-1.5.

Pour certaines petites étoiles, la validation d'un maximum de corrélation avec $r_{int2}, r_{ext2} = 1.4, 2.4$ se fait dans un anneau qui est légèrement trop loin du centre de l'étoile. La somme trop négative ne passe alors pas le critère de *seuil2* et le maximum n'est pas validé, l'étoile n'étant pas retenue.

Cependant, en modifiant légèrement ces paramètres avec $r_{int2}, r_{ext2} = 1.2, 2.2$, l'étoile qui nous intéresse est trouvée par CORRFIND. Sur la figure 11.18, on montre l'image de corrélation. Il nous reste donc à évaluer si le nombre de nouvelles étoiles retrouvées avec les nouveaux paramètres, est significatif et mérite inquiétude. Pour cela, nous avons comparé les positions des étoiles détectées avec notre jeu de paramètres habituel et celles des étoiles détectées avec le deuxième jeu. De nouvelles étoiles en petit nombre ont en effet été identifiées, concernant essentiellement des étoiles de faible luminosité qui dans tous les cas seraient éliminées par notre coupure en flux, lors de la sélection d'étoiles brillantes pour le catalogue de référence. Sur la figure 11.2, le premier graphique montre la position des nouvelles étoiles détectées sur le quart l du CCD#5 du champ cg611, avec $r_{int2} = 1.2$ et $r_{ext2} = 2.2$. Les étoiles avec un flux positif sont signalées par les points rouges et celles ayant un flux négatif par les points bleus (qui correspondent à du bruit ou des étoiles mal mesurées). Sur le graphique suivant on peut voir la position et le nombre de nouvelles étoiles avec un flux positif. On montre la même chose pour les flux négatifs et l'on constate que la moitié de ces étoiles se situent en bord du CCD où en général elles sont mal mesurées. Finalement, sur le dernier graphique on peut voir que l'on a surtout gagné des étoiles de faible luminosité. Le bilan est donc le suivant : on a trouvé 283 nouvelles bonnes étoiles, que l'on peut comparer à 29510 étoiles détectées par notre jeu de paramètres habituel ($r_{int2} = 1.4$ et $r_{ext2} = 2.4$). Ceci constitue un gain de 0.95%, ce qui est négligeable. On peut considérer que nous avons manqué de chance pour l'événement BUL_SC32 737024.

On rappelle que dans la section 6.2.2, on a vérifié que les étoiles du catalogue d'OGLE II concernant la fenêtre de Baade faisaient également partie de notre catalogue.

- **cg6174let324 - blendé**

Sur la figure 11.19, on voit sur notre carte de champ que l'étoile-source d'OGLE II est cachée par une étoile plus lumineuse. L'étoile-source d'OGLE n'étant pas dans notre catalogue, l'effet de microlentille qu'elle subirait pourrait néanmoins être décelé sur l'étoile EROS la plus proche, cg6174let324 dont la courbe de lumière rouge (cg6174let324.c1) montre un léger pic autour de $t = 3360$ jours. Cependant, ce pic est difficilement détectable, malgré la forte amplification de l'événement microlentille.

- **cg6070met6278 - coupé**

On constate sur la figure 11.20, que le recouvrement des bosses rouge et bleue était suffisant pour effectuer un ajustement microlentille. Cependant, l'étoile-source d'OGLE II étant blendée sur nos images, le pic observé dans nos courbes de lumière est de faible amplification. L'analyse a en effet éliminé cet événement, car le paramètre de l'ajustement microlentille $\Delta\chi^2 = 17$ n'obéit pas aux critères de sélection $\Delta\chi^2 > 100$ pour $t_0 > 3100$ jours.

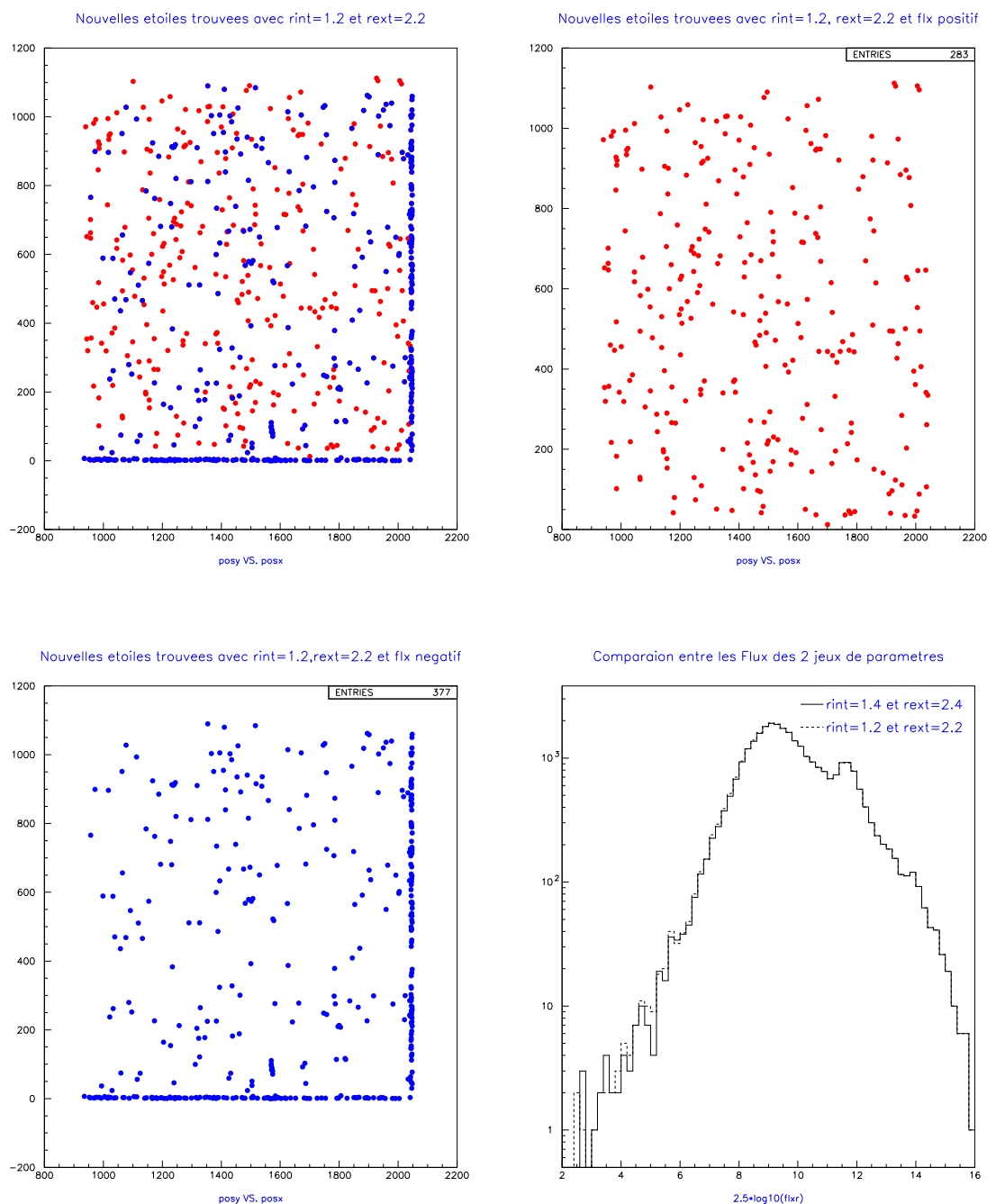


Fig. 11.2: Comparaison du nombre d'étoiles en utilisant un nouveau jeu de paramètres de CORRFIND $r_{int2} = 1.2$ et $r_{ext2} = 2.2$. Sur le premier graphique du haut à gauche, on montre les positions des étoiles qui ont été détectées avec ce nouveau jeu de paramètres et pas avec l'ancien. Les étoiles avec les flux positifs sont signalées par les points rouges et les étoiles avec un flux négatif par des points bleus. Sur le graphique du haut à droite, on a représenté les positions des étoiles avec un flux positif et sur le graphique en bas à gauche, les positions des étoiles avec un flux négatif. On remarque que dans ce dernier cas, il s'agit d'étoiles trouvées en bord de CCD où elles sont mal mesurées. Dans le dernier graphique en bas à droite, on a comparé le flux des étoiles détectées avec les deux jeux de paramètres. On constate que l'on a gagné surtout des étoiles de faible flux. Le gain est peu significatif, inférieur à 1%

- **cg6070net4817 - coupé**

Le candidat 97-BLG-d7 trouvé par MACHO lors de l'analyse par photométrie différentielle, présente un pic mal échantillonné dans nos courbes de lumière, cf. fig. 11.21. Le recouvrement des bosses rouge et bleue $recouv = 9\%$ est alors à la limite de notre coupure d'analyse $recouv > 10\%$. Si l'on avait néanmoins baissé cette coupure de façon à récupérer l'événement, il aurait tout de même été éliminé par la coupure sur le paramètre de l'ajustement microlentille ($\Delta\chi^2 > 70$ pour $t_0 < 3100$ jours).

- **cg6071met5348 - coupé**

Initialement l'événement a été détecté par le système d'alerte d'OGLE II. Par la suite, l'analyse d'OGLE l'a de nouveau sélectionné. Sur les courbes de lumière de la figure 11.22, on voit que pour nos données, ainsi que pour celles d'OGLE, on n'a que la montée de l'événement. Les critères de sélection de notre analyse ne l'ont pas retenu, car le paramètre de l'ajustement microlentille $\Delta\chi^2 = 57.9$ est inférieur à notre coupure $\Delta\chi^2 > 100$ pour $t_0 > 3100$.

- **cg6076met4870 - coupé**

L'alerte MACHO 99-BLG-03 a été déclenchée en mars 1999 avec une durée $t_E = 7$ jours. L'étoile-source se trouve sur le CCD#6 qui présente de problèmes électroniques de façon discontinue. Les courbes de lumière des étoiles sur ce CCD, sont pour cela moins bien échantillonnées que sur les CCD restants (à l'exception du CCD#2 rouge qui est "mort" en début d'expérience et a été remis en fonctionnement trois ans et demi plus tard). L'échantillonnage est particulièrement mauvais en début de la quatrième saison d'observation du Centre Galactique en février/mars autour du jour $t = 3400$. Aucun pic n'est donc visible sur nos courbes de lumière, cf. fig. 11.23.

- **cg6077met4164 - coupé**

Les courbes de lumière de la figure 11.24, montrent que l'amplification de cet événement de l'ordre de $A_0 = 5.6 - 6.6$ est très importante. Malgré le faible échantillonnage dans le pic dû à sa courte durée, le paramètre de l'ajustement microlentille $\Delta\chi^2 = 390$ est significatif et passe largement les coupures $\Delta\chi^2 > 70$ pour $t_0 < 3100$ jours. La courbe de lumière présente néanmoins en dehors du pic, une dispersion intrinsèque ($\sigma_{int} = 3.2$) non négligeable, surtout visible dans la couleur rouge (cg6077met4164.c1). Ce candidat est donc éliminé par l'exigence d'homogénéité de la courbe de lumière, $\sigma_{int} < 2.5$.

- **cg6116let5980 - coupé**

Il s'agit encore une fois d'un événement situé sur le CCD#6, qui est mal échantillonné dû aux multiples problèmes techniques. Aucun point ne se trouve dans la période du pic, autour de $t = 2665$ jours, cf. fig 11.25.

- **cg6140ket3277-coupé**

Ce candidat dont la courbe de lumière est montrée sur la figure 11.26, ne passe pas la coupure sur l'amplification. On exige en effet que l'amplification $A_{02} = 1.43$, issue de l'ajustement bicouleur d'une courbe de microlentille, soit supérieure à 5 fois la résolution photométrique (en dehors du pic). Ceci est respecté par la courbe de lumière rouge avec $1 + 5 \times resol = 1.30$, mais ne l'est pas par la couleur bleue où $1 + 5 \times resol = 1.46$.

- **cg6140met3514-coupé**

L'alerte MACHO 99-BLG-10 présente un pic, à peine identifiable, autour de $t = 3370$ jours avec une très courte durée $t_E = 3.5$ jours. Sur la figure 11.27, nos courbes de lumière n'ont pas de fluctuation importante à cette date. Cet événement n'a pas été retrouvé par MACHO lors de l'analyse par photométrie différentielle.

- **cg6240net4654 - coupé**

Il s'agit de l'alerte MACHO 97-BLG-25 avec une durée $t_E = 20$ jours et un pic autour de $t = 2700$ jours. On peut en effet voir une bosse dans notre courbe de lumière rouge, cf. fig. 11.28. Le faible recouvrement des bosses rouge et bleue et le mauvais échantillonnage des données rendent néanmoins la détection de cet événement très difficile.

Nous pouvons enfin faire le bilan final de la recherche. Parmi les 27 événements du tableau 11.5, 5 candidats n'ont pas pu être vus en raison du faible nombre de points dans le pic ou simplement de l'absence de fluctuation. Tous les 5 candidats blendés ne sont également pas détectables, soit à cause de la faible amplitude du pic, soit de l'absence de celui-ci. On rappelle que les étoiles-sources de ces candidats ne se trouvent pas dans notre catalogue, mais que leur pic d'amplification aurait pu être retrouvé dans les courbes de lumière des étoiles qui les cachent, dans certains cas favorables comme une forte amplification. Il nous reste donc 17 événements qu'on devrait être capable de sélectionner. Les coupures de notre analyse en ont éliminé 4, ce qui fait un total de 13 événements trouvés sur les 17 possibles. Ce résultat est très satisfaisant et nous rassure sur l'efficacité de détection de l'analyse. On fait remarquer qu'aucun candidat n'a été raté pour des raisons non justifiées.

On peut maintenant confronter le résultat sur la profondeur optique vers le Centre Galactique avec les estimations des groupes MACHO et OGLE. Ceci sera le sujet des sections suivantes.

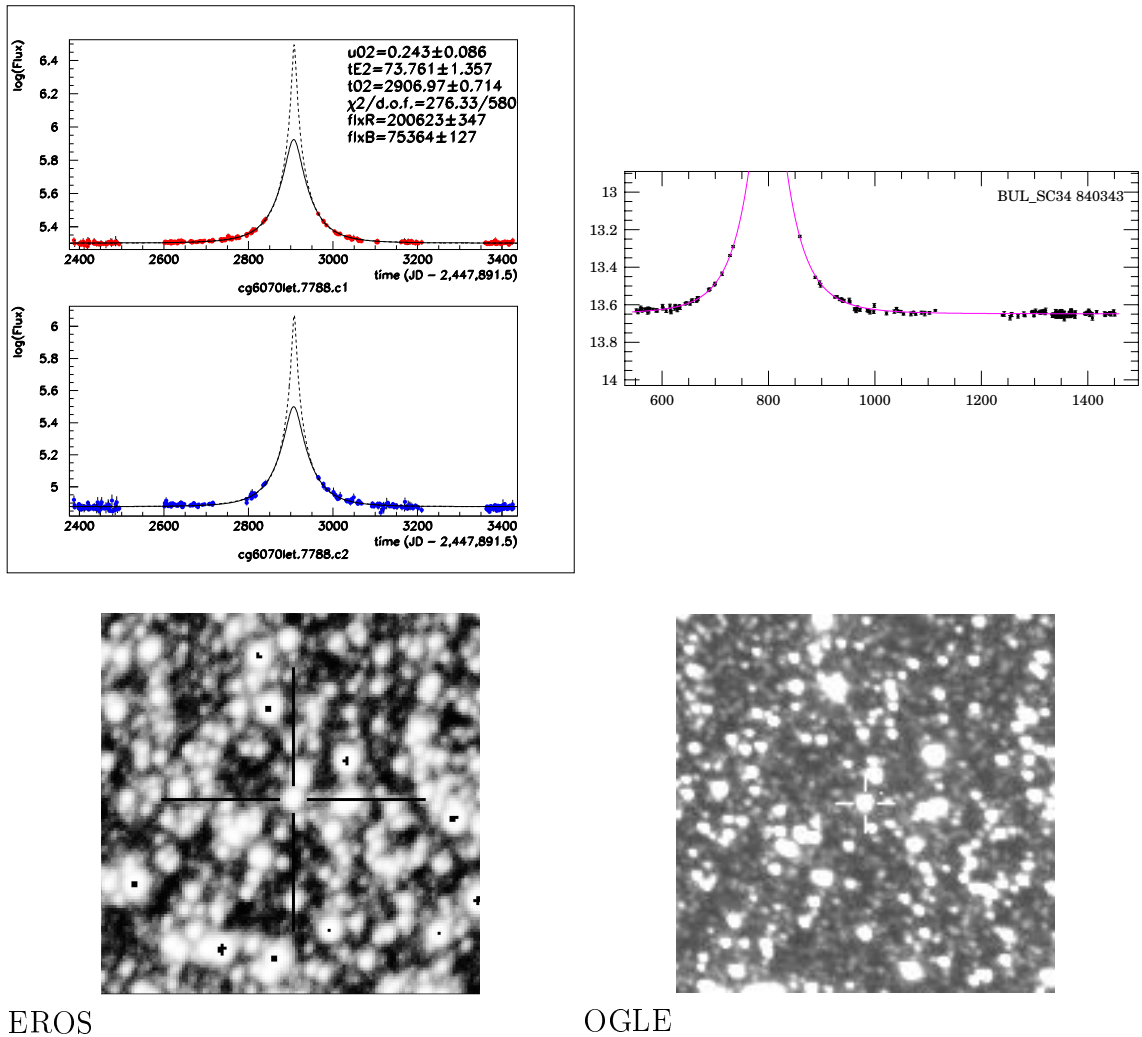


Fig. 11.3: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070let7788 et BUL_SC34 840343. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle d'OGLE II, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II. La courbe en pointillée sur la courbe de lumière EROS correspond à l'ajustement avec effet de parallaxe. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$ l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

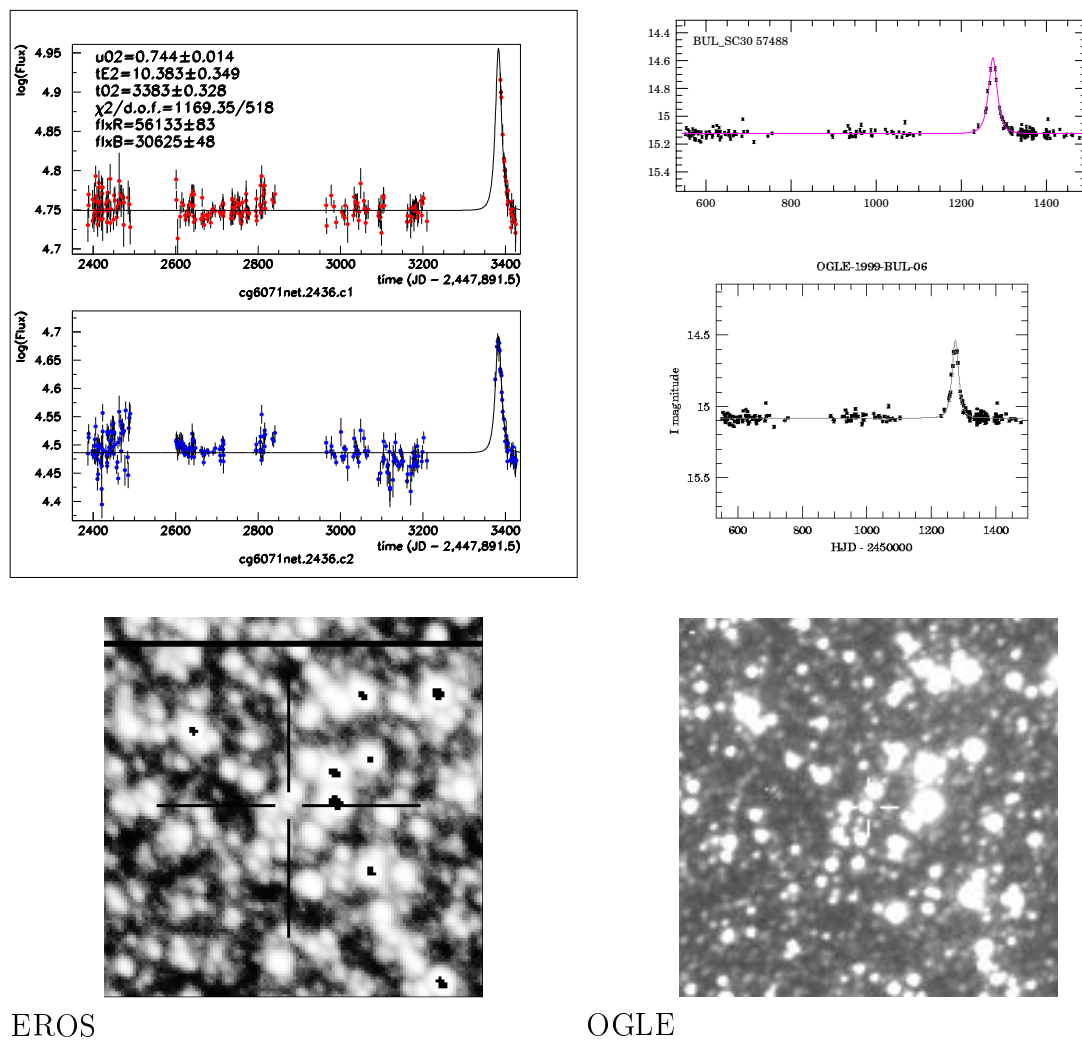


Fig. 11.4: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6071net2436, BUL_SC30 57488 et 1999-BUL-06. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle d'OGLE II, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

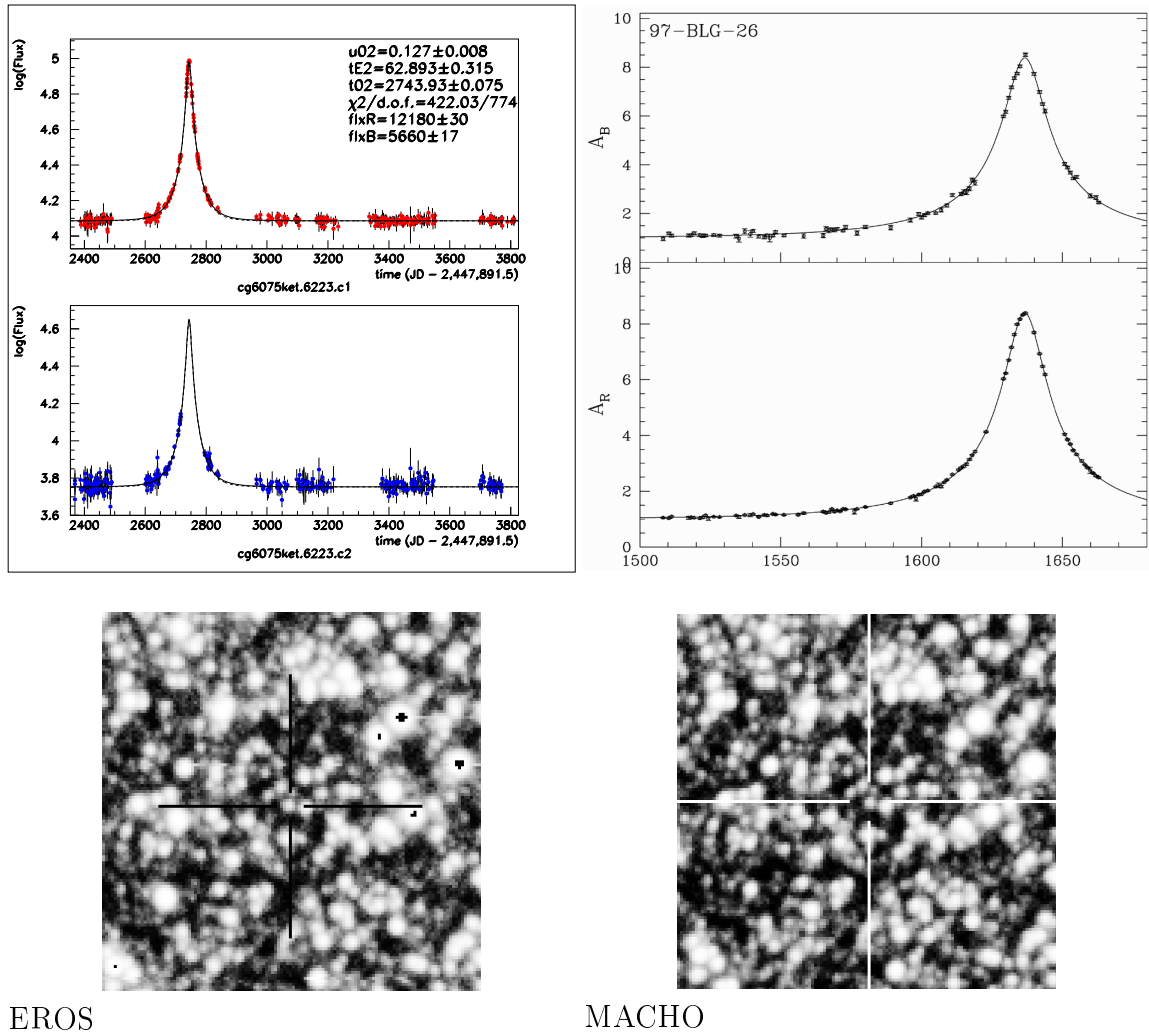


Fig. 11.5: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6075ket6223 et 97-BLG-26cand. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle du candidat MACHO, il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

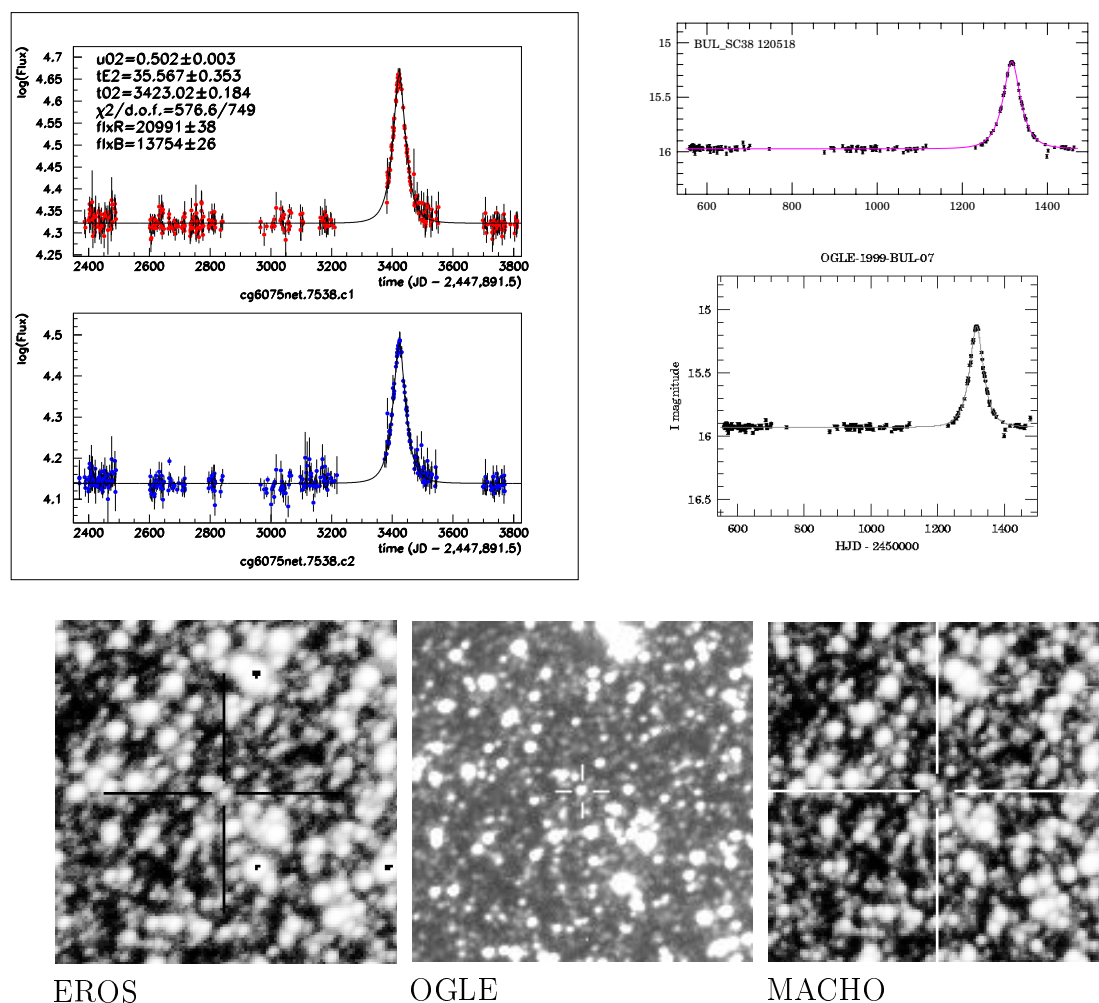


Fig. 11.6: Courbes de lumière et cartes de champ de *cg6075net7538*, *BUL_SC38 120518*, *1999-BUL-07* et *99-BLG-12a*. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle d'OGLE II, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II. On ne montre pas la courbe de lumière de l'alerte *99-BLG-12*, car elle n'est pas disponible dans le catalogue d'alertes MACHO. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

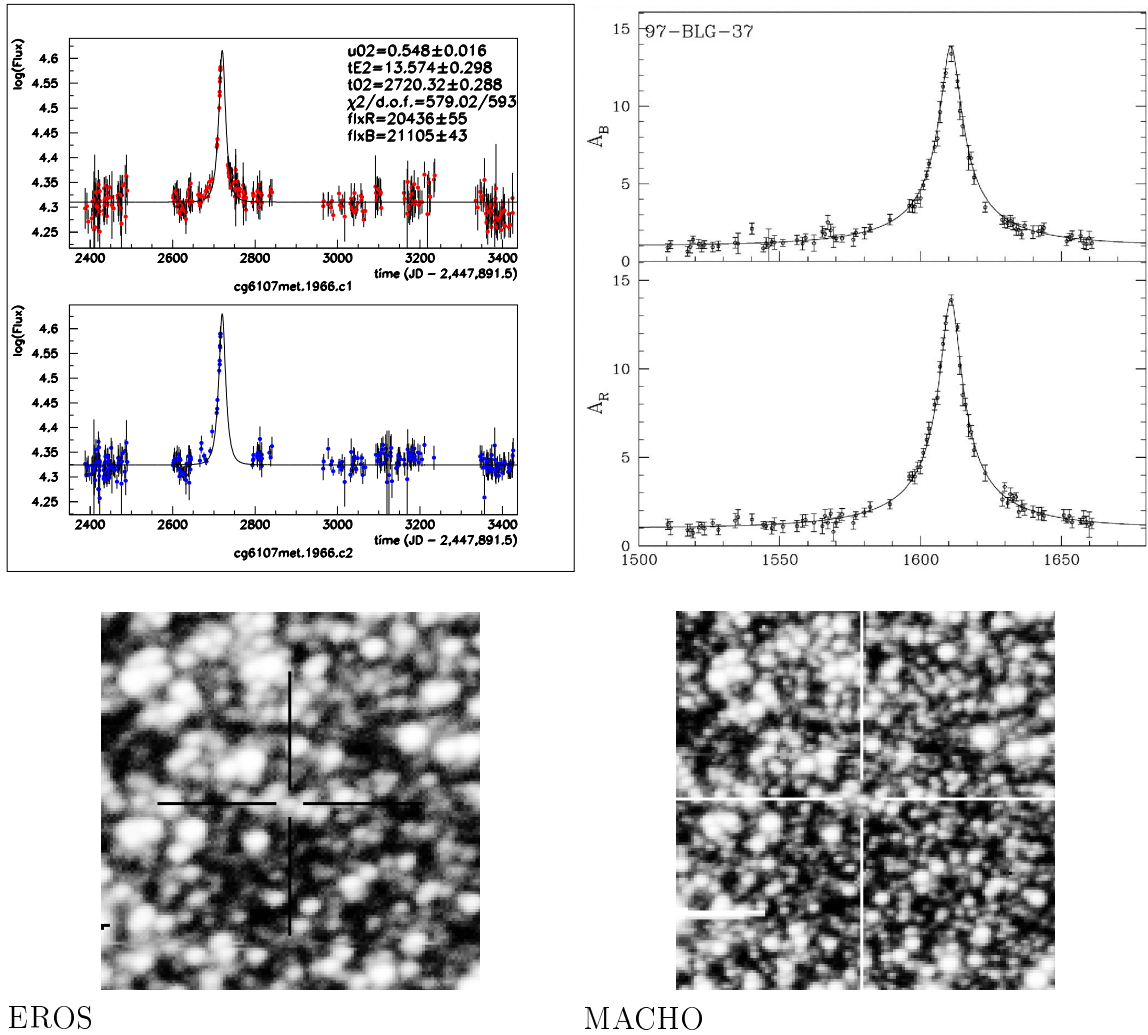
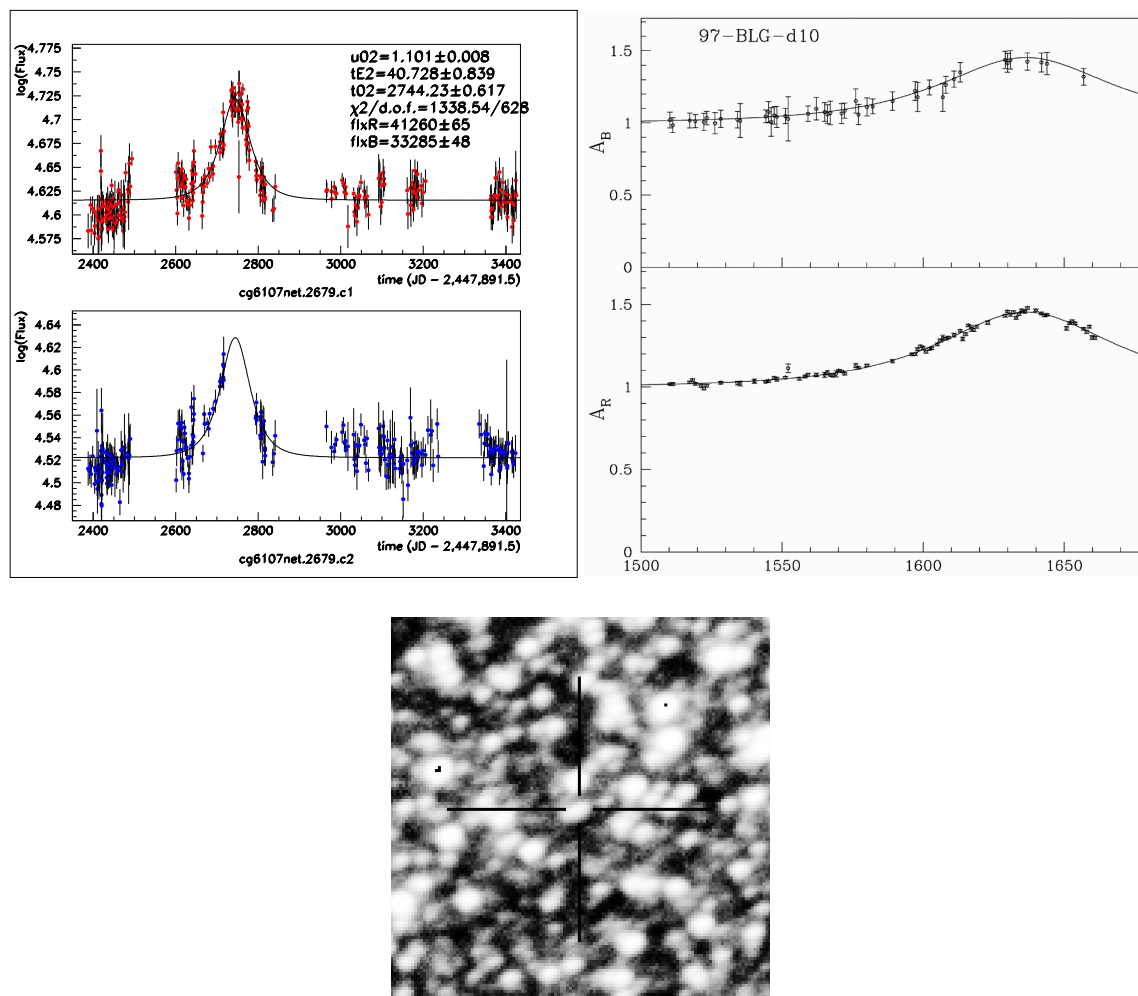


Fig. 11.7: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6107met1966 et 97-BLG-37cand/al. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle du candidat MACHO, il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.



EROS

Fig. 11.8: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6107net2679 et 97-BLG-d10. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle du candidat MACHO, il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO. Sur la carte de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche. La carte de champ du candidat MACHO 97-BLG-d10 n'est pas disponible.

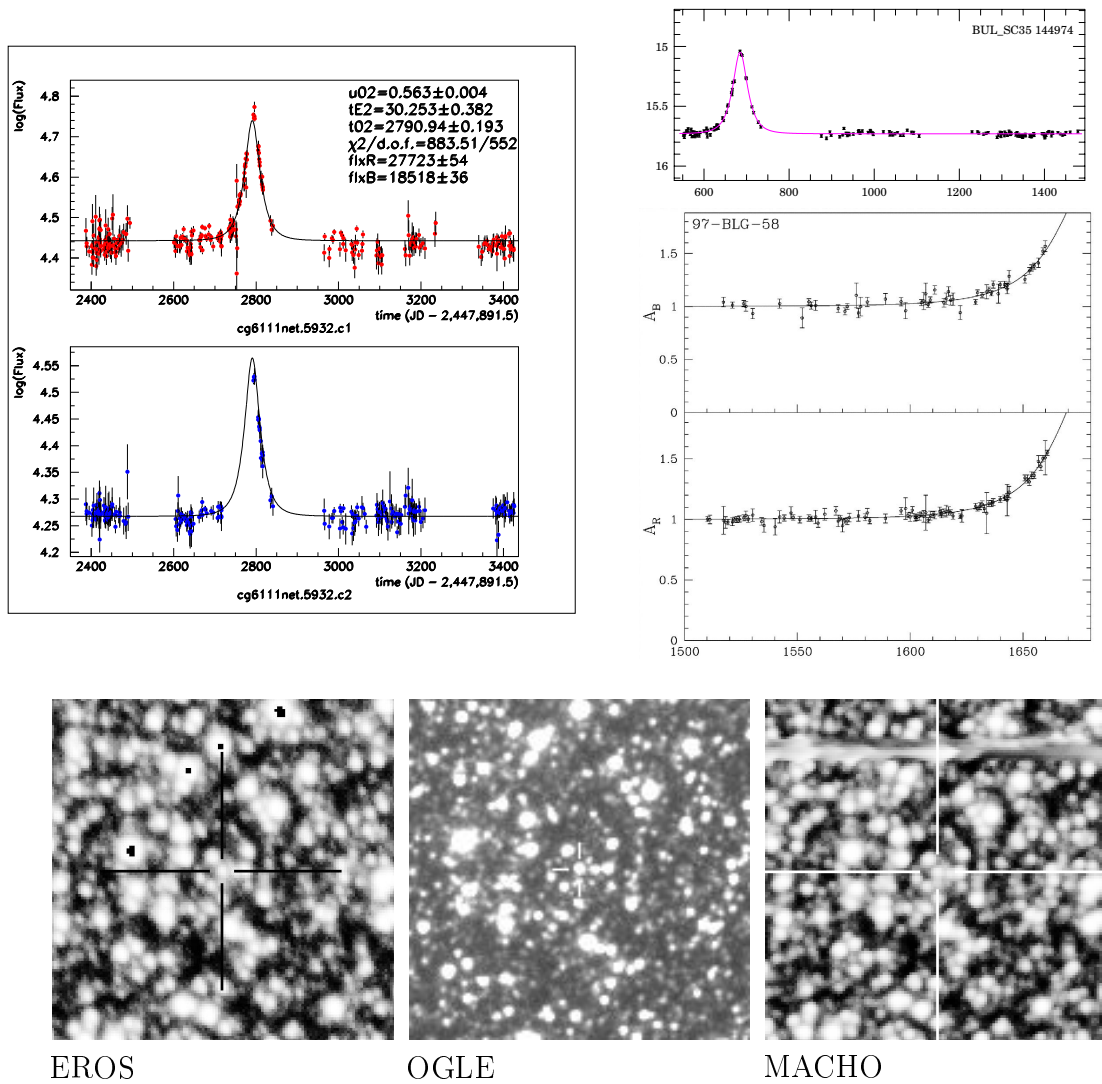


Fig. 11.9: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6111net5932, BUL_SC35 144974 et 97-BLG-58cand/al. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle d'OGLE II, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle du candidat MACHO, il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

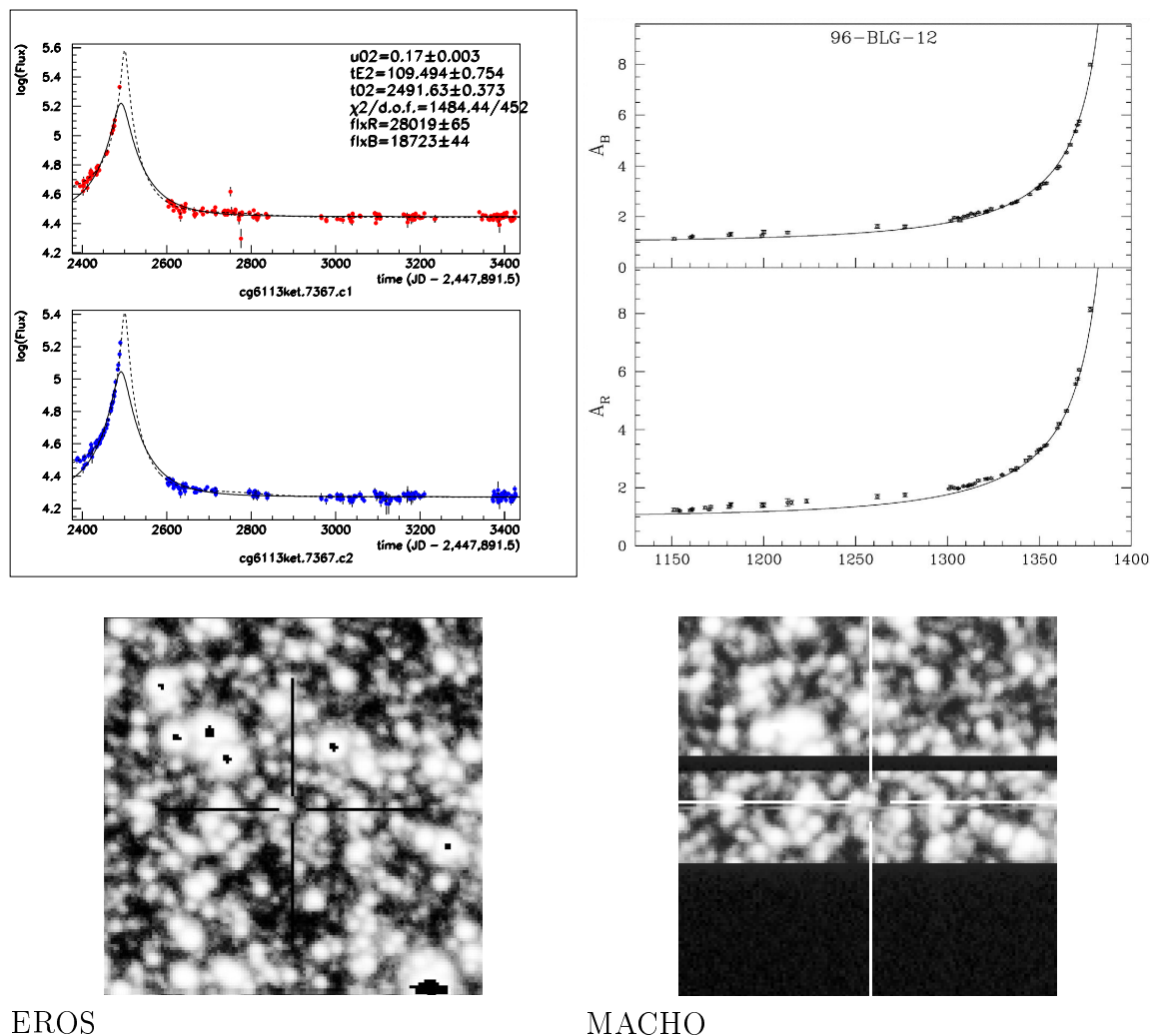


Fig. 11.10: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6113ket7367 et 96-BLG-12cand/al. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle du candidat MACHO, il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO. Sur les courbes de lumière EROS nous avons superposé l'ajustement avec (trait en pointillé) et sans (trait plein) parallaxe. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

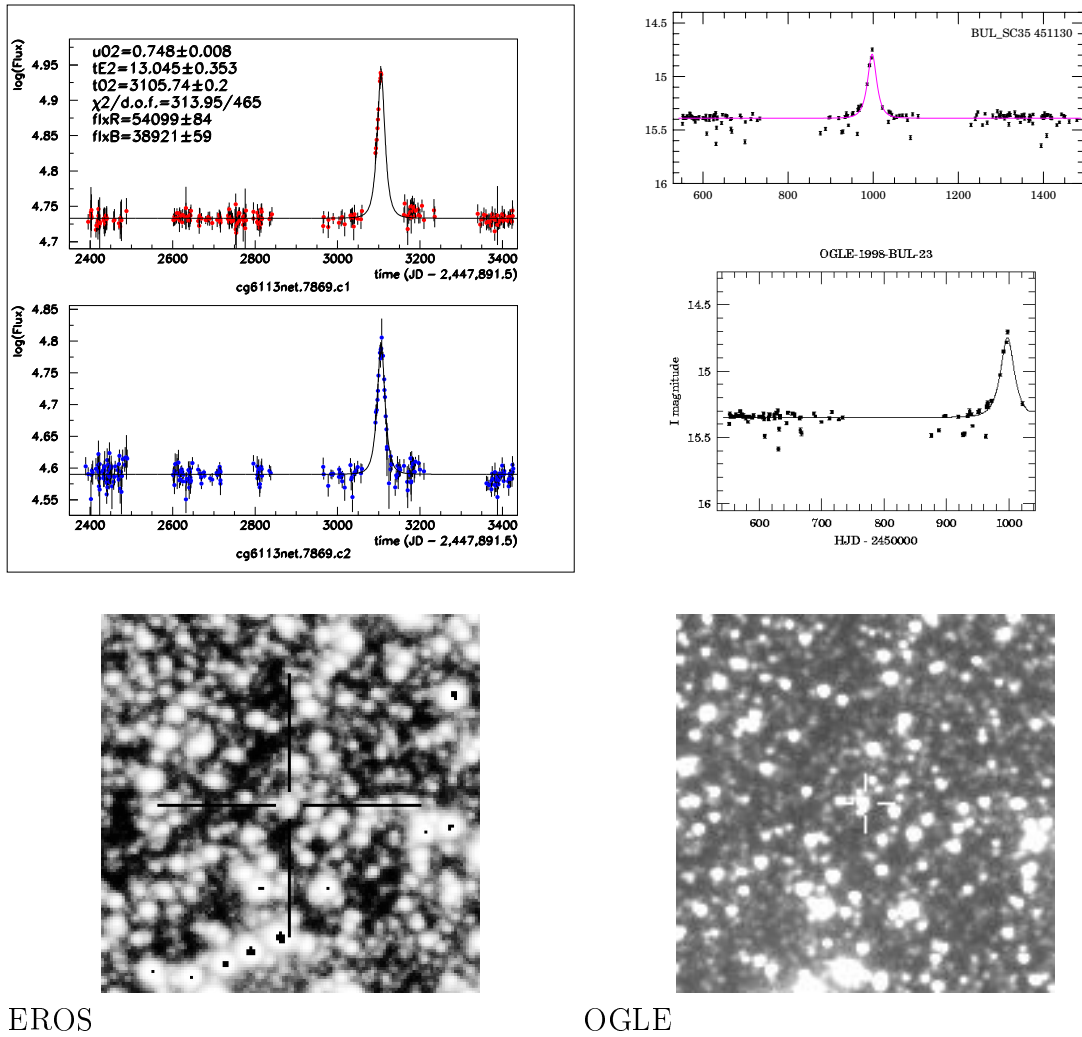
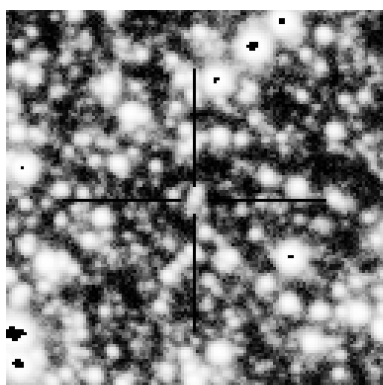
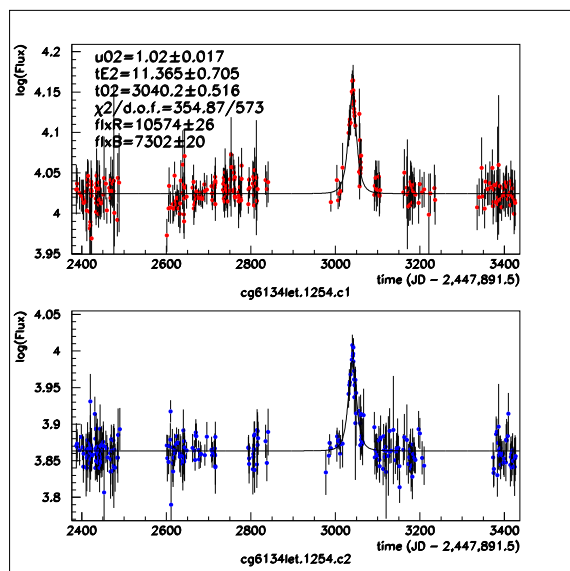
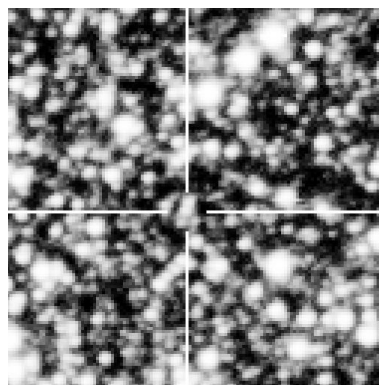


Fig. 11.11: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6113net7869, BUL_SC35 451130 et 1998-BUL-23. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle d'OGLE II, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

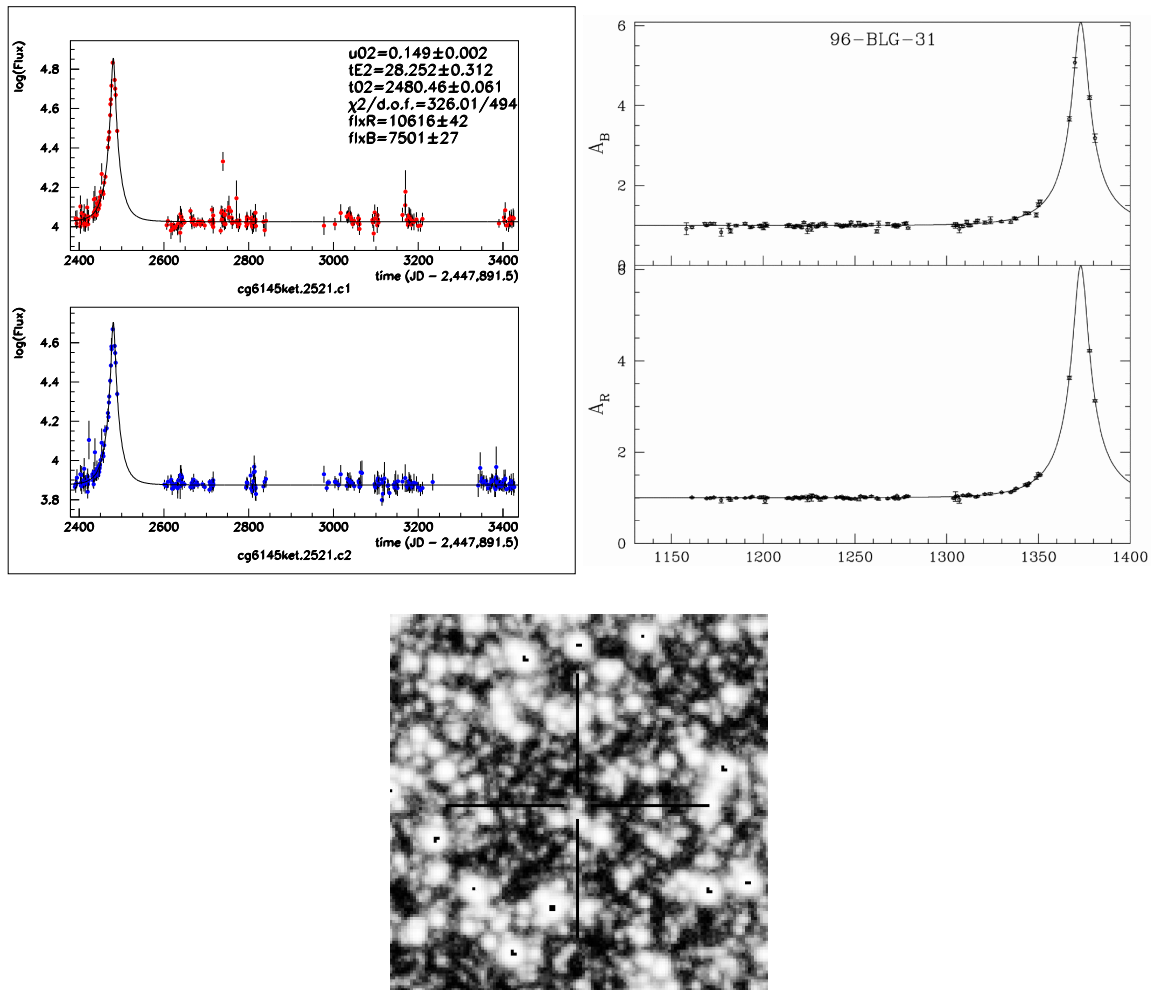


EROS



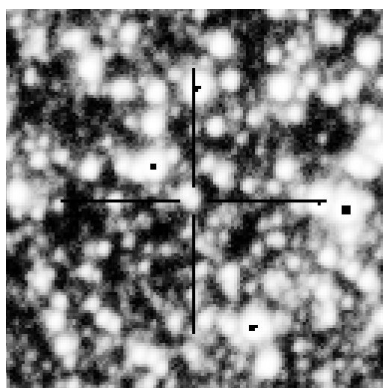
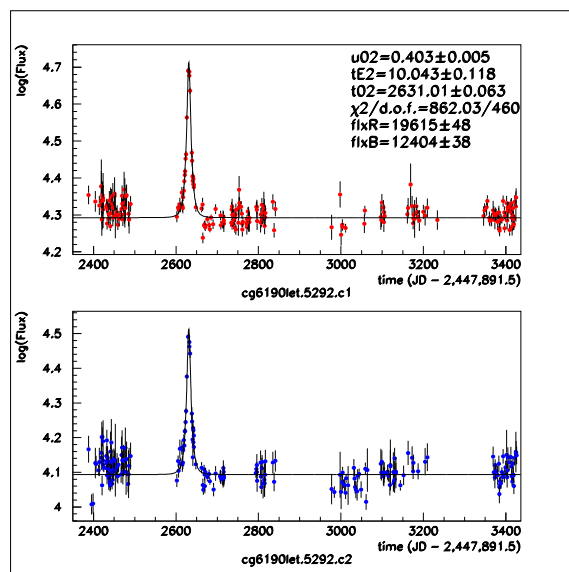
MACHO

Fig. 11.12: Courbe de lumière et cartes de champ de cg6134let1254 et 98-BLG-17al. La courbe de lumière de l'alerte 98-BLG-17 n'est pas disponible dans le catalogue de MACHO. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

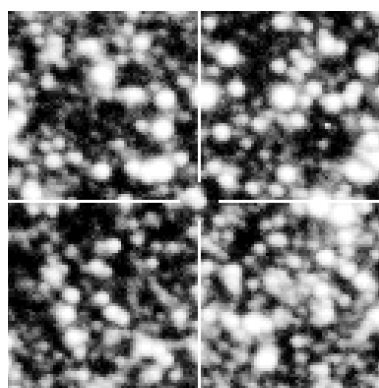


EROS

Fig. 11.13: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6145ket2521 et 96-BLG-31cand/al. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle du candidat MACHO, il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO. Sur la carte de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche. La carte de champ du candidat d'analyse MACHO 97-BLG-d5 n'est pas disponible.

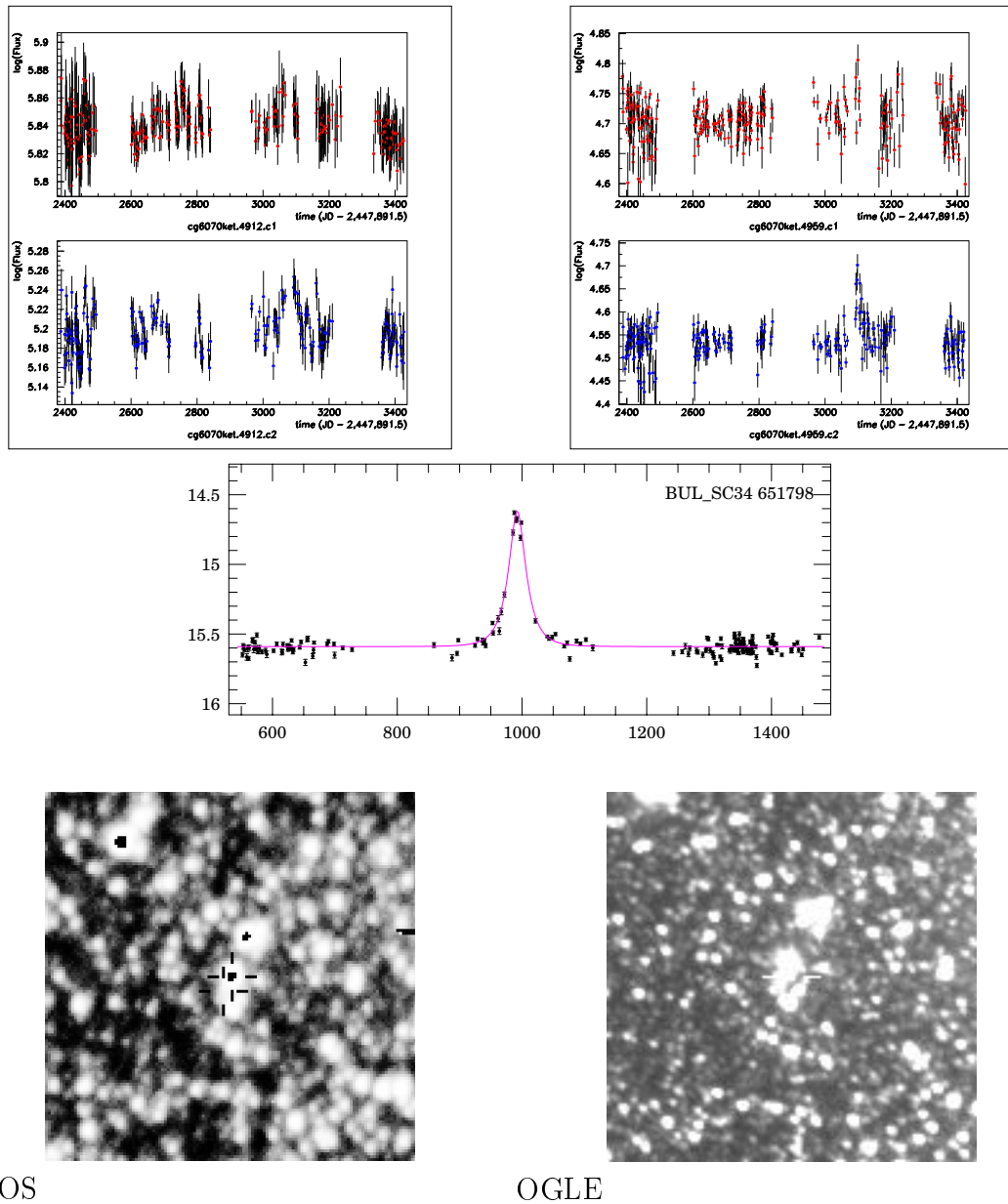


EROS



MACHO

Fig. 11.14: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6190let5292 et 97-BLG-05al. La courbe de lumière de l'alerte MACHO 97-BLG-05 n'est pas disponible. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.



EROS

OGLE

Fig. 11.15: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070ket4912, cg6070ket4959 et BUL_SC34 651798. Il s'agit d'une étoile-source OGLE II qui est blendée sur l'image EROS II. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche. Dans l'image OGLE II l'étoile-source est signalée par une croix. Dans l'image EROS II les étoiles les plus proches de la position de l'étoile-source OGLE II sont signalées par deux croix. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle d'OGLE II, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II.

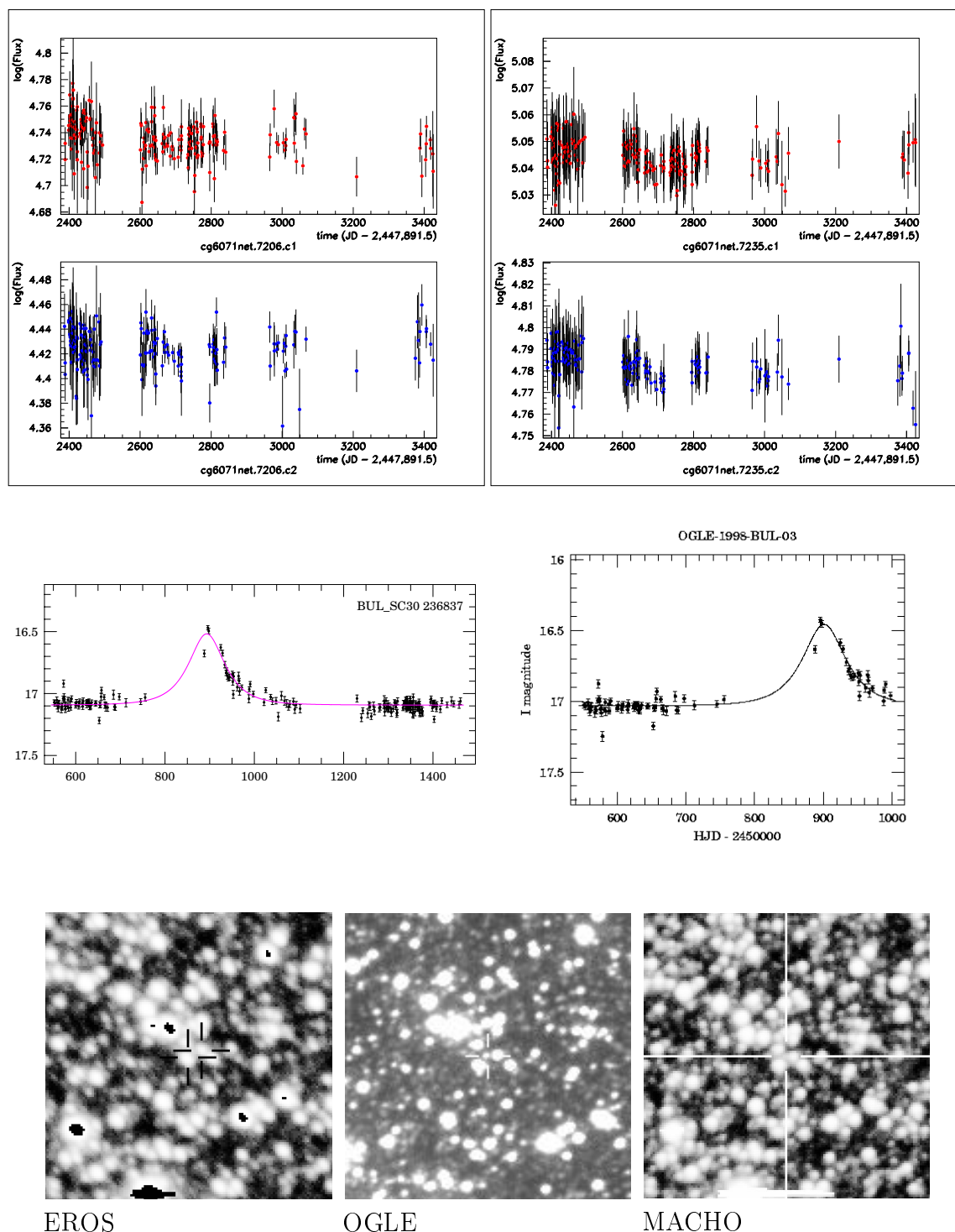
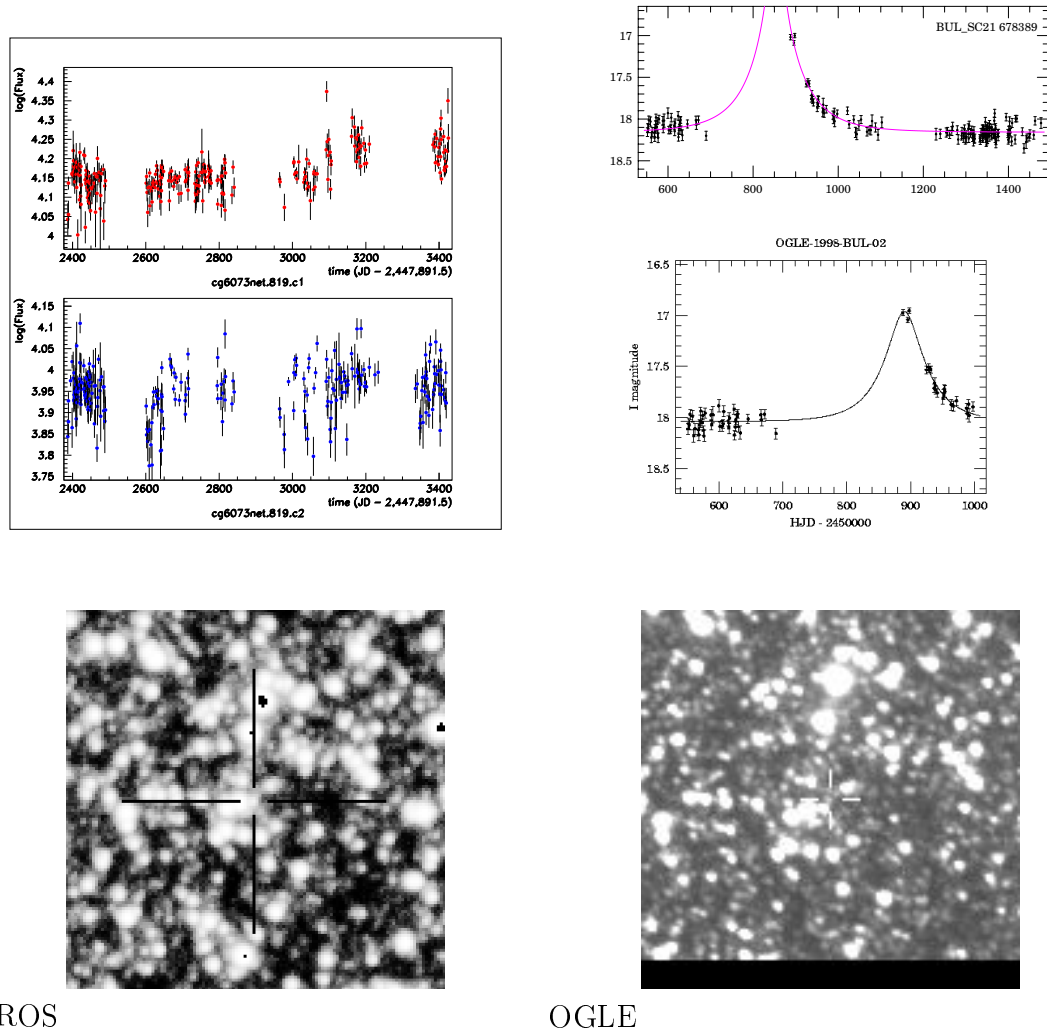


Fig. 11.16: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6071net7206, cg6071net7235, BUL_SC30 236837, 1998-BUL-03 et 98-BLG-09. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche. L'étoile-source OGLE II est bien individualisée. Ceci n'est pas le cas sur les images de MACHO et EROS II où nous avons signalé par deux croix les étoiles EROS II les plus proches de la position de l'étoile-source OGLE II. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle d'OGLE II, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II. La courbe de lumière d'alerte MACHO 98-BLG-09 n'est pas disponible.



EROS

OGLE

Fig. 11.17: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6073net819, BUL_SC21 678389 et 1998-BUL-02. Sur les cartes de champs de $1' \times 1'$ le nord est vers le haut et l'est vers la gauche. L'étoile-source OGLE II de faible luminosité est blendée par une autre étoile plus lumineuse sur l'image EROS II. L'étoile EROS II signalée par une croix est la plus proche de la position de l'étoile-source OGLE II. Pour comparer les courbes de lumière, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II. Aucun pic n'est visible sur les courbes de lumière EROS.

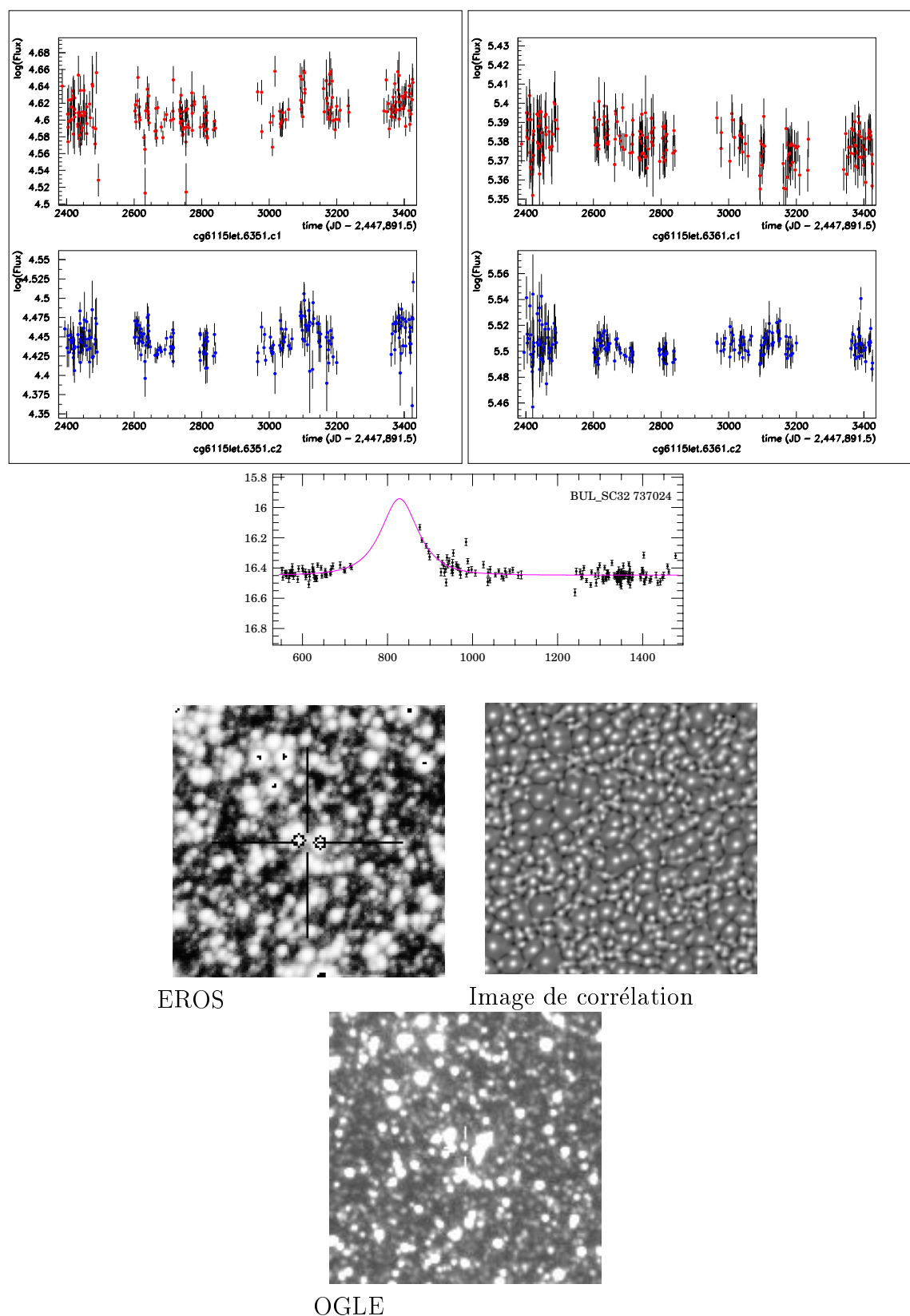


Fig. 11.18: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6115let6351, cg6115let6361 et BUL_SC32 737024. Les cartes de champs de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche montrent l'étoile-source OGLE II bien distinctement. Les deux étoiles EROS II, entourées par un cercle, sont les plus proches de l'étoile correspondant à celle d'OGLE II, signalée par une croix et qui n'a pas été trouvée par notre détecteur d'étoiles, lors de la création du catalogue des étoiles de référence. On montre aussi l'image de corrélation sur laquelle les étoiles sont cherchées. Pour comparer les courbes de lumière, il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II.

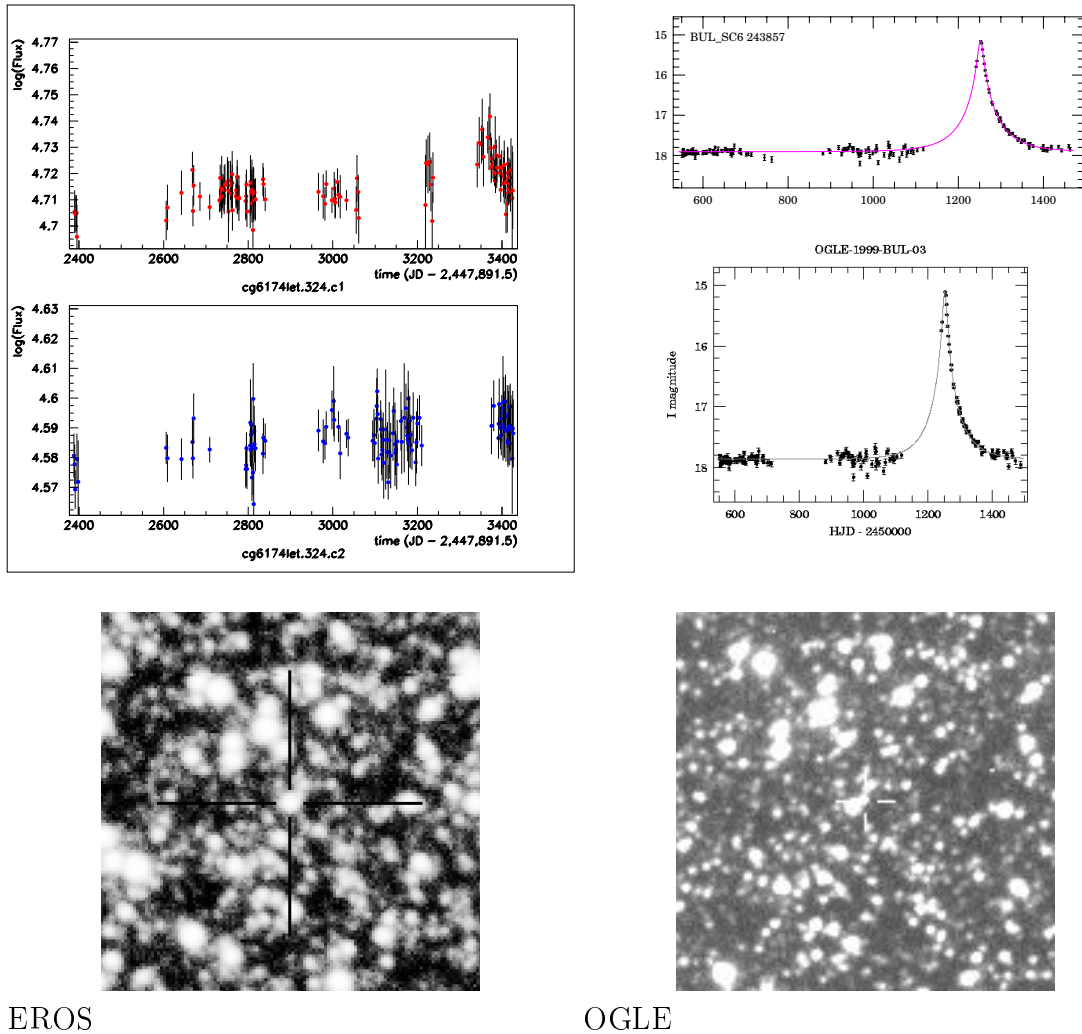
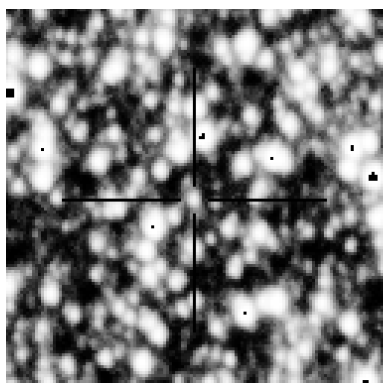
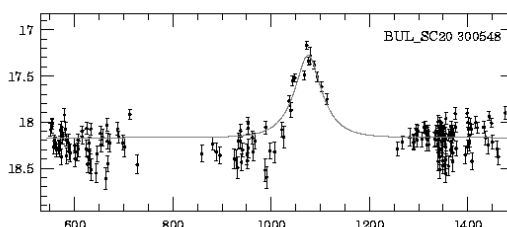
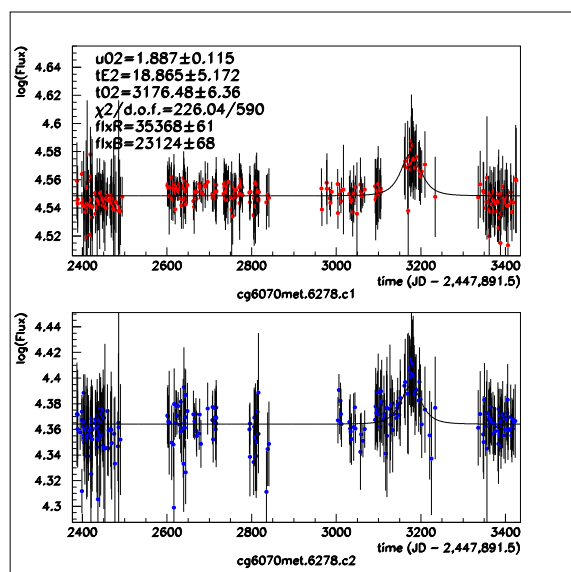
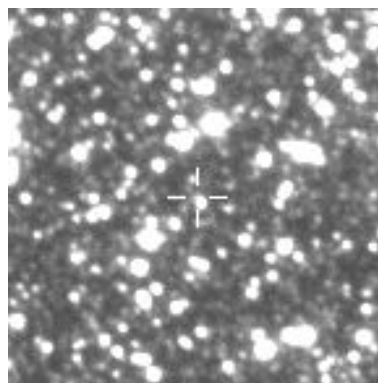


Fig. 11.19: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6174let324, BUL_SC6 243857 et 1999-BUL-03. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche. Il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II pour avoir les temps des courbes de lumière EROS II.

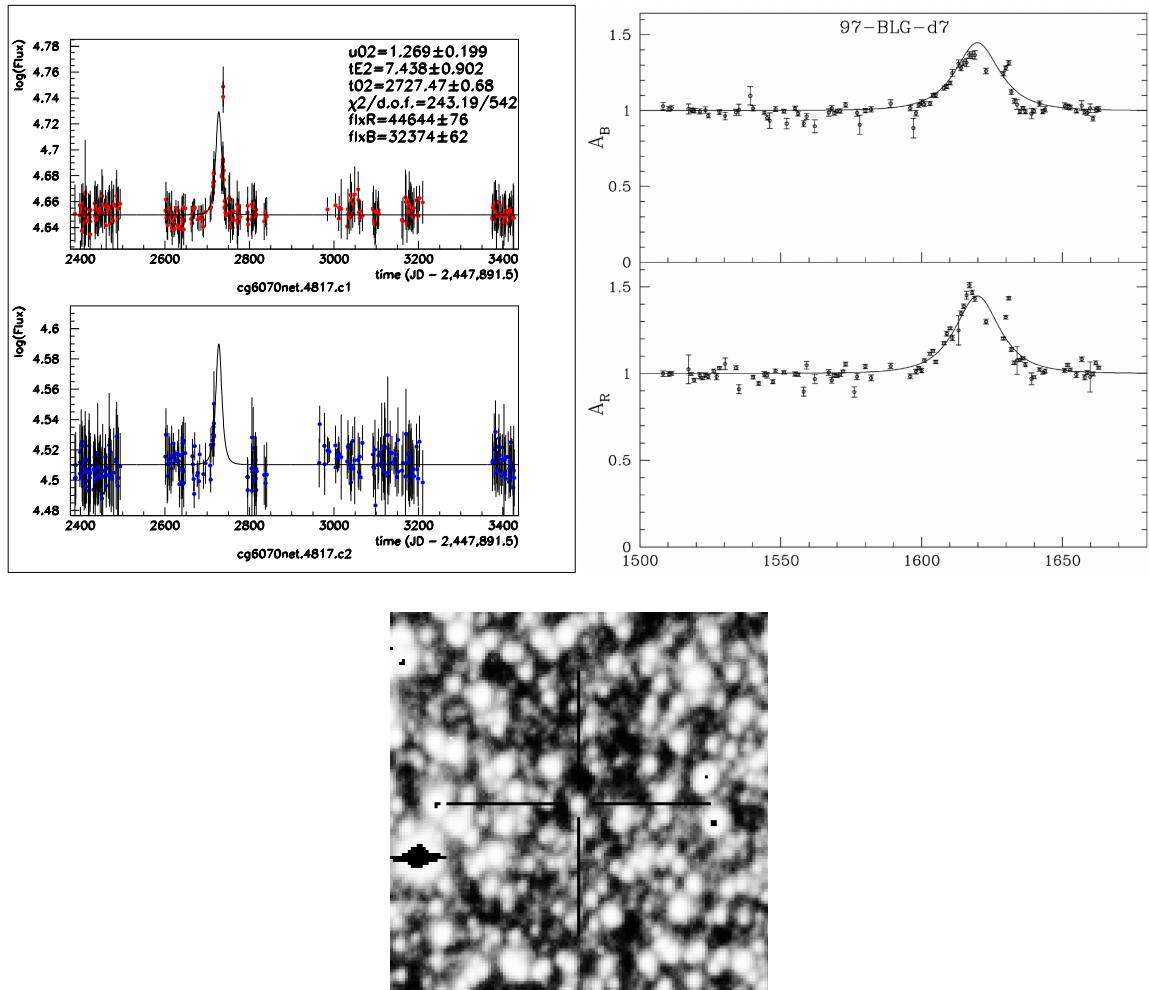


EROS



OGLE

Fig. 11.20: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070met6278 et BUL_SC20 300548. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche. Il faut ajouter ~ 2108 jours à la courbe d'OGLE II pour avoir les temps des courbes de lumière EROS II.



EROS

Fig. 11.21: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070net4817 et 97-BLG-d7cand. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche. Il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO pour avoir les temps des courbes de lumière EROS II.

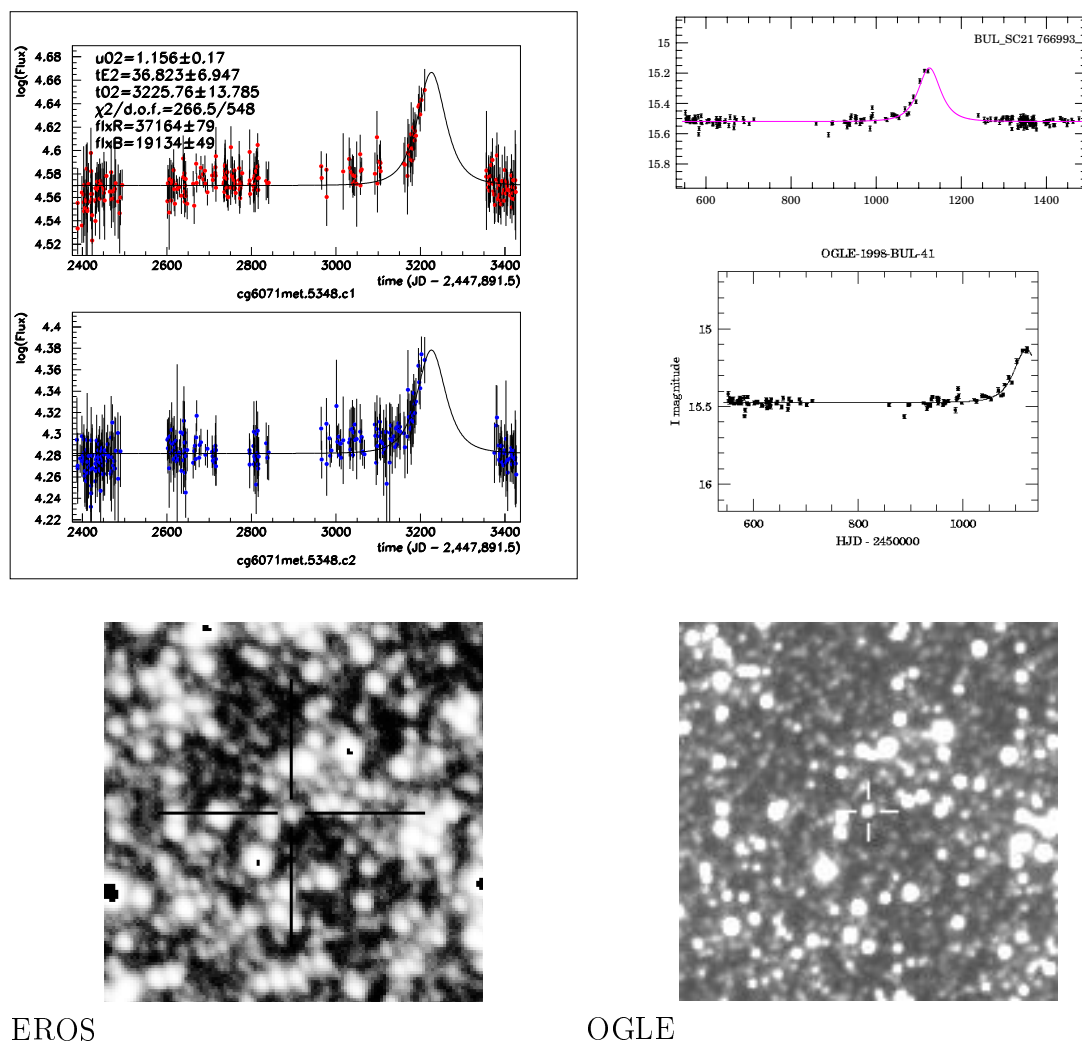


Fig. 11.22: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6071met5348, BUL_SC21 766993 et 1998-BUL-41. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche. Il faut ajouter 2108 jours à la courbe d'OGLE II pour avoir les temps des courbes de lumière EROS II.

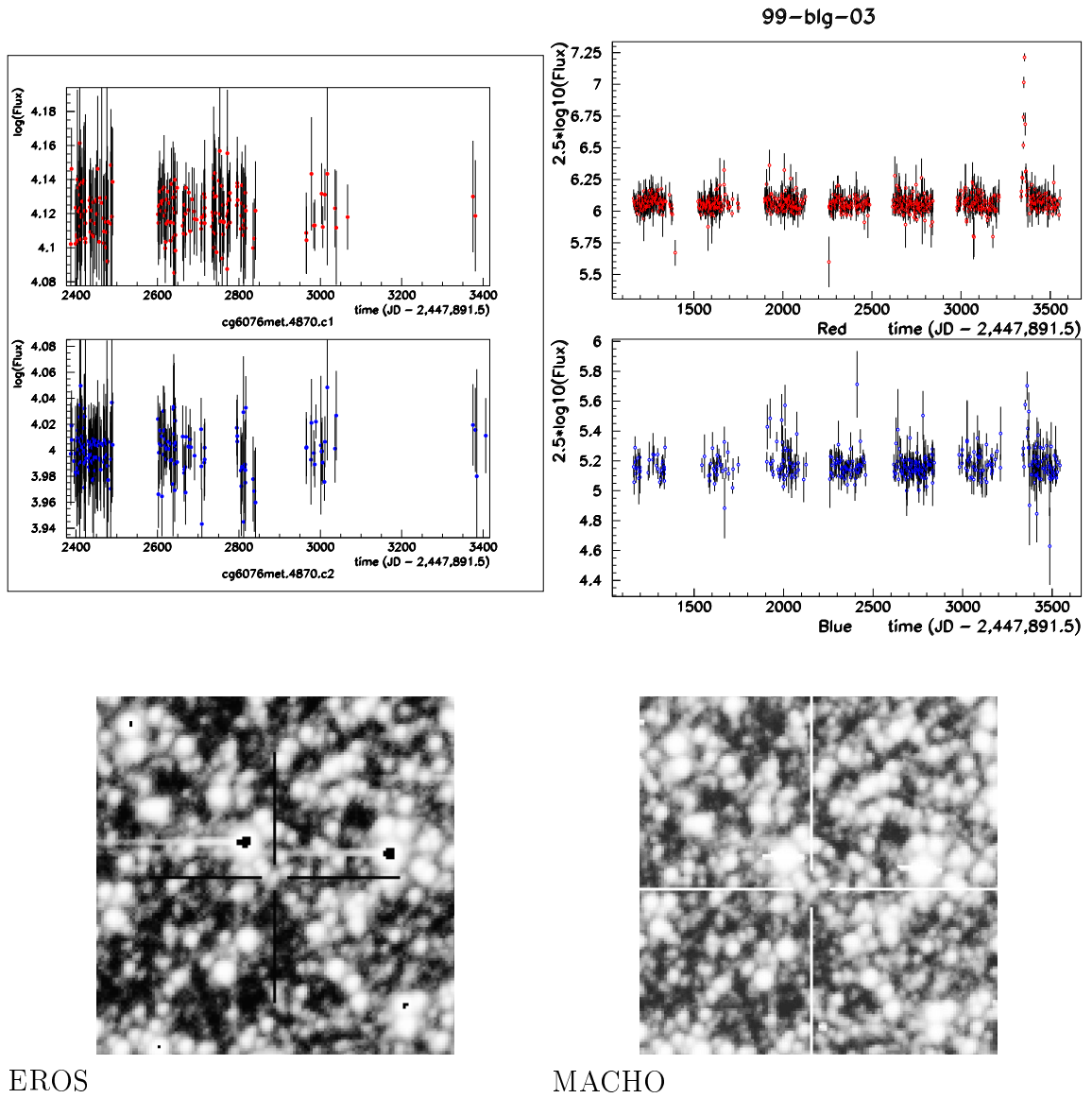


Fig. 11.23: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6076met4870 et 99-BLG-03al. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche.

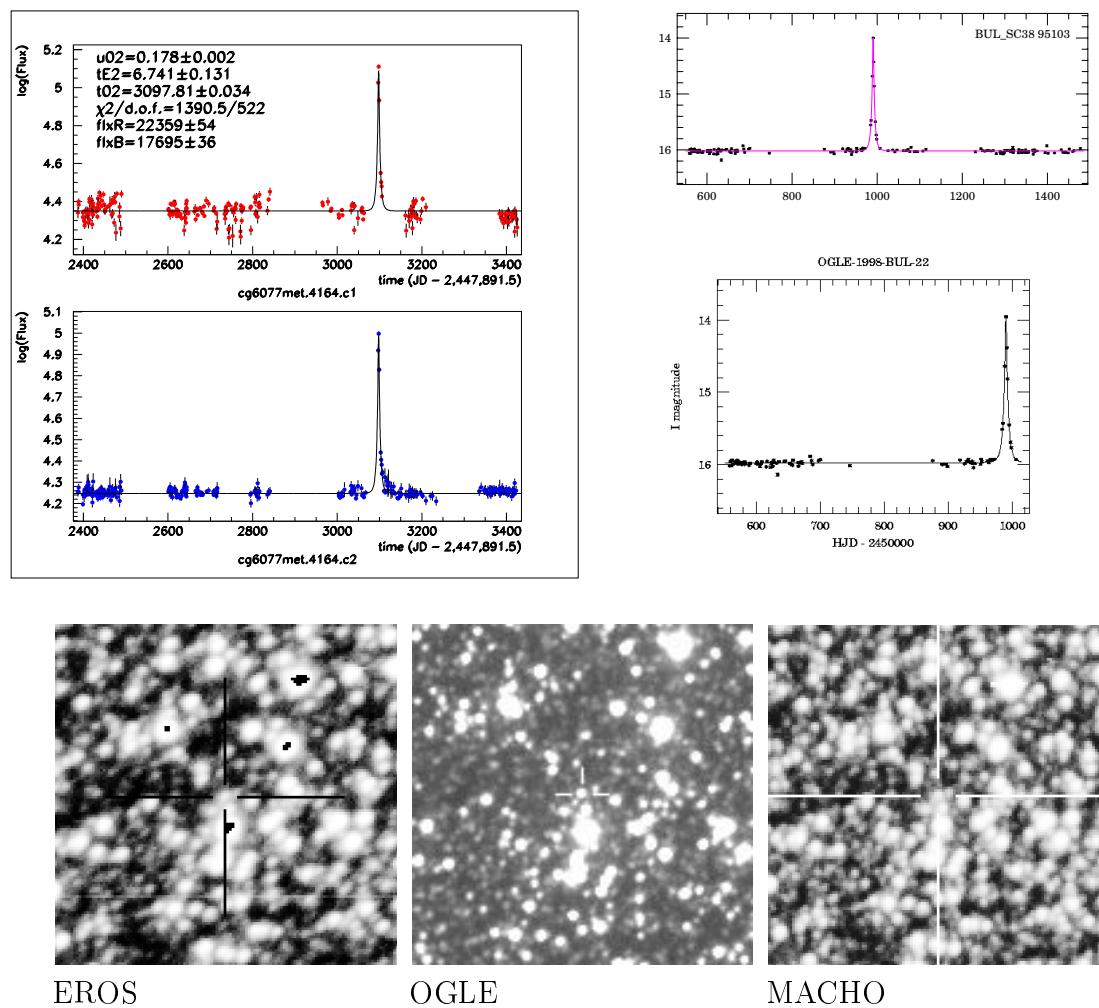
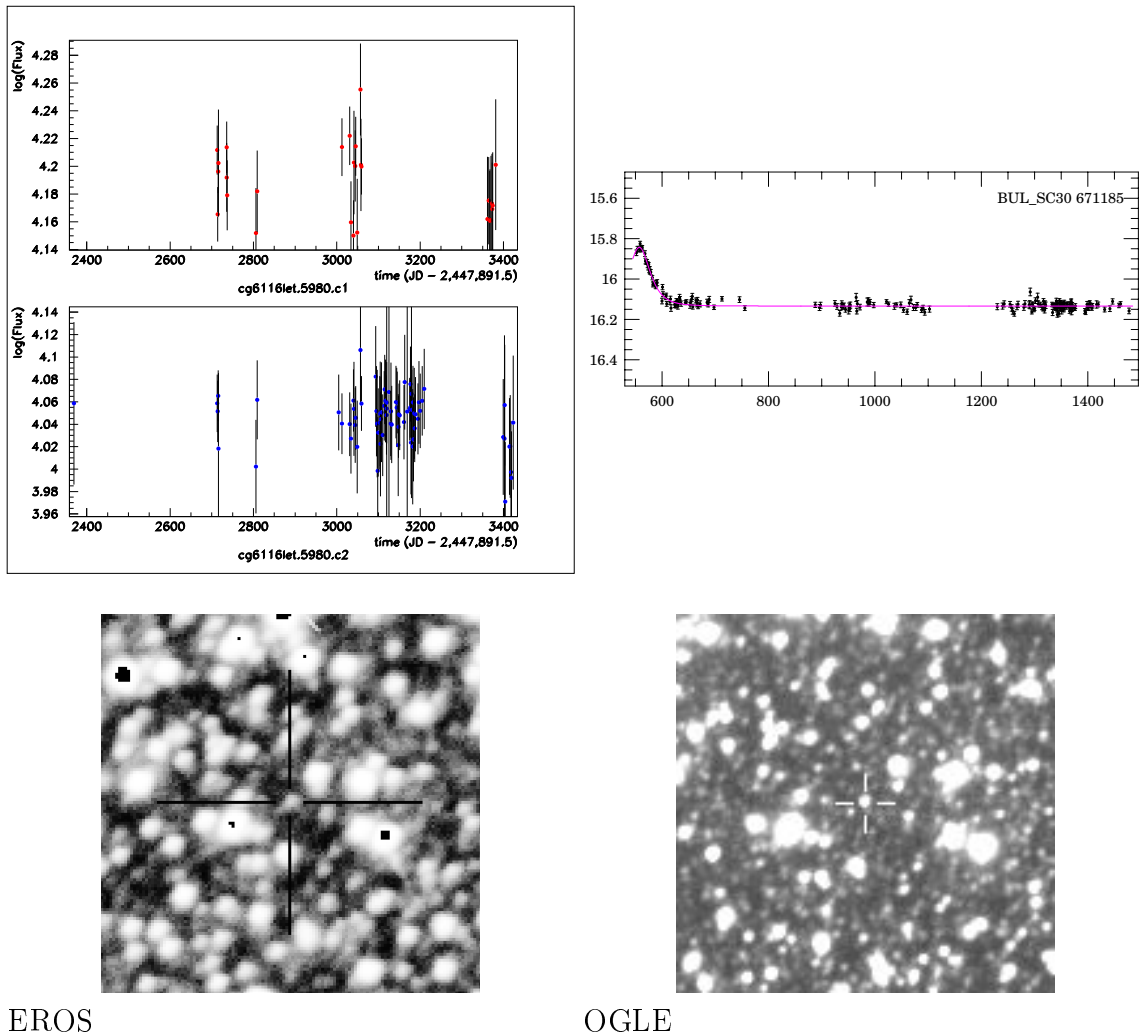


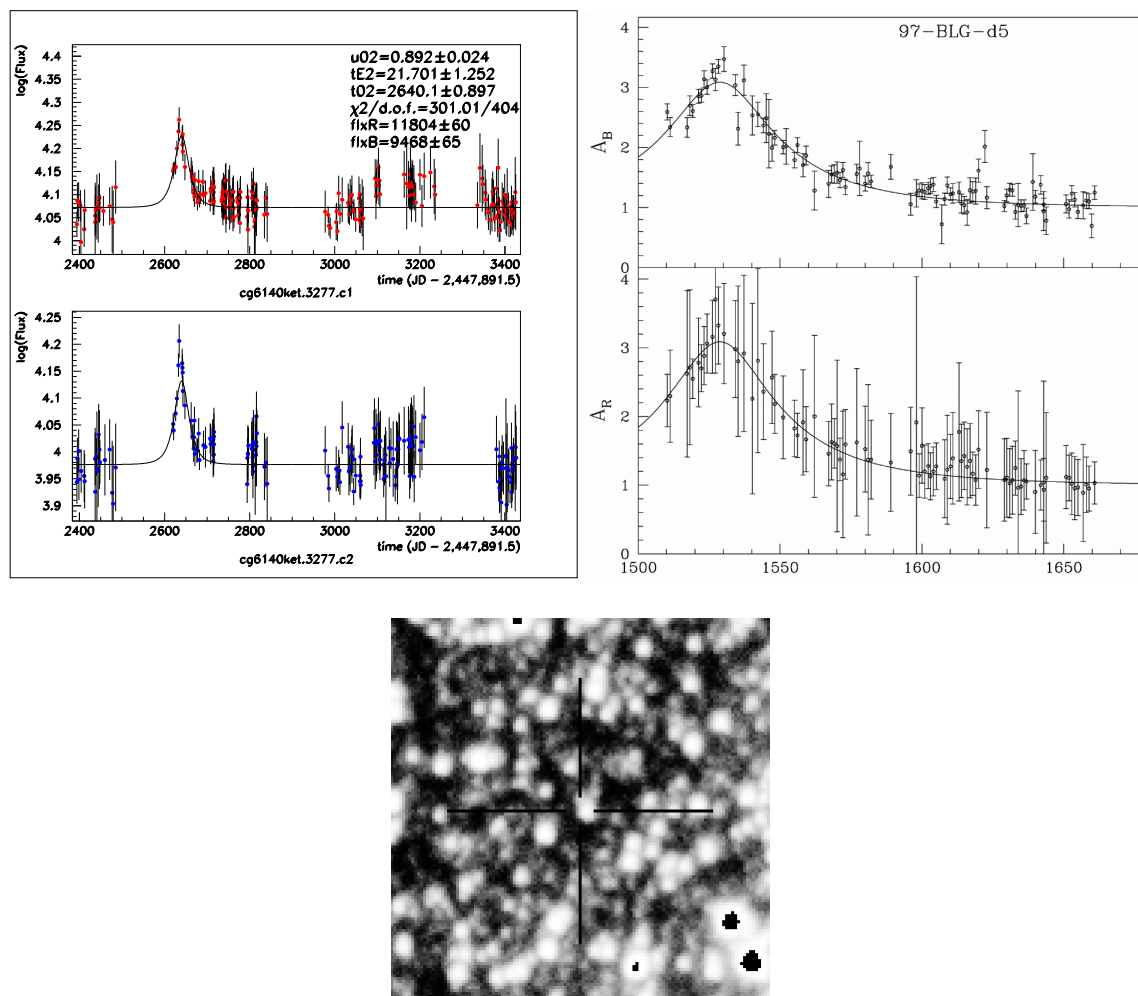
Fig. 11.24: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6077met4164, BUL_SC38 95103, 1998-BUL-22 et 98-BLG-33al. Il faut ajouter 2108 jours aux courbe de lumière OGLE II pour obtenir les temps EROS II. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche.



EROS

OGLE

Fig. 11.25: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6116let5980 et BUL_SC30 671185. Il faut ajouter 2108 jours aux courbe de lumière OGLE II pour obtenir les temps EROS II. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche.



EROS

Fig. 11.26: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6140ket3277 et 97-BLG-d5. Pour avoir la correspondance du temps entre la courbe de lumière EROS II et celle du candidat MACHO, il faut ajouter 1108.5 jours à la courbe de MACHO. Sur la carte de champs de $1' \times 1'$, l'étoile-source est signalée par une croix, le nord est vers le haut et l'est vers la gauche. La carte de champ du candidat d'analyse MACHO 97-BLG-d5 n'est pas disponible.

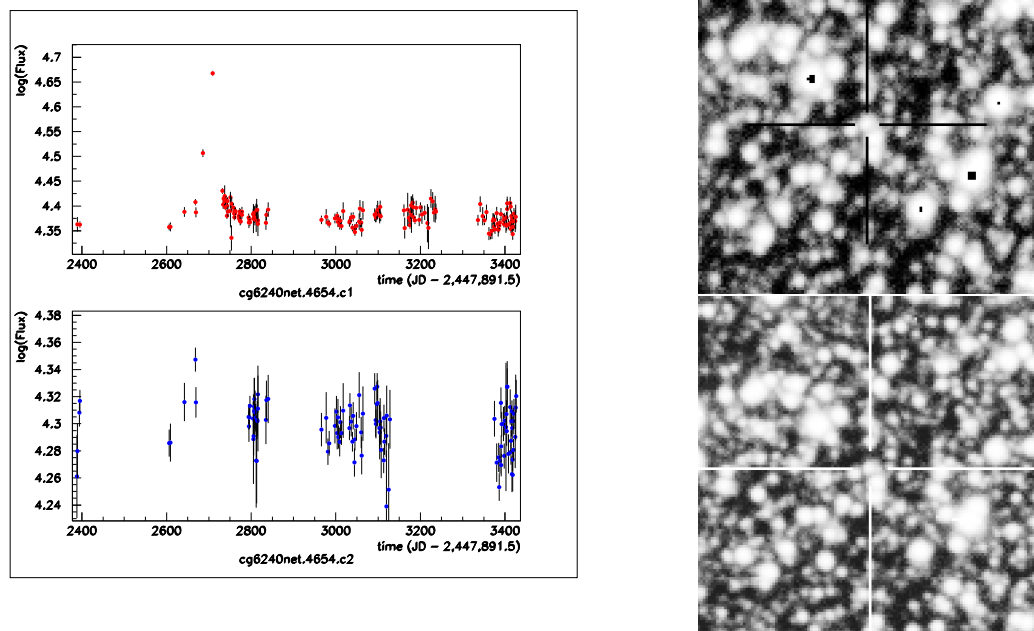


Fig. 11.28: Courbes de lumière et cartes de champ de cg6240net4654 et 97-BLG-25al. Les cartes de champs sont de $1' \times 1'$ avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche. La courbe de lumière de l'alerte MACHO n'est pas disponible.

11.2 Discussion des résultats d'EROS, MACHO et OGLE

Nous pouvons maintenant comparer les résultats de MACHO, OGLE et EROS II. Nous commençons par présenter dans le tableau 11.6, une liste des valeurs de la profondeur optique trouvées par les différents groupes.

Groupe	Profondeur optique ($\times 10^{-6}$)	Nombre de candidats	Nombre d'étoiles ($\times 10^6$)	$\sqrt{l^2 + b^2}$ ($^\circ$)	Période d'observation (saisons)
1. EROS II	$\tau_{bulbe} = 0.94^{+0.27}_{-0.29}$	16 GR	1.42	4.77 ($l, b = 2.54, -4.04$)	~ 3
2. MACHO	$\tau_{bulbe} = 3.9^{+1.8}_{-1.2}$	13 GR	12.5	4.44 ($l, b = 2.55, -3.64$)	190 jours
3. MACHO	$\tau_{total} = 2.43^{+0.39}_{-0.38}$ $\tau_{bulbe} = 3.23^{+0.52}_{-0.50}$	99	17	4.29 ($l, b = 2.68, -3.35$)	~ 3 ~ 3
4. MACHO	$\tau_{bulbe} = 2.0 \pm 0.4$	52 GR	2.1	5.44 ($l, b = 3.9, -3.8$)	~ 5
5. OGLE	$\tau_{total} = 3.3 \pm 1.2$	12	~ 1	4.12 ($l, b = 1, -4$)	~ 3
6. OGLE II	-	214	20.5	-	~ 3

Tab. 11.6: Valeurs de la profondeur optique pour les groupes EROS II, MACHO et OGLE : 1 : présente thèse, 2 : [Alcock et al., 1997], 3 : [Alcock et al., 2000b], 4 : [Popowski et al., 2000], 5 : [Udalski et al., 1994a], 6 : [Udalski et al., 2000]

Sur la figure 11.29 on montre les positions des champs EROS II dans le plan galactique (l, b), auxquels on a superposé les champs MACHO (carte du bas) et ceux d'OGLE (carte du haut).

Pour interpréter les valeurs de la profondeur optique mentionnées plus haut et comprendre ce que cela implique au niveau de la structure et de la dynamique dans le disque et dans le bulbe de notre Galaxie, il nous faut présenter les modèles semi-empiriques et les valeurs des profondeurs optiques attendues qui leur sont associés, ainsi que les fonctions de masse qui reproduisent le mieux les distributions des candidats de microlentille observés. Ainsi, dans les sous-section 11.2.1 et 11.2.2 nous résumons les articles les plus pertinents pour l'interprétation de notre résultat. Les idées exposées au long de ces deux sous-sections sont le reflet direct des opinions des auteurs des articles.

11.2.1 Profondeurs optiques attendues pour différents modèles galactiques

- [Paczynski, 1991] : Dans la fenêtre de Baade ($l, b = 1^\circ, -3.9^\circ$), la profondeur optique serait de $\tau \sim 4 \times 10^{-7}$ en l'absence de naines brunes dans le disque et $\tau \sim 8 \times 10^{-7}$ en présence de celles-ci.

[Paczynski, 1991] suggère que la recherche de microlentilles vers le Centre Galactique, permet non seulement d'apporter la preuve de la faisabilité de ce type d'expérience pour sonder un halo de matière noire composé d'objets compacts massifs, mais également de tester la présence de naines brunes dans le disque de notre Galaxie, si ces objets sous-stellaires contribuent de façon significative à la densité de masse du disque. En effet, les durées des

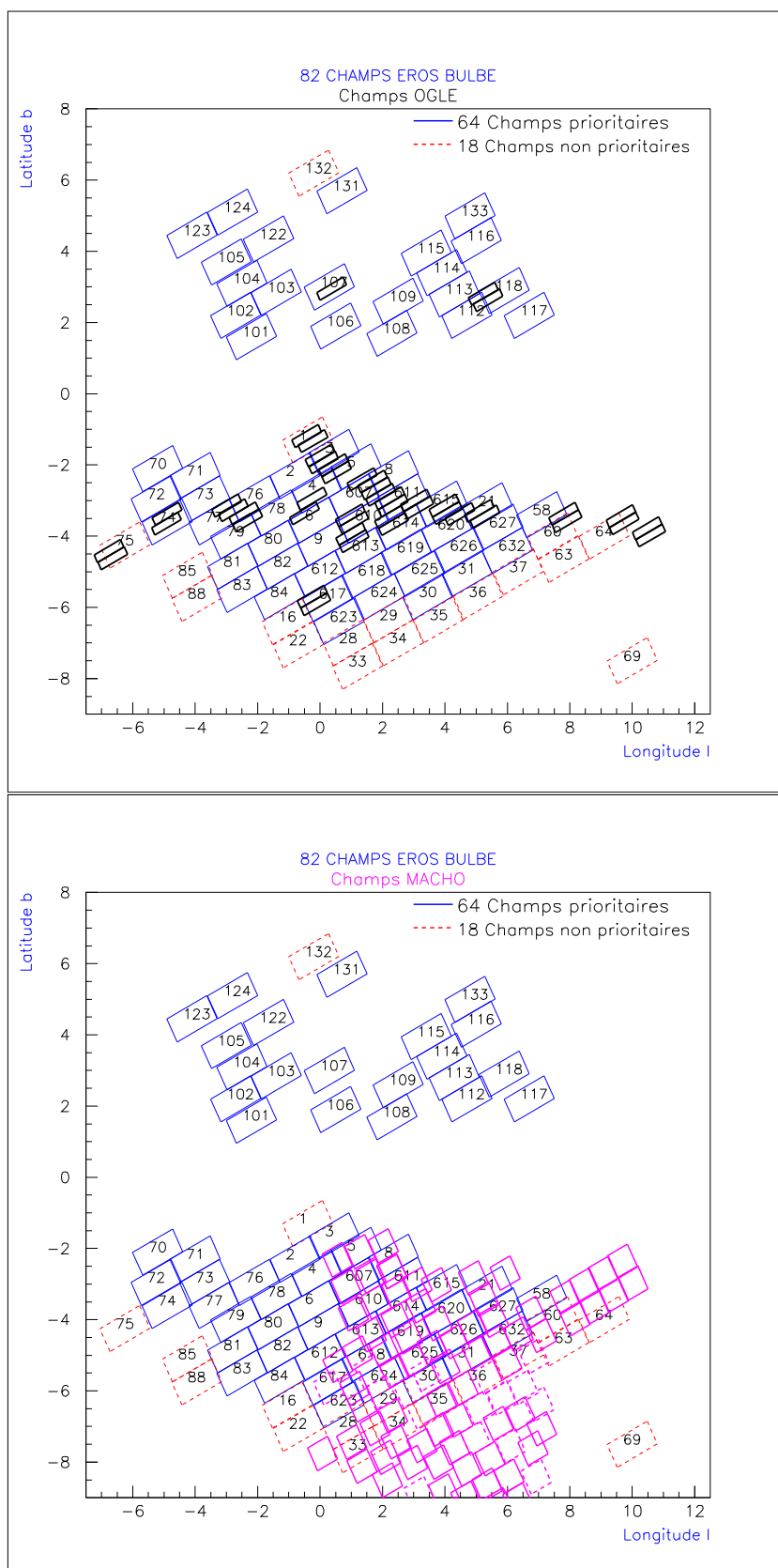


Fig. 11.29: Cartes des champs EROS II, MACHO et OGLE. On montre les positions des champs EROS II dans le plan galactique (l, b). En bas, on a superposé les champs de MACHO et en haut les champs d'OGLE.

événements microlentille étant directement liées à la masse des lentilles par $t \propto M^{1/2}$, la distribution des durées pour des naines brunes dans le disque avec des masses dans l'intervalle $0.01 - 0.1 M_{\odot}$ est très différente de la distribution des durées pour des lentilles de $0.1 - 1 M_{\odot}$. Dans le premier cas, les durées peuvent aller de 3 à 20 jours (avec un pic autour de 7 jours), tandis que pour le deuxième elles peuvent être d'une semaine à un mois (avec un pic autour de 17 jours), en considérant que les sources se trouvent à $D_{OS} = 8$ kpc de l'observateur, que le rapport entre la distance aux lentilles et la distance aux sources est $D_{OL}/D_{OS} = 0.5$ et que le disque est décrit par une fonction double exponentielle, avec une échelle de hauteur $h_z \sim 300$ pc et une échelle de longueur $h_R \sim 3.5$ kpc, la densité de masse dans le voisinage solaire étant $\rho_d \sim 0.05 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ [Bahcall and Soneira, 1980b]. La profondeur optique dans la fenêtre de Baade ($l, b = 1^{\circ}, -3.9^{\circ}$) pour un disque en l'absence de naines brunes serait de $\tau \sim 4 \times 10^{-7}$ et en présence de celles-ci de $\tau \sim 8 \times 10^{-7}$.

• [Kiraga and Paczyński, 1994] : La profondeur optique due aux populations stellaires connues est estimée à $\tau \sim 8.5 \times 10^{-7}$ dans la fenêtre de Baade. Un bulbe axi-symétrique avec une barre augmenterait considérablement la profondeur optique.

Lors de la publication des premières six microlentilles détectées par le groupe OGLE [Udalski et al., 1994c], bien que la valeur de la profondeur optique observée ne soit pas publiée, le nombre d'événements trouvés impose une révision de la profondeur optique attendue par les modèles. [Kiraga and Paczyński, 1994] font remarquer que le diagramme magnitude obtenu par le groupe OGLE dans la fenêtre de Baade présente deux fois plus d'étoiles du disque que dans le modèle standard de [Bahcall and Soneira, 1980b]. Aussi, en considérant une densité de masse dans le voisinage solaire égale à $\rho_{\odot} \sim 0.1 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, la profondeur optique due aux populations stellaires connues est estimée à $\tau \sim 8.5 \times 10^{-7}$ dans la fenêtre de Baade, pour des masses dans l'intervalle $0.1 - 1.0 M_{\odot}$ et un pic de la distribution des durées autour de $t_E \sim 10$ jours. Si la fonction de masse, du type $dN/dM \propto M^{-2}$, s'étend jusqu'à $0.01 M_{\odot}$ ou $0.001 M_{\odot}$, le taux d'événements augmente respectivement d'un facteur 2.1 et 4.7, les durées typiques des événements étant plus courtes. Le modèle adopté a été celui d'un bulbe axi-symétrique selon [Kent, 1992] et non pas d'un bulbe en forme de barre, car l'inclinaison de la barre et les proportions des axes étaient mal connues. [Kiraga and Paczyński, 1994] font noter qu'une barre allongée vers notre ligne de visée va augmenter la profondeur optique considérablement. Ils signalent également que les lentilles du disque contribuent moins à la profondeur optique des étoiles du bulbe ($\sim 40\%$) que les lentilles du bulbe lui-même ($\sim 60\%$).

• [Paczynski et al., 1994] : La valeur de la profondeur optique observée par OGLE étant $\tau \sim (3.3 \pm 1.2) \times 10^{-6}$, la densité de matière ρ_{\odot} dans le voisinage solaire que cela implique est 6 fois plus élevée que les estimations dynamiques de [Kuijken and Gilmore, 1991] et [Bahcall et al., 1992] ; un bulbe sous la forme de barre pourrait expliquer la valeur de τ .

Une première valeur de la profondeur optique observée $\tau \sim (3.3 \pm 1.2) \times 10^{-6}$ est donnée par [Udalski et al., 1994a], comme on l'a déjà mentionné précédemment. Cette valeur qui constitue une limite inférieure, l'expérience n'ayant pas de sensibilité à des durées $t_E < 5$ jours et $t_E > 100$ jours, est obtenue à partir de 12 candidats avec des durées $8.6 \leq t_E \leq 62$ jours. Les champs observés se trouvent dans la fenêtre de Baade et autour de celle-ci. [Paczynski et al., 1994] tentent d'interpréter cette valeur élevée par rapport à ce que l'on attendait. Si la profondeur optique totale est égale à la valeur

observée et que la contribution du bulbe à la profondeur optique est $\tau_{bulbe} \sim 0.5 \times 10^{-6}$ [Kiraga and Paczyński, 1994] et celle du halo $\tau_{halo} \sim 0.13 \times 10^{-6}$ [Griest, 1991], cela implique que la contribution du disque est $\tau_{disque} \sim 2.7 \times 10^{-6}$. Aussi la densité de masse dans le voisinage solaire est-elle $\rho_{\odot} \sim 0.415 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. La densité de matière ainsi déduite est 6 fois plus grande que les estimations dynamiques de [Kuijken and Gilmore, 1991] et [Bahcall et al., 1992]. Le disque ne peut donc pas être le fournisseur principal de lentilles. Un bulbe non axi-symétrique sous la forme d'une barre pourrait expliquer la valeur élevée de la profondeur optique. Une des conséquences de la présence de la barre est l'augmentation de la durée t_E des événements, car la distance moyenne entre les lentilles et la source est plus grande, le rayon d'Einstein R_E l'étant également. Un autre effet de la barre serait l'allongement des orbites stellaires. La dispersion de la vitesse radiale est alors plus importante que la dispersion de la vitesse transverse. Cette dernière étant seule pertinente pour l'effet de microlentille, les durées seraient plus grandes. Pour estimer la contribution du disque et du bulbe à la profondeur optique, il est nécessaire de construire une carte de profondeur optique en fonction des longitude et latitude galactiques (l, b) sur une grande surface. La contribution du disque doit en effet être constante pour $|l| < 20^\circ$, alors que la contribution du bulbe doit diminuer de façon significative au-delà de $|l| \geq 10^\circ$.

• **Une barre dans le bulbe Galactique semble avoir été mise en évidence par différents types d'observations.**

Une barre paraît donc être indispensable pour tenir compte de la valeur élevée de la profondeur optique vers le Centre Galactique $\tau \sim (3.3 \pm 1.2) \times 10^{-6}$ observée par le groupe OGLE, le groupe MACHO ayant également trouvé un nombre important de candidats microlentilles. L'existence d'une barre dans le bulbe de notre Galaxie semble avoir été mise en évidence par les observations de différent ordre. En effet [Binney et al., 1991] affirme qu'une barre pourrait expliquer les mouvements non-circulaires des gaz CO et HI dans le Centre Galactique. [Stanek et al., 1994] découvre que les magnitudes caractéristiques d'étoiles du bulbe sont plus grandes pour des longitudes galactiques positives que négatives, comme attendue en présence d'une barre avec la partie la plus proche dans le premier quadrant galactique. [Blitz and Spergel, 1991] suggèrent que les asymétries entre le premier et le quatrième quadrant de la distribution de la brillance de surface en infrarouge implique que le bulbe possède une barre, cet effet étant confirmé par les cartes multi-couleurs DIRBE de notre Galaxie [Weiland et al., 1994].

• **[Zhao et al., 1995] : La profondeur optique totale pour une barre de $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ est $\tau \sim (2.2 \pm 0.3) \times 10^{-6}$. Cette valeur est compatible avec la profondeur optique observée du groupe OGLE $\tau \sim (3.3 \pm 1.2) \times 10^{-6}$**

[Zhao et al., 1995] déterminent la profondeur optique et la distribution des durées pour la fenêtre de Baade dans un modèle composé d'un disque tronqué et d'un bulbe sous la forme d'une barre. Celle-ci est décrite par le modèle G2 (voir éq. 2.17 dans chapitre 2) le mieux ajusté aux données de DIRBE, représentant une barre plutôt rectangulaire. La contribution de la barre à la profondeur optique, avec une masse $M \sim 1 - 2 \times 10^{10} M_{\odot}$, est $\tau_{barre} \sim (0.84 \pm 0.1) \times 10^{-6} M/10^{10} M_{\odot}$. Le disque est décrit par une double exponentielle (voir éq. 2.1 dans chapitre 2), normalisée localement à la densité de masse $\rho_{\odot} \sim 0.1 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ [Bahcall et al., 1992] et à la densité de surface $\Sigma_{\odot} \sim 71 \pm 6 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ [Kuijken and Gilmore, 1991]. Si l'on considère que l'échelle de longueur peut valoir de 2.7 kpc à 3.5 kpc ([Kent et al., 1991] et [Bahcall and Soneira, 1980a]), la contribution du disque à la profondeur optique est $\tau_{disque} \sim 0.87 - 0.63 \times 10^{-6}$ pour un disque non tronqué

et $\tau_{disque} \sim 0.47 - 0.37 \times 10^{-6}$ pour un disque tronqué à 4 kpc du centre de la Galaxie. La profondeur optique totale pour une barre de $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ est $\tau_{tot} \sim (2.2 \pm 0.3) \times 10^{-6}$, avec un disque tronqué d'une échelle de longueur $R_d = 2.7$ kpc ($\tau_{disque} \sim 0.47 \times 10^{-6}$) et une contribution du halo $\tau_{halo} \leq 0.14 \times 10^{-6}$. Cette valeur est compatible avec la profondeur optique observée du groupe OGLE $\tau \sim (3.3 \pm 1.2) \times 10^{-6}$ (noter l'erreur significative sur la profondeur optique observée). La distribution des durées attendue pour l'expérience OGLE présente une durée moyenne logarithmique de $t_E \sim 20$ jours pour une fonction de masse avec une masse minimale de $0.1 M_{\odot}$. Si l'on étend la fonction de masse jusqu'à $0.01 M_{\odot}$, un test de Kolmogorov-Smirnov pour tester la compatibilité avec les données donne une probabilité de seulement 7%. Ceci suggère qu'il existe très peu de naines brunes dans le bulbe. En résumé, [Zhao et al., 1995] concluent que la barre de notre Galaxie est la source principale de la profondeur optique dans la fenêtre de Baade. Ils signalent que le modèle de [Paczynski et al., 1994], avec un bulbe sans barre, tient compte d'à peine 30% du nombre de candidats détectés.

• [Zhao et al., 1996] : Une modélisation plus complète est effectuée en tenant compte également des 45 candidats de MACHO. La profondeur optique attendue pour les étoiles-sources du type géante rouge $\tau_{bulbe} = 2.2 - 2.8 \times 10^{-6}$ est compatible avec la valeur de MACHO $\tau_{bulbe} = 3.9^{+1.8}_{-1.2}$.

Un modèle plus complet est élaboré par la suite par [Zhao et al., 1996]. Il est compatible avec le potentiel de la barre et les orbites stellaires modélisées reproduisent mieux les données de COBE. De plus, on tient compte non seulement des 9 candidats OGLE, mais également des 45 candidats détectés par MACHO après l'analyse de 190 jours d'observation en 1993 [Alcock et al., 1995b]. La barre est décrite par le modèle G2 mentionné précédemment, l'angle d'inclinaison avec la ligne de visée étant $\theta = 20^\circ$ et la masse de la barre $M_{barre} = 2.24 \times 10^{10} M_{\odot}$. La profondeur optique attendue pour les étoiles-sources géantes rouges dans les champs de MACHO, en considérant les efficacités de détection de MACHO, est $\tau_{bulbe} = 2.2 \times 10^{-6}$ pour un disque non tronqué et $\tau_{bulbe} = 2.8 \times 10^{-6}$ pour un disque tronqué. Ces valeurs sont compatibles avec la profondeur optique $\tau_{bulbe} = 3.9^{+1.8}_{-1.2} \times 10^{-6}$ pour les 13 candidats sur des géantes rouges de l'échantillon de MACHO, mais restent néanmoins systématiquement plus faibles. Parmi ces 13 candidats, 3 présentent des longues durées ($t_E > 70$ jours), difficilement reproductibles par le modèle. [Zhao et al., 1996] ont également construit une carte de profondeurs optiques attendues couvrant les latitudes $0^\circ < b < 8^\circ$ et $1^\circ < |l| < 9^\circ$ a été pour des lentilles de $1 M_{\odot}$ situés dans la barre. On constate qu'à mesure que l'on s'éloigne du Centre Galactique, la profondeur optique de la barre diminue, au-delà de $b = 8^\circ$ la contribution du disque étant plus importante, et les durées augmentent (1 jour par degré).

• [Han and Gould, 1995a] : La distribution des lentilles sur un grand intervalle de longitude et latitude, permet de distinguer un bulbe sous la forme de barre d'un bulbe axi-symétrique. La profondeur optique attendue dans la fenêtre de Baade en présence d'une barre serait de $1.5 \times 10^{-6} < \tau < 2 \times 10^{-6}$ et $\tau = 1.3 \times 10^{-6}$ pour un bulbe axi-symétrique.

[Han and Gould, 1995a] font remarquer que la partie interne de la Galaxie est un mélange complexe d'âges, de dispersions de vitesse et de métallicités et que l'absorption significative et irrégulière est difficile à modéliser. Aussi, la confirmation de la présence d'une barre dans le bulbe de notre Galaxie n'est pas immédiate. Ils suggèrent que plus d'information sur la géométrie de la distribution des lentilles peut être obtenue

en mesurant le taux de microlentille sur un grand intervalle de longitudes et latitudes l et b . On pourrait ainsi distinguer un bulbe sous la forme d'une barre d'un bulbe axi-symétrique. En effet [Han and Gould, 1995a] montrent que la carte (l, b) avec des contours de profondeur optique constante présente des différences entre les deux types de structures : le pic des profondeurs optiques pour une barre est déplacé vers les longitudes l négatives, tandis que pour le bulbe axi-symétrique la distribution est concentrique autour du Centre Galactique. En présence d'une barre, les valeurs typiques de τ sont environ deux fois plus élevées et croissent plus rapidement vers le centre que pour un bulbe axi-symétrique. [Han and Gould, 1995a] requièrent 700 à 800 événements microlentille pour faire la différence entre les deux modèles. La barre a été décrite par le modèle G2 de [Dwek et al., 1995] avec un angle d'inclinaison $\theta \sim 20^\circ$ du grand axe par rapport à la ligne de visée et $M_{barre} = 1.62 \times 10^{10} M_\odot$. La partie centrale du bulbe (≤ 700 pc) n'étant pas prise en compte correctement par ce modèle, [Han and Gould, 1995a] adoptent celui de [Kent, 1992] pour cette région. Le disque est décrit par une double exponentielle, avec une échelle de hauteur $h_z = 325$ pc et une échelle de longueur $R_d = 3.5$ kpc, la densité de masse dans le voisinage solaire étant égale à $\rho_\odot \sim 0.6 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. La profondeur optique dans la fenêtre de Baade pour des sources du type géante rouge, obtenue à partir de ces modèles, est de l'ordre de $1.5 \times 10^{-6} < \tau < 2 \times 10^{-6}$. Pour un bulbe axi-symétrique la profondeur optique serait de $\tau = 1.3 \times 10^{-6}$.

- [Zhao and Mao, 1996] testent différents modèles pour la barre pour essayer de tenir compte des résultats de MACHO et OGLE. La plupart des modèles implique une profondeur optique attendue 2σ plus petite que les valeurs observées, même lorsque la barre est très massive $2.8 \times 10^{10} M_\odot$.

[Zhao and Mao, 1996] essayent différents modèles pour la barre (ellipsoïdale ou rectangulaire), contraints par les cartes de COBE, qui pourraient expliquer des résultats de MACHO et d'OGLE sur la profondeur optique vers le Centre Galactique. La plupart des modèles impliquent une profondeur optique attendue 2σ plus petite que les valeurs observées, même lorsque la barre est très massive $2.8 \times 10^{10} M_\odot$. Les valeurs élevées de la profondeur optique observée indiquent que la barre est plutôt du type rectangulaire avec une masse $M > 2 \times 10^{10} M_\odot$, un angle d'inclinaison θ entre le grand axe et la ligne de visée inférieur à 20° et un rapport des axes $x_0/y_0 \sim \tan \theta$.

- [Kuijken, 1997] tente de réhabiliter les modèles axi-symétriques, car la barre semble ne pas augmenter suffisamment la profondeur optique attendue par rapport à la valeur observée. Toutefois, pour un bulbe axi-symétrique et une profondeur optique de $\tau = 4 \times 10^{-6}$ à $b = 3.5^\circ$, on obtient $v_\odot \geq 210 \text{ km s}^{-1}$, à la limite de la violation de la contrainte observationnelle $v_\odot \sim 200 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$.

[Kuijken, 1997] fait remarquer que les modèles avec un bulbe sous la forme d'une barre ne sont pas satisfaisants, car ils n'augmentent pas suffisamment la profondeur optique. Aussi, il suggère de revoir les modèles axi-symétriques à la lumière des connaissances sur la vitesse de rotation qui semble ne pas dépasser la valeur dans la partie interne de la Galaxie. Si la masse responsable pour les microlentilles vers le Centre Galactique est distribuée en anneaux de façon axi-symétrique et uniforme, la profondeur optique observée permet de donner des limites inférieures de la vitesse v_\odot de rotation locale due à la masse des lentilles

$$v_\odot^2 \geq 2.0c^2\tau b, \quad (11.1)$$

où b est la latitude galactique des sources (en radians). Pour une profondeur optique de

$\tau = 4 \times 10^{-6}$ à $b = 3.5^\circ$, on obtient $v_c \geq 210 \text{ kms}^{-1}$, proche de la valeur mesurée de la vitesse de rotation $v_c \sim 200 \pm 20 \text{ kms}^{-1}$ [Merrifield, 1992]. De plus, des modèles plus réalistes du profil de densité du disque (en $1/R$ ou du type exponentiel en R) ne permettent pas de générer des profondeurs optiques supérieures à $\tau = 2.5 \times 10^{-6}$, sans impliquer une vitesse de rotation $v_\odot \geq 200 \text{ kms}^{-1}$. Les modèles axi-symétriques semblent donc exclus.

• [Binney et al., 2000] généralisent l'étude effectuée par [Kuijken, 1997] sur les modèles axi-symétriques aux modèles elliptiques. Leur étude indique que les résultats de MACHO et OGLE ne sont pas compatibles avec les mesures de vitesse de rotation et les densités de masse locale.

[Binney et al., 2000] généralisent l'étude effectuée par [Kuijken, 1997] sur les modèles axi-symétriques aux modèles elliptiques qui demandent moins de masse pour une profondeur optique donnée. Ils concluent que les résultats de MACHO et OGLE ne sont pas compatibles avec les mesures de vitesse de rotation et les densités de masse locale. En effet, pour un corps axi-symétrique la masse minimale M_a dans une bande circulaire d'une échelle de hauteur $h = 470 \text{ pc}$, génératrice d'une profondeur optique $\tau = (3.88 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ [Alcock et al., 2000b] serait de

$$M_a = (7.6 \pm 1.2) \times 10^{10} M_\odot . \quad (11.2)$$

Pour une distribution de masse sphérique, la masse minimale requise pour tenir compte de la vitesse de rotation dans le voisinage solaire est

$$M = (220 \text{ kms}^{-1})^2 \times 8 \text{ kpc}/G \simeq 8.9 \times 10^{10} M_\odot . \quad (11.3)$$

Cette dernière valeur est tout juste supérieure à la masse minimale M_a déduite plus haut des observations de microlentilles. Toutefois, la vitesse de rotation v_\odot pour un corps sphérique peut être très différente de la vitesse de rotation pour une distribution de masse plate comme dans le cas des bandes circulaires. Si l'on prend une densité de surface exponentielle $\Sigma(R) \propto \exp(-R/R_d)$ avec $R_d = 2.5 \text{ kpc}$, correspondant à une masse $M(R = R_\odot) = 7.6 \times 10^{10} M_\odot$ et produisant $\tau_{bulbe} = (3.88 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ pour une source à $(R, z) = (0, 470 \text{ pc})$, la vitesse de rotation est clairement supérieure de 40 km.s^{-1} à la valeur mesurée $v_\odot(R) \sim 220(R/R_\odot)^{0.1} \text{ km.s}^{-1}$ [Binney et al., 1991]. Le modèle exponentiel semble ainsi écarté. Si l'on considère une autre distribution axi-symétrique avec cette fois-ci une loi en puissance $\Sigma(R) \sim R^{-0.8}$, on constate que maintenant la vitesse de rotation est inférieure à la valeur mesurée au niveau du Soleil. Bien que le disque en loi de puissance ne viole pas les contraintes de la vitesse de rotation, on peut l'éliminer également, car la contribution à la masse stellaire dans le voisinage solaire est trop élevée. En effet, la densité de volume dans le voisinage solaire serait de $3.0 M_\odot \text{ pc}^{-3}$, alors que les valeurs mesurées sont significativement plus petites : $0.1 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ [Creze et al., 1998]. De même pour la densité de surface : la loi de puissance implique une valeur de $227 M_\odot \text{ pc}^{-2}$, que l'on peut comparer à la valeur estimée $\sim 35 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ due aux étoiles et naines brunes dans $|z| < 300 \text{ pc}$ et à la valeur mesurée $71 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ due à toute la matière dans $|z| < 1.1 \text{ kpc}$ [Kuijken and Gilmore, 1991]. La profondeur optique observée élevée est donc très vraisemblablement produite par un bulbe en forme de barre.

Ainsi, la masse minimale M_e dans une bande elliptique d'échelle de hauteur $h = 470 \text{ pc}$ requise pour générer une profondeur optique $\tau_{bulbe} = (3.88 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ [Alcock et al., 2000b] serait en effet la moitié de la masse nécessaire dans le cas d'un modèle axi-symétrique

$$M_e = (3.8 \pm 0.6) \times 10^{10} M_\odot . \quad (11.4)$$

Cependant, dans la pratique on ne peut pas réduire la masse de moitié, car la structure de la barre est contrainte d'une part par la photométrie en infrarouge proche [Bissantz et al., 1997] et d'autre part par les observations de l'écoulement du gaz dans le plan galactique [Fux, 1999]. Si l'on tient compte de ces contraintes, en considérant que la densité de surface du disque le long de l'axe z est exponentiel et que pour $R \leq R_\odot/2$ la matière est distribuée selon des anneaux elliptiques, la limite sur la vitesse de rotation v_\odot n'est pas violée, mais la densité de surface dans le voisinage solaire $\Sigma_\odot = 72 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$ dépasse la valeur mesurée mentionnée plus haut. Si l'on tente de concentrer la masse dans la barre, la densité de surface présente une valeur raisonnable $\Sigma_\odot = 35 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$. Dans ce dernier modèle on demande néanmoins que le disque soit extrêmement fin dans le voisinage solaire et par conséquent la limite d'Oort est violée.

• [Gerhard, 2000] soulignent également que les profondeurs optiques observées par MACHO et OGLE ne sont pas compatibles avec les contraintes de la courbe de rotation et de la densité de masse locale. Ils suggèrent que le disque est maximal dans le sens qu'une densité de surface dans le voisinage solaire $\Sigma_\odot \approx 45 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$ est suffisante pour fournir $85 \pm 10\%$ de la vitesse de rotation à la position de $2.2 h_R$.

[Gerhard, 2000] fait également remarquer que l'on peut difficilement concilier les résultats sur la profondeur optique de MACHO et OGLE avec les mesures de la courbe de rotation et celles de la densité de masse locale. Ils rappellent que les valeurs de la profondeur optique attendues sont de l'ordre de $\tau \sim 1 - 2 \times 10^{-6}$ dans la fenêtre de Baade [Zhao et al., 1995], [Stanek et al., 1997] et que le nouveau modèle de la barre [Bissantz and Gerhard, 2000] donne $\tau = 1.2 \times 10^{-6}$ pour toutes les sources dans la direction des résultats de MACHO avec la photométrie différentielle ($\tau_{total} = 2.43_{-0.38}^{+0.39} \times 10^{-6}$ [Alcock et al., 2000b]); et $\tau = 1.3 \times 10^{-6}$ pour les sources géantes rouges à la position des résultats de [Popowski et al., 2000] ($\tau_{bulbe} = 2.0 \pm 0.4 \times 10^{-6}$). Le résultat de [Popowski et al., 2000] est à 1.7σ de la valeur prédite par le modèle de la barre. La confirmation de cette valeur permettrait de réconcilier les connaissances actuelles sur la structure Galactique et les observations de microlentilles.

Une autre implication de la valeur élevée de la profondeur optique observée serait un disque maximal, soutenu aussi par le fait que peu d'événements microlentilles [Lasserre et al., 2000] sont détectées dans le halo. Le disque est normalement considéré comme étant sub-maximal, dans le sens qu'un disque exponentiel avec une densité de surface $\Sigma_\odot \approx 50 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$, avec une distance galacto-centrique $8 < R_\odot < 8.5 \text{ kpc}$ et avec une échelle de longueur $3.5 < h_R < 4.5 \text{ kpc}$, peut fournir seulement la moitié de la vitesse de rotation $v_\odot = 220 \text{ kms}^{-1}$ acceptée par l'IAU. Il faudrait en effet un disque d'une densité de surface de $\Sigma_\odot \approx 100 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$ pour tenir compte de toute la vitesse de rotation. Les nouvelles estimations de l'échelle de longueur, $h_R = 3 \pm 1 \text{ kpc}$ et de la vitesse de rotation $v_\odot = 210 \pm 25 \text{ km s}^{-1}$, au-dessous des valeurs officielles de l'IAU, prédisent qu'une densité de surface de $\Sigma_\odot \approx 45 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$ est suffisante pour fournir $85 \pm 10\%$ de la vitesse de rotation à $2.2 h_R$ [Sackett, 1997]. Cette densité de surface est compatible avec les valeurs observées de la densité de surface due à la matière "connue" $48 \pm 9 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$ [Kuijken and Gilmore, 1989]. Ceci suggère que le disque est maximal, dans le sens que le halo contribue peu à la vitesse de rotation dans la partie interne de la Galaxie. Si l'on ajoute un halo sphérique au disque maximal de manière à ce que la courbe de rotation soit plate dans la partie externe de la Galaxie, le rayon du coeur du halo est $R_c \sim 15 \text{ kpc}$, ce qui montre que le halo n'est pas très concentré. Si l'on intègre la densité de surface du halo dans $z = \pm 1 \text{ kpc}$, on obtient $\Sigma_{h,1.1} = 16 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$, à laquelle on peut ajouter

les valeurs pour le disque mince et le disque épais ($\sim 9 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$). La densité de surface totale prédite est alors $\Sigma = 71 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, en bon accord avec la valeur dynamique mesurée $\Sigma_{h,1.1} = 71 \pm 6 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ [Kuijken and Gilmore, 1991].

- [Creze et al., 1998] détermine la densité de masse dans le voisinage solaire à partir des données Hipparcos. La densité de masse dynamique est estimée à $\rho_{\odot} = 0.076 \pm 0.015 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. En comparant cette valeur à la densité de masse de la matière “connue” $\rho_{\odot} = 0.083 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, il y a place au plus pour un halo sphérique de $\rho_{\odot} = 0.007 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. Les contraintes de la courbe de rotation excluent un disque maximal.

[Creze et al., 1998] contredit la supposition d'un disque maximal, car la valeur dynamique de la densité de masse volumique locale $\rho_{\odot} = 0.076 \pm 0.015 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, déterminée à partir des données Hipparcos, est au-dessous des valeurs précédemment calculées. Ces résultats sont pratiquement libres de supposition de modèles et concernent des données strictement locales dans une sphère de 125 pc. En supposant une échelle de longueur de 2.5 kpc et une échelle de hauteur de 323 pc pour le disque mince, une échelle de longueur de 3.5 kpc et une échelle de hauteur (exponentielle) de 656 pc pour le disque épais et en considérant que la densité volumique stellaire “connue” est $\rho_{\odot} = 0.043 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ et celle du milieu interstellaire $\rho_{\odot} = 0.04 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, on obtient une densité de colonne $\Sigma_{\odot} = 40 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ due à la composante stellaire et au gaz qui est en très bon accord avec la densité de colonne $\Sigma_{\odot} = 40 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ de la matière observable, déterminée à partir des naines M des données HST [Gould et al., 1997]. La valeur dynamique $\rho_{\odot} = 0.076 \pm 0.015 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ comparée à la densité volumique de la composante stellaire et du gaz $\rho_{\odot} = 0.083 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, semble ne pas laisser de la place pour de la matière noire dans le disque. De plus, si l'on prend le modèle du disque avec les paramètres mentionnés ci-dessus, pour estimer la contribution du disque à la courbe de rotation, considérée plate au-delà de 5 kpc et ayant une vitesse de $v_{\odot} = 220 \text{ km s}^{-1}$ dans le voisinage solaire, on constate que le disque ne contribue pas plus que la moitié de la masse impliquée à la position $R_{\odot} = 8.5 \text{ kpc}$. Même en considérant $R_{\odot} = 7.5 \text{ kpc}$, le plateau de la courbe de rotation serait seulement de 164 km s^{-1} . Un disque maximal semble donc exclu. Un halo sphérique avec $\rho_{\odot} = 0.007 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ pour ($R_{\odot}, z = 0$), est en effet nécessaire pour garantir une courbe de rotation plate au-delà de 5 kpc, ce qui est compatible avec les incertitudes sur les densités volumiques dynamique $\rho_{\odot} = 0.076 \pm 0.015 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ et de la matière “connue” $\rho_{\odot} = 0.083 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$.

11.2.2 La distribution des durées des événements de microlentille et la fonction de masse qui lui est associée

- [Gould, 1996] tente d'obtenir la fonction de masse dans le bulbe à partir de la distribution des candidats de microlentille de MACHO et d'OGLE. La fonction de masse qui reproduit le mieux la distribution des durées observées est celle d'une loi de puissance $dN/dM \propto M^{\alpha}$ avec $\alpha = -2.1$ et une masse minimale $M_{min} = 0.04 M_{\odot}$. Aussi, il semble qu'il existe plus d'objets de faible masse dans le disque ou dans le bulbe que parmi les objets locaux.

[Gould, 1996] fait remarquer que les approches traditionnelles pour déterminer la fonction de masse sont limitées, car la détection des objets est fondée sur leur luminosité et pas leur masse. La méthode des lentilles gravitationnelles permet non seulement de s'affranchir de cette limitation, mais permet aussi l'étude de la fonction de la masse au-delà

du voisinage solaire, de notre Galaxie et même du Groupe Local. L'effet de microlentille est aussi un outil puissant pour détecter des planètes extra-solaires du type Terre et pour étudier l'histoire de la formation stellaire. En effet, le suivi de quasars qui seraient microlentillés par des étoiles ou des MACHO et dont on pourrait distinguer leur variations ordinaires d'une amplification due à un effet microlentille par un suivi spectroscopique, permet de savoir si la plupart des étoiles se sont formées avant l'époque de formation des quasars ou après. Dans le premier cas, la profondeur optique pour des quasars de $z = 4$ serait bien supérieure à celle des quasars de $z = 1$, car le trajet à partir des quasars plus lointains serait peuplé par un grand nombre d'étoiles. En revanche, si les étoiles se sont formées à $z < 1$, les quasars distants auraient une profondeur optique seulement un peu plus élevée que les quasars proches. Pour ce qui concerne l'étude de la fonction de masse dans le disque et dans le bulbe, [Han and Gould, 1995b] ont tenté de déterminer la fonction de masse à partir de la distribution des durées des 51 événements trouvés par MACHO et OGLE. Ils ont ainsi considéré trois familles de fonction de masse : une loi de puissance avec une masse minimale, une fonction gaussienne et une fonction dite de Hubble calculée à partir des données *HST* sur des étoiles locales du disque. Les modèles adoptés sont le G2 d'un bulbe sous la forme d'une barre [Dwek et al., 1995] avec $M_{barre} \sim 1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$ et dont le côté le plus proche est dans le premier quadrant galactique, l'angle entre la ligne de visée et le grand axe étant $\theta = 20^{\circ}$; un noyau central (< 600 pc) [Kent, 1992] et un disque exponentiel d'une échelle de hauteur $h_z = 325$ pc, une échelle de longueur $h_R = 3.5$ kpc [Bahcall, 1986] et une densité de masse dans le voisinage solaire $\rho_{\odot} = 0.06 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. La fonction de masse qui reproduit le mieux la distribution des durées observées est celle d'une loi de puissance avec $\alpha = -2.1$ et une masse minimale $M_{min} = 0.04 M_{\odot}$. La fonction de masse de Hubble ne reproduit pas le pic des courtes durées. Aussi, il semble que les lentilles ont une fonction de masse différente des étoiles du voisinage solaire et qu'il existe plus d'objets de faible masse dans le disque ou dans le bulbe que parmi les objets locaux. Cependant, les durées de MACHO et OGLE pouvant être affectées par le *blending*, elles peuvent être sous-estimées. Le résultat de l'ajustement des fonctions de masse à la distribution des durées n'est pas totalement fiable, car il dépend de la distribution spatiale et de celle des vitesses des sources et des lentilles, du choix des modèles et des paramètres galactiques.

- [Zhao et al., 1996] essaie également d'extraire la fonction de masse du bulbe des distributions des durées microlentille. La fonction de masse le mieux ajustée à la distribution est une loi de puissance $dN/dM \propto M^{-2.25}$ entre $0.08 M_{\odot}$ et $0.6 M_{\odot}$, autrement dit sans naines brunes.

[Zhao et al., 1996] travaille également sur la distribution des durées des 51 candidats de MACHO et OGLE pour en extraire une fonction de masse. La barre est décrite par le modèle G2 modifié pour tenir compte du noyau central du bulbe, l'angle θ d'inclinaison par rapport à la ligne de visée est considéré égal à 20° et la masse de la barre est égale à $2.24 \times 10^{10} M_{\odot}$. La distribution des durées des candidats observés est le mieux décrite par une fonction de masse du type Salpeter $dN/dM \propto M^{-2.25}$ entre $0.08 M_{\odot}$ et $0.6 M_{\odot}$, c'est-à-dire, sans naines brunes. En effet, si la fonction de masse s'étend jusqu'à $0.01 M_{\odot}$ (60% de naines brunes), elle est rejetée à un niveau de confiance de 6σ par un test de Kolmogorov-Smirnov. Les durées semblent alors trop courtes et le nombre d'événements, en excès. Une masse minimale de $0.04 M_{\odot}$, correspondant à 27% de naines brunes, est également exclue à 2σ . Le modèle le mieux adapté est celui avec moins de 20% de naines brunes. Il prévoit 40 événements avec une durée moyenne de 16 jours dus à des lentilles dans la barre et de 14 événements avec une durée moyenne de 30 jours, dus à des lentilles

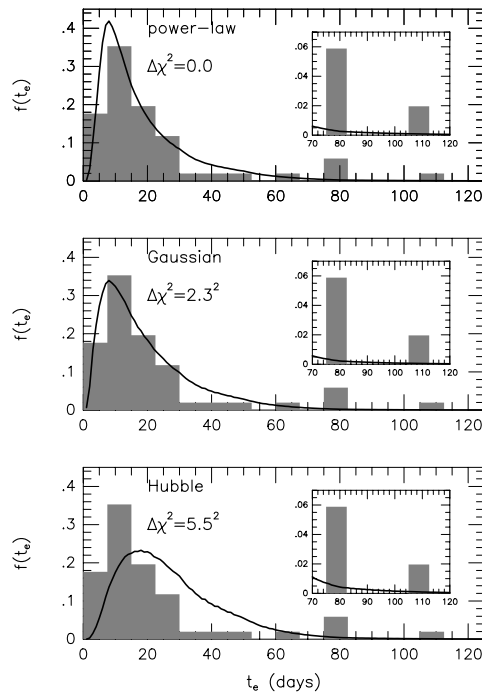


Fig. 11.30: Distributions des durées attendues avec trois types de fonctions de masse [Gould, 1996] : une loi de puissance avec masse minimale, une fonction gaussienne et une fonction dite de Hubble calculée à partir des données *HST* sur des étoiles locales du disque. La fonction de masse qui le mieux reproduit la distribution des durées observées est celle d'une loi de puissance $dN/dM \propto M^\alpha$ avec $\alpha = -2.1$ et une masse minimale $M_{min} = 0.04 M_\odot$. La distribution observée se réfère aux 51 candidats de MACHO et OGLE.

dans le disque.

- [Peale, 1999] détermine une fonction de masse du bulbe $dN/dM \propto M^{-2.2}$ pour $0.08 < M < 2.0 M_\odot$, à partir de la distribution des durées des candidats de microlentille observés. Il conclut que même une fraction de naines brunes aussi basse que 10% n'est pas compatible avec les observations de microlentilles. Cependant, la découverte d'une population inconnue de naines brunes du champ par les groupes 2MASS et DENIS, pourrait indiquer qu'une population semblable s'étend jusqu'au Centre Galactique. Dans ce cas, le pic de la distribution des durées devrait se déplacer vers les courtes durées, de l'ordre de $t_E \sim 3 - 5$ jours.

[Peale, 1999] signale que 2MASS (The 2-Micron All Sky Survey [Skrutskie et al., 1997]) et DENIS (DEep Near Infrared Survey of the southern sky [Epchtein et al., 1994]) ont révélé une population inconnue de naines brunes du champ, la fonction de masse ayant été étendue jusqu'à $0.01 M_\odot$ [Reid et al., 1999]. Si ces naines brunes locales se trouvent partout dans la Galaxie, en particulier dans le bulbe, on attend une augmentation de courtes durées d'événements microlentille dans certaines directions vers le Centre Galactique. [Zhao et al., 1996] ont montré qu'une fonction de masse avec 30 à 60% de naines brunes n'est pas compatible avec les données microlentille. [Peale, 1999] confirme que même une

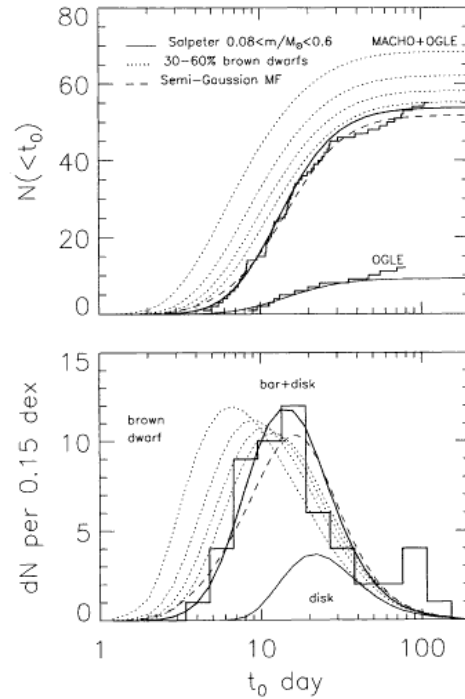


Fig. 11.31: Distribution cumulative et différentielle des durées attendues pour différentes fonctions de masse proposées par [Zhao et al., 1996]. Les distributions attendues sont superposées aux durées observées des 51 candidats de MACHO et OGLE (graphique du bas). Les quatre courbes en pointillé se réfèrent à des modèles avec 30 – 60% de naines brunes. On montre également les prévisions pour une fonction de masse du type Salpeter dans le cas des données d’OGLE seulement (en haut) et pour le disque uniquement (en haut).

fraction bien inférieure de l’ordre de 10% est en désaccord avec les observations. Les naines brunes du champ trouvées par les groupes 2MASS et DENIS, augmenterait le nombre de courtes durées, mais déplacerait le pic de la distribution des durées vers des temps bien plus petits $t_E = 3 - 5$ jours que ceux observés. La fonction de masse du bulbe qui reproduit le mieux la distribution des durées des 45 événements MACHO est $dN/dM \propto M^{-2.2}$ pour $0.08 < M < 2.0 M_\odot$, en considérant le modèle G2 de [Zhao et al., 1996] pour la barre avec $M_{barre} = 2.2 \times 10^{10}$ et un angle $\theta = 13^\circ$ entre la ligne de visée et le grand axe; le disque est décrit par une fonction exponentielle avec une échelle de hauteur $h_z = 300$ pc, une échelle de longueur $h_R = 2.7$ kpc et une densité de masse dans le voisinage solaire $\rho_\odot = 0.05 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. En conclusion, [Peale, 1999] fait remarquer que l’absence d’un pic de très courtes durées, de l’ordre de $t_E = 3 - 5$ jours dans la distribution observée suggère éventuellement qu’il existe moins de naines brunes dans le bulbe que celles détectées localement ou que l’efficacité de détection d’événements microlentilles du groupe MACHO est surestimée. Dans ce cas, la distribution des durées corrigée de l’efficacité augmenterait le nombre de très courtes durées. Enfin, il souligne que le faible nombre de microlentille et les incertitudes dans les modèles galactiques ne permettent pas de restreindre pour le moment de façon fiable la fonction de masse dans le bulbe.

- [Gould, 2000] suggère que l’observation photométrique et astrométrique des événements microlentilles avec SIM (Space Interferometry Mission) permet de mesurer la fonction de masse des résidus stellaires dans le bulbe, tel que les

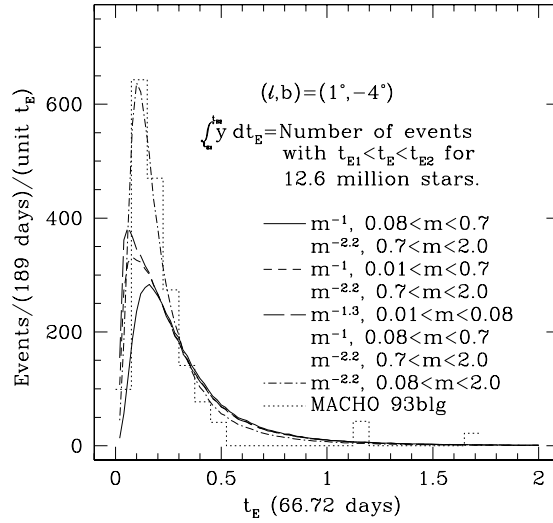


Fig. 11.32: Comparaison de la distribution des durées des candidats microlentille avec les distributions attendues [Peale, 1999]. La distribution observée se réfère aux 45 candidats de microlentille de MACHO. La fonction de masse qui reproduit le mieux la distribution observée est $dN/dm \propto m^{-2.2}$ pour $0.08 < m < 2.0 M_{\odot}$.

naines blanches, les étoiles de neutrons et les trous noirs

[Gould, 2000] suggère que l'observation photométrique et astrométrique des événements microlentilles avec SIM (Space Interferometry Mission) permet de mesurer la fonction de masse des résidus stellaires dans le bulbe, tel que les naines blanches, les étoiles de neutrons et les trous noirs. L'intérêt scientifique de cette mesure est de deux ordres : en premier lieu, les résidus stellaires représentent les fossiles de l'époque d'une intense activité de formation d'étoiles dans le bulbe. En deuxième lieu, un échantillon de résidus stellaires est difficile à obtenir, la mesure de leur fonction de masse aiderait à nous éclairer sur leur nombre dans des amas, dans le champ et dans d'autres systèmes. Comme exemple de la difficulté de détection directe de ces objets, une naine typique du bulbe possède $V \sim 30$. L'effet de microlentille gravitationnelle est un outil précieux pour le repérage des résidus stellaires, en effet 20% des ~ 400 événements vers le Centre Galactique, trouvés jusqu'à présent par les différents groupes, sont dus à ce type d'objets. Cependant, dans la distribution observée des durées des microlentilles les durées dues aux résidus stellaires ne peuvent pas être distingués des étoiles de la séquence principale. Avec SIM (Space Interferometry Mission), dont le lancement était initialement prévu pour 2005, on pourra mesurer la masse de la lentille avec une précision de 5%, la distance à la lentille et son mouvement propre, à partir d'un suivi astrométrique et photométrique. La fonction de masse des résidus d'étoiles dans le bulbe deviendra alors accessible.

11.2.3 Discussion finale

Nous arrivons enfin à la discussion finale sur les différents résultats qu'on essaiera d'interpréter à la lumière des connaissances actuelles sur la structure de notre Galaxie.

• **Compatibilité des profondeurs optiques observées d'EROS II, MACHO et OGLE**

Pour pouvoir comparer les valeurs de la profondeur optique trouvées par les groupes EROS II, MACHO et OGLE présentées dans le tableau 11.6, il faut les ramener à la même position dans le plan galactique. Nous rappelons que la profondeur optique se réfère à une certaine longitude galactique l et une latitude b , qui donnent la position moyenne des champs de chaque groupe pondérée par le nombre d'étoiles observées dans chaque champ. Aussi, il nous faut savoir comment la profondeur optique varie en fonction de l et b .

Le groupe MACHO ne donne pas d'estimation pour le gradient de la profondeur optique, aussi bien lors de la découverte des 45 candidats après analyse de 12 deg^2 (28 champs MACHO) [Alcock et al., 1997], que dans l'analyse de photométrie différentielle sur 4 deg^2 (8 champs) [Alcock et al., 2000b]. La surface de ciel analysée, du moins dans le dernier cas, n'est pas en effet suffisante pour inférer le comportement de la profondeur optique en fonction de (l, b) . Il nous reste néanmoins les estimations de [Popowski et al., 2000] et du groupe OGLE II [Udalski et al., 2000], ainsi que des cartes de profondeurs optiques construites à partir des modèles. [Popowski et al., 2000] suggère que le gradient est de $0.5 \times 10^{-6}/deg$, après analyse de 77 champs MACHO sur des étoiles-source géantes rouges. Malheureusement, le seul article publié à présent sur les résultats de cette analyse, n'est qu'un *proceeding* d'une conférence, sans aller donc dans le détail de son étude, ni préciser de quelle coordonnée galactique il s'agit lorsqu'il propose ce gradient. [Udalski et al., 2000] fait une carte du nombre de candidats de microlentille observés par le groupe OGLE II en fonction de (l, b) , cette carte ayant été décrite en détail dans la sous-section 2.4.5. Nous rappelons que le catalogue des 214 événements trouvés est d'une extrême richesse, mais faute d'étude d'efficacité de détection, aucune valeur de la profondeur optique n'a été donnée. Cependant, OGLE II confirme que le nombre de candidats varie fortement en fonction de b lorsqu'on s'éloigne du Centre Galactique. Il existe également une dépendance en l avec une asymétrie notoire présentant plus de candidats du côté de l négatif, c'est-à-dire, dans la partie la plus proche de la barre de notre ligne de visée. Le gradient semble donc confirmé, mais des données observationnelles ne nous donnent pas encore d'estimations claires. En ce qui nous concerne, le faible nombre de candidats de microlentilles fiables sur des étoiles géantes rouges, 16 au total, ne permettent pas de faire une étude convaincante du gradient de la profondeur optique. Finalement, les cartes construites à partir des modèles prédisent, dans l'étude de [Han and Gould, 1995a], un gradient de 0.5×10^{-6} par degré de b au fur et à mesure que l'on s'éloigne du Centre Galactique jusqu'à $b = -5^\circ$ et ensuite 0.5×10^{-6} par 2 degrés de b . Pour la région qui nous intéresse, i.e. $1^\circ < l < 4^\circ$, le gradient est -0.3×10^{-6} par degré de l . [Zhao et al., 1996] prévoit une décroissance de la profondeur optique de l'ordre de 0.45×10^{-6} degrés de b dans la région $-4^\circ < b < -3^\circ$ et 0.3×10^{-6} par degré de l pour l'intervalle mentionné plus haut. Les gradients sont en très bon accord.

Dans tous les cas, la profondeur optique décroît quand on s'éloigne du Centre Galactique. Si l'on prend les gradients prévus par les modélisations de [Zhao et al., 1996] : -0.45×10^{-6} degrés de b et 0.3×10^{-6} par degré de l , on peut ramener les valeurs du tableau 11.6 à la position de la fenêtre de Baade ($l, b = 1^\circ, -4^\circ$) par la formule suivante

$$\tau_{(l,b=1^\circ,-4^\circ)} = \tau_{observée} + \Delta l \times \frac{\partial \tau}{\partial l} + \Delta b \times \frac{\partial \tau}{\partial b}, \quad (11.5)$$

où Δb est la différence entre la latitude de la fenêtre de Baade et celle de la valeur de la profondeur optique observée, de même pour Δl , $\partial \tau / \partial b$ est le gradient selon b et $\partial \tau / \partial l$

selon l . Dans le tableau 11.7 on présente les profondeurs optiques dans la fenêtre de Baade pour -1σ et -2σ de la profondeur optique observée, à l'exception de la profondeur optique d'EROS II qui a été calculée pour $+1\sigma$ et $+2\sigma$.

Groupe	Profondeur optique observée ($\times 10^{-6}$)	l, b ($^\circ$)	Profondeur optique ($l, b = 1, -4$) 1σ	Profondeur optique ($l, b = 1, -4$) 2σ
1. EROS II	$\tau_{bulbe} = 0.94^{+0.27}_{-0.29}$	2.54, -4.04	1.69	1.96
2. MACHO	$\tau_{bulbe} = 3.9^{+1.8}_{-1.2}$	2.55, -3.64	3.01	1.81
3. MACHO	$\tau_{bulbe} = 3.23^{+0.52}_{-0.50}$	2.68, -3.35	2.94	2.44
4. MACHO	$\tau_{bulbe} = 2.0 \pm 0.4$	3.9, -3.8	2.38	1.98
5. OGLE	$\tau_{total} = 3.3 \pm 1.2$	1, -4	2.1	0.9

Tab. 11.7: Valeurs de la profondeur optique des groupes EROS II, MACHO et OGLE pour la fenêtre de Baade :

1 : présente thèse, 2 : [Alcock et al., 1997], 3 : [Alcock et al., 2000b], 4 : [Popowski et al., 2000], 5 : [Udalski et al., 1994a].

Une des premières conclusion que l'on peut tirer de ce résultat est qu'aucune des profondeurs optiques observées ramenées à la fenêtre de Baade sont compatibles à 1.4σ près (on a enlevé 1σ à chacune des deux mesures que l'on compare). À 2.8σ (ceci correspond à la comparaison des valeurs dans la fenêtre de Baade pour 2σ), la profondeur optique observée d'EROS ramenée à la fenêtre de Baade est compatible avec la mesure de [Popowski et al., 2000] et de [Alcock et al., 1997] pour cette même position de l, b .

• Compatibilité des profondeurs optiques observées avec les valeurs attendues

Tout d'abord on fait remarquer que les modèles dépendent des fonctions de densité ρ choisies pour le disque et pour la barre, ainsi que des paramètres galactiques que l'on introduit dans ces densités. Pour ce qui concerne le disque il nous faut donner les échelles de hauteur h_z et de longueur R_d , la distance galacto-centrique R_\odot , la densité dans le voisinage solaire ρ_\odot . Pour la barre les paramètres importants sont l'angle d'inclinaison θ de la ligne de visée avec le grand axe de la barre, les longueurs des trois axes de celle-ci et finalement sa masse.

Dans le chapitre 2 nous avons présenté les fonctions de densité et les valeurs des paramètres mentionnés plus haut déterminés à partir de différentes techniques. La distance galacto-centrique R_\odot varie entre 7.5 kpc et 8.5 kpc l'échelle de longueur R_d entre 3.5 kpc et 4.5 kpc, l'échelle de hauteur h_z du disque mince est ~ 300 pc et du disque épais ~ 760 pc ; la densité de masse observée du disque mince dans le voisinage solaire peut aller de $\Sigma_\odot \sim 40 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ à $\sim 57 M_\odot \text{ pc}^{-2}$, la masse de la barre M_{barre} varie entre $1.6 \times 10^{10} M_\odot$ et $2.8 \times 10^{10} M_\odot$ et finalement l'inclinaison de la barre par rapport à la ligne de visée est de $\theta \sim 10^\circ - 45^\circ$. Selon les modèles et les valeurs des paramètres utilisées, les résultats peuvent être totalement différents. Ceci est en effet le cas dans les études des articles présentés dans les sous-sections précédentes.

[Paczynski, 1991] prédit une profondeur optique $\tau \sim 8 \times 10^{-7}$ dans la fenêtre de Baade. [Kiraga and Paczynski, 1994] obtient $\tau \sim 8.5 \times 10^{-7}$ pour cette même position.

Cependant ces valeurs sont calculées avec un modèle axi-symétrique du bulbe, c'est-à-dire, sans barre. [Zhao et al., 1995] estime que la profondeur optique est $\tau \sim (2.2 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ pour une barre de $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ et un angle $\theta = 20^{\circ}$. [Zhao et al., 1996] propose $\tau_{bulbe} = 2.2 - 2.8 \times 10^{-6}$ avec $M_{barre} = 2.24 \times 10^{10} M_{\odot}$ et $\theta = 20^{\circ}$. [Han and Gould, 1995a] obtiennent $1.5 \times 10^{-6} < \tau < 2 \times 10^{-6}$ dans la fenêtre de Baade avec $M_{barre} = 1.62 \times 10^{10} M_{\odot}$ et $\theta = 20^{\circ}$. On fait remarquer que la valeur d'EROS II déduite dans cette thèse est compatible avec les prévisions de [Han and Gould, 1995a].

Les profondeurs optiques calculées par les modèles sont systématiquement plus petites que les valeurs observées par MACHO et OGLE. De plus, [Binney et al., 2000] montre que les valeurs élevées de la profondeur optique, notamment celle de [Alcock et al., 2000b] implique une densité de surface dans le voisinage du soleil $\Sigma_{\odot} \sim 72 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ qui n'est pas compatible avec les valeurs observées, de l'ordre de $\Sigma_{\odot} \sim 45 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. De même [Paczynski et al., 1994] fait remarquer que la densité volumique impliquée par la profondeur optique d'OGLE $\tau_{total} = 3.3 \pm 1.2 \times 10^{-6}$ [Udalski et al., 1994a] est $\rho_{\odot} \sim 0.414 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, 6 fois plus grande que les estimations dynamiques $\rho_{\odot} \sim 0.01 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ [Creze et al., 1998].

- **La compatibilité entre les distributions des durées observées et attendues des événements de microlentille**

Le type de fonction de masse et les valeurs des paramètres que leur sont associées introduits dans le modèle vont également changer le résultat des modélisations. À partir des distributions des candidats de microlentille on peut tenter de restreindre la fonction de masse initiale dans le bulbe et dans le disque.

Comme nous l'avons décrit dans la sous-section précédente, [Gould, 1996] essaie de recréer la distribution des durées des 51 candidats de [Alcock et al., 1997] et [Udalski et al., 1994a]. La fonction de masse qui reproduit le mieux la distribution des durées observées est celle d'une loi de puissance $dN/dM \propto M^{\alpha}$ avec $\alpha = -2.1$ et une masse minimale $M_{min} = 0.04 M_{\odot}$. Une population de naines brunes dans le bulbe semble nécessaire pour expliquer le pic de courtes durées (voir figure ??), autour de $t_E \sim 16$ jours. [Zhao et al., 1996] obtient $dN/dM \propto M^{-2.25}$ entre $0.08 M_{\odot}$ et $0.6 M_{\odot}$, autrement dit sans naines brunes. [Peale, 1999] détermine une fonction de masse de $dN/dM \propto M^{-2.2}$ pour $0.08 < M < 2.0 M_{\odot}$, une population de naines brunes n'est donc pas nécessaire pour reproduire la distribution observée.

Les fonctions de masse obtenues par ces études diffèrent de façon significative, non pas dans la pente qui est à peu près la même, mais dans la limite inférieure de la fonction de masse. Ainsi, dans un cas, une population de naines brunes semble nécessaire pour reproduire les distributions des durées de MACHO et OGLE [Alcock et al., 1997], [Udalski et al., 1994a]. Dans d'autres cas, cette même distribution est mieux expliquée sans naines brunes. On rappelle que les modèles de disque et bulbe utilisés varient d'une étude à l'autre, ainsi que la distribution des vitesses des lentilles.

La fonction de masse initiale du bulbe mesurée à partir du comptage d'étoiles (présentée dans la sous-section 2.3.4) n'est pas compatible avec les fonctions de masse inférées des données microlentille par [Gould, 1996], [Zhao et al., 1996] et [Peale, 1999]. En effet, la fonction de masse observée de [Holtzman et al., 1998] possède une pente $\alpha \sim -1$ pour $0.25 < M < 0.7 M_{\odot}$ et celle de [Zoccali et al., 2000] une pente $\alpha \sim -1.33$ pour $0.15 < M < 0.5 M_{\odot}$. Ces fonctions de masse initiales ne sont pas suffisamment pointues

pour tenir compte du pic vers les courtes durées.

Cependant cet excès de courtes durées dans la distribution des 45 candidats de microlentille de MACHO [Alcock et al., 1997] peut éventuellement être expliqué par l'effet de *blending* (voir section 3.2.4) qui sous-estime les durées observées. En effet, la distribution des durées des 99 candidats issus de l'analyse de photométrie différentielle de MACHO [Alcock et al., 2000b] (voir figure 2.6) et donc moins affectés par cet effet, ne présente pas de pic vers les courtes durées. Si l'on prend les résultats de cette thèse et celui de [Popowski et al., 2000], tous les deux basés sur des candidats dont l'étoile-source est une géante rouge, qui sont des étoiles brillantes moins susceptibles de subir du *blending*, on remarquera qu'un pic vers $t_E \sim 16$ jours est néanmoins visible dans la distribution des durées des 16 candidats d'EROS II (voir figure 10.4) et également dans la distribution des 52 candidats de [Popowski et al., 2000] (voir figure 2.7). En ce qui concerne la distribution d'EROS II, il pourrait s'agir simplement d'un manque de statistique, l'analyse de plus de champ pourra sûrement confirmer ou infirmer cela. Dans le cas de [Popowski et al., 2000], le pic est moins notable que dans les données de [Alcock et al., 1997]. Il pourrait constituer une vraie signature d'un petit nombre de naines brunes dans le bulbe. En effet, les découvertes récentes d'une population inconnue de naines brunes du champ par 2MASS [Skrutskie et al., 1997] et DENIS [Reid et al., 1999], indiquent qu'une telle population pourrait s'étendre jusqu'au bulbe. Cependant, le pic de courtes durées serait alors déplacé vers $t_E \sim 3 - 5$ jours. L'absence d'un tel pic dans les données peut être due à une faible efficacité de détection pour ces échelles de temps.

Il existe beaucoup d'interrogations concernant les fonctions de masse qui génèrent les distributions des durées de microlentille. Ceci est dû d'une part à la limitation en magnitude des mesures de fonctions de masse à partir du comptage d'étoiles, ne permettant pas d'accéder facilement au régime d'objets sous-stellaires. D'autre part, l'interprétation de la distribution des durées des événements microlentille n'est pas triviale, car la durée t_E contient l'information sur plusieurs paramètres : la distance entre l'observateur et la lentille D_{OL} , la distance de l'observateur à la source D_{OS} , la vitesse transverse de la lentille v_t et la masse de la lentille. Cette dégénérescence peut être levée partiellement quand les courbes de lumière présentent des déviations au cas standard, comme l'effet de parallaxe ou l'effet de taille finie (voir section 3.2). Cette dégénérescence pourra être levée totalement dans les années à venir avec SIM (Space Interferometry Mission), dont le lancement était initialement prévu pour l'année 2005. Le déplacement du centroïde des images d'amplification d'un événement de microlentille pourra être mesuré à la μas près, ce qui permet d'accéder à la masse de la lentille, sa distance et son mouvement propre, en connaissant la durée de l'événement t_E et le paramètre d'impact u à partir de la courbe de lumière de l'étoile source microlentillée et suivie photométriquement par les expériences terrestres. Le lever de la dégénérescence sera essentiellement le cas pour les lentilles massives, tel que les résidus stellaires, comme les trous noirs, les étoiles à neutrons ou les naines blanches [Gould, 2000].

- **Les événements de longue durée, les événements binaires et l'effet de taille finie**

Nous avons mentionné plusieurs fois que parmi les 45 candidats de microlentille de [Alcock et al., 1997], trois présentent des durées supérieures à 50 jours, difficilement expliquées par les fonctions de masse actuelles. Dans l'échantillon de 52 candidats de [Popowski et al., 2000] sur des étoiles-source géante rouge, 10 candidats se trouvent dans

le même champ (champ MACHO no. 104) dont 5 avec une longue durée. Parmi nos 16 candidats fiables, deux ont des durées supérieures à 100 jours, dont un se trouve dans le champ no. 104 de MACHO qui présente une grande concentration de microlentilles de longue durée (le champ équivalent d'EROS II est le champ cg611). Ces événements peuvent être expliqués par des objets massifs, comme des résidus d'étoiles avec une faible vitesse transverse [Han and Gould, 1996], ou par des directions d'observation avec une concentration de bras spiraux [Peale, 1999], car la vitesse angulaire relative de la source et la lentille est alors petite. Plus de lumière sur ces événements sera faite dans les temps à venir, notamment avec SIM, dont nous avons parlé plus haut, qui permettra de mesurer la fonction de masse dans le domaine des résidus stellaires, comme les naines blanches, les étoiles à neutrons et les trous noirs.

[Mao and Paczyński, 1991] indiquent que 10% des événements microlentille sont des événements binaires. Dans nos données, c'est-à-dire, sur les 16 candidats fiables, on devrait avoir 1.6 événements binaires. Le fait de n'en avoir trouvé aucun est donc tout à fait acceptable.

Pour ce qui concerne l'effet de taille finie, nous avons expliqué dans la section 3.2, lors de la présentation des déviations au modèle de microlentille standard, que cet effet permet de trouver des événements qui normalement auraient une amplification trop faible pour être détectés. Plus précisément, quand le rayon de l'étoile-source projeté dans le plan de la lentille est de l'ordre du paramètre d'impact, l'effet de taille finie augmente significativement l'amplification au maximum. Cet effet est d'autant plus important que le rayon de l'étoile-source est grand, que la lentille a une faible masse et qu'elle est proche de la source. Prenons l'exemple d'une lentille dans le bulbe avec une étoile-source du type géante rouge (avec les lentilles dans le disque, le rayon projeté est plus petit et donc l'effet moins important). Pour une distance observateur-source $D_{OS} = 8$ kpc, un rayon de la source $R_s = 44 R_\odot$, une lentille à $D_{OL} = 7$ kpc et un paramètre d'impact $u_0 = 0.5$, l'effet de taille finie devient important quand le rayon de la source projeté dans le plan de la lentille est plus grand que 0.05, c'est-à-dire quand la masse de la lentille est plus petite que $0.01 M_\odot$. La durée d'un événement dû à ces objets est de très courte durée, inférieure à 5 jours. L'effet de taille finie aplatit la courbe de lumière, élargissant les ailes de la montée et de la descente de l'amplification, d'autant plus que la masse de la lentille diminue. La durée trouvée par un ajustement d'une courbe de Paczyński peut alors être surestimée. Nous avons regardé nos candidats de durée inférieure à 10 jours dont la source est une géante rouge, tous sont bien ajustés par une courbe standard, sans effet de taille finie. Notons de plus que notre efficacité de détection est faible pour ces durées qui contribuent peu à la profondeur optique totale. On estime donc que la valeur de la profondeur optique est peu affectée par cet effet.

Considérons maintenant le cas d'un paramètre d'impact de $u_0 = 0.1$ avec la même configuration géométrique que précédemment. La masse de la lentille au-dessous de laquelle l'effet de taille finie commence à devenir significatif est maintenant $M_{lentille} = 0.27 M_\odot$. Aussi, des lentilles de faible masse, sans être des objets sous-stellaires, peuvent générer un effet de taille finie. La durée caractéristique pour cette masse est $t_E \approx 20$ jours (on considère une vitesse transverse de 115 km/s, égale à la dispersion de vitesse selon x dans le bulbe). Notre efficacité étant quasiment indépendante du paramètre d'impact pour $0 < u_0 < 1$, les événements de $0 < u_0 < 0.1$ avec ces durées constituent environ 10% des candidats retenus, de $0 < u_0 < 1$ de même durée. La faible statistique de nos candidats explique qu'aucun effet de taille finie ait été détecté. Cependant, une étude plus approfondie des courbes de lumière, notamment en ajustant les données avec taille finie, confirmerait quantitativement la présence ou absence de cet effet. Ceci fera donc l'objet d'une étude dans un avenir proche,

lors de l'analyse d'un plus grand nombre de champs et par conséquent de l'obtention d'un plus grand nombre de candidats.

Conclusion

Les expériences de microlentille se sont révélées être excellentes pour détecter des objets sombres. Jusqu'à aujourd'hui ~ 400 candidats microlentille ont été observés. La plupart de ces événements ont été découverts vers le centre de notre Galaxie, environ 20 candidats vers les Nuages de Magellan et 3 à 7 vers les bras spiraux. Les résultats de MACHO et d'OGLE vers le Centre Galactique donnent des profondeurs optiques $\tau \sim 3 - 4 \times 10^{-6}$, de l'ordre de 3 fois plus grandes que les valeurs attendues en tenant compte d'un bulbe standard. Une barre dans le Centre Galactique semble nécessaire pour expliquer ces valeurs élevées. Cependant, les modèles avec un bulbe en forme de barre prévoient des profondeurs optiques systématiquement plus petites, même lorsque la barre est très massive ($\tau \sim (2.2 \pm 0.3) \times 10^{-6}$ avec $M_{barre} = 2 \times 10^{10} M_{\odot}$). Les valeurs observées semblent également en contradiction avec les mesures de densités de masse dans le voisinage solaire et les contraintes de la courbe de rotation. Une profondeur optique de $\tau = 3.9 \times 10^{-6}$ peut néanmoins être atteinte, sans violer ces contraintes, si l'on concentre toute la masse dans la barre, cependant ceci exige que le disque soit extrêmement fin dans le voisinage solaire, la densité de masse volumique n'étant alors pas compatibles avec la densité observée $\rho_{\odot} \sim 0.1 M_{\odot} pc^{-3}$.

L'excès d'événements de courte durée, autour de $t_E \sim 16$ jours, dans la distribution des durées d'amplification des candidats microlentille observés par MACHO et OGLE, ne peut pas être reproduit par les fonctions de masse du disque et du bulbe. La pente α de ces fonctions en loi de puissance $dN/dM \propto M^{\alpha}$ n'est en effet pas suffisamment petite. Cet excès d'événements de courte durée peut être dû à une population inconnue de naines brunes dans le bulbe ou à l'effet de *blending* qui induit la sous-estimation des durées de microlentilles. Les deux résultats les plus récents du groupe MACHO sont probablement peu affectés par cet erreur systématique. L'un concerne l'analyse de photométrie différentielle, le pic de courtes durées ayant disparu, mais la profondeur optique reste trop élevée $\tau \sim 3.23_{-0.5}^{+0.52}$. L'autre résultat se réfère à l'analyse d'étoiles-sources géantes rouges pour lesquelles le *blending* est négligeable. Le pic de courtes durées est visible dans la distribution des durées des candidats microlentille, bien que moins accentué. La profondeur optique mesurée $\tau \sim 2.0 \pm 0.4 \times 10^{-6}$ commence à s'approcher des valeurs attendues pour un bulbe en forme de barre.

Dans ce travail de thèse, nous avons analysé les courbes de lumière de 2.7×10^6 étoiles contenant presque 3 saisons d'observations du Centre Galactique, 36 candidats ayant été révélés. Dans cet échantillon nous avons choisi les candidats les plus amplifiés et dont l'étoile-source est une géante rouge, ce type d'étoile étant suffisamment brillante pour être moins affectée par l'effet de *blending*. Ceci nous a permis de déterminer une valeur de la profondeur optique avec les 16 candidats les plus fiables. Notre valeur pour la direction $(l, b = 2.5^{\circ}, -4^{\circ})$ est $\tau = 0.94_{-0.29}^{+0.27} \times 10^{-6}$. Ceci est compatible avec les prévisions des modèles galactiques. Pour permettre une comparaison de notre valeur de la profondeur

optique avec les profondeurs optiques mesurées par les groupes MACHO et OGLE, nous avons ramené toutes les valeurs mesurées à la position de la fenêtre de Baade. Elles se sont montrées incompatibles à 1.4σ près.

Les observations de microlentille permettent d'étudier la structure galactique, notamment les caractéristiques de la barre. Les fonctions de masse dans le disque et dans le bulbe peuvent également être contraintes avec les données de microlentille. Cependant, la faible statistique de cette première analyse d'EROS II vers le Centre Galactique ne permet pas de faire des études convaincantes sur les modèles galactiques. Plus de champs devront être analysés. Le besoin d'une analyse de plus de données est d'autant plus grand que l'interprétation des résultats de microlentilles reste difficile. Les profondeurs optiques attendues dépendent en effet des modèles et des paramètres galactiques utilisés. De même pour les distributions prévues des durées d'amplification. Extraire une fonction de masse de la distribution des durées observées n'est pas trivial, car la durée contient l'information sur plusieurs paramètres : la masse de la lentille, sa distance à l'observateur et sa vitesse transverse. Dans l'avenir cette dégénérescence pourra être levée totalement par la mission SIM (Space Interferometry Mission) dont le lancement était prévue initialement pour 2005. Les mesures de SIM de nature astrométriques et photométriques d'un événement microlentille permettront d'obtenir la masse de la lentille et sa distance à l'observateur. Ceci constituera un énorme progrès pour l'interprétation des résultats de microlentilles. Jusqu'à cette date, l'accumulation de statistique par l'analyse de plus de données sera un apport précieux dans la tentative de contraindre la structure galactique, notamment les paramètres de la barre et la fonction de masse, aussi bien dans le domaine sous-stellaire que dans le régime des résidus d'étoiles. L'effet de microlentille promet un avenir plein de découvertes.

Annexe A

Recherche de la position et des limites du *clump* de géantes rouges

Le programme de recherche de la position et des limites du *clump* de géantes rouges a été créé pour automatiser la sélection d'étoiles brillantes, afin de fabriquer le catalogue de référence pour les 82 champs Centre Galactique. La classification des champs à observer en prioritaires et non prioritaires a également été faite en faisant usage de ce programme. Par ailleurs, il a été utilisé pour déterminer le nombre de géantes rouges, nécessaire à l'estimation de la contribution de ce type d'étoiles à la profondeur optique vers le bulbe. De plus, la connaissance des positions des *clumps* pour les différents champs, a rendu possible l'alignement des diagrammes couleur-magnitude de ceux-ci avec le diagramme de la fenêtre de Baade qui est peu absorbé, permettant ainsi d'obtenir une calibration photométrique approximative. Nous décrivons ici le principe de l'algorithme qui utilise de nombreuses bibliothèques de calcul du programme PEIDA.

A.1 Principe de l'algorithme

L'algorithme consiste à identifier les différentes structures d'un diagramme couleur-magnitude vers le Centre Galactique. Dans la figure A.1 sur le diagramme *a* on peut voir le groupement d'étoiles géantes rouges dans un amas d'étoiles appelé le *clump* (GR) et la séquence principale (SP), le long d'un bras vertical jusqu'en bas du diagramme où les étoiles sont plus dispersées et contaminées par le bruit. Ainsi il existe trois maxima locaux de nombre d'étoiles correspondant aux trois points qui caractérisent la structure de ce diagramme, notamment le *clump* des géantes rouges, le bras vertical de la séquence principal et la partie basse de celle-ci.

A.1.1 Détermination de la position du *clump*

Dans un premier temps on calcule le maximum du nombre d'étoiles sur l'ensemble du diagramme couleur-magnitude. Une bande autour de l'abscisse du maximum projetée sur l'axe des magnitudes est alors ajustée par une fonction gaussienne à une dimension. À partir de la dispersion de la gaussienne, on obtient une estimation de la largeur du maximum selon l'axe des couleurs ($0x$), qui va nous permettre de découper le diagramme couleur-magnitude en trois parties. La première partie concerne la zone de la largeur du maximum le long de l'axe des magnitudes. La deuxième partie s'étend de la limite inférieure du diagramme à la coupure donnée par la position du maximum soustrait de 1.5 fois la dispersion de la

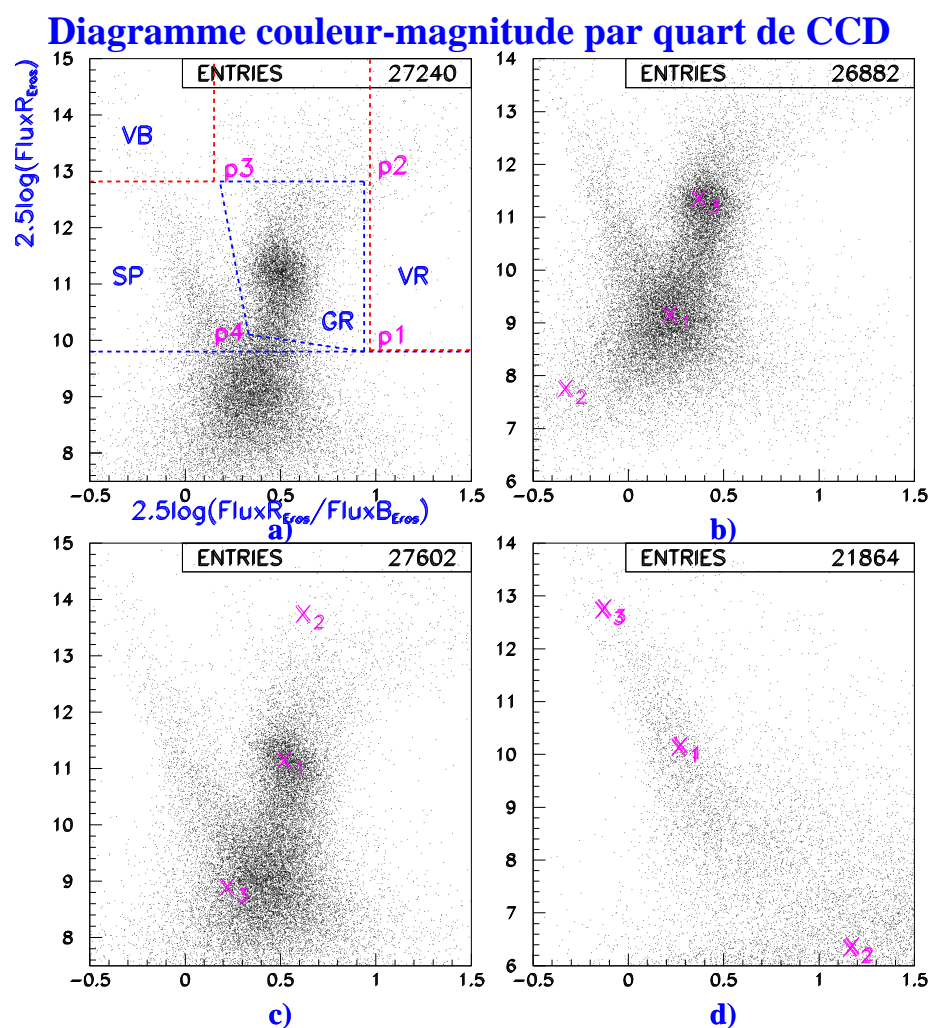


Fig. A.1: Diagramme couleur-magnitude du champ cg607 CCD#4 pour décrire l'algorithme de recherche de la position du *clump* d'étoiles géantes rouges. Dans le diagramme *a* on a signalé les différents type d'étoiles, notamment les géantes rouges (GR), les étoiles de la séquence principale (SP), les variables rouges (VR) et les variables bleues (VB). Les points p_1, p_2, p_3 et p_4 définissent les limites du *clump* de géantes rouges. Dans les diagrammes *b, c* et *d* on montre les maxima locaux pour trois situations distinctes de densité d'étoiles.

gaussienne

$$coupure_1 : Max[2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS})] = Max(mag) - 1.5\sigma. \quad (A.1)$$

La troisième partie commence à la coupure définie par la largeur du maximum additionnée de 1.5 fois la dispersion de la gaussienne

$$coupure_2 : Max[2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS})] = Max(mag) + 1.5\sigma, \quad (A.2)$$

allant jusqu'à la limite supérieure du diagramme couleur magnitude. Sur chaque une des deux zones ainsi isolées, c'est-à-dire, une zone au-dessous de la largeur du maximum et l'autre zone au-dessus de la largeur du maximum, on détermine le maximum local du nombre d'étoiles. Dans la figure A.1 on a signalé sur les graphiques *b*, *c* et *d* les trois maxima locaux retrouvés pour de cas différents. En effet, dans le diagramme *b* le premier maximum local déterminé sur l'ensemble du diagramme se situe dans la partie basse de la séquence principale du disque. Le deuxième maximum local a donc été calculé dans la zone au-dessous de la largeur du premier maximum et le troisième maximum localisé dans la zone au-dessus de la largeur du premier maximum, correspond à la position du *clump*. Un autre cas est montré dans le diagramme *c*, où la densité d'étoiles est plus grande dans la zone du *clump* que dans la partie basse de la séquence principale, contrairement au diagramme *b*. Le premier maximum calculé sur l'ensemble du diagramme est donc dans le *clump*. Le deuxième maximum local sera déterminé dans la zone au-dessous de la largeur du *clump* et va correspondre au maximum du nombre d'étoiles de la partie basse de la séquence principale. La zone au-dessus de la largeur du *clump* contient le troisième maximum local. Finalement, le dernier cas présenté ne possède pas de *clump*, il affiche seulement le bras vertical de la séquence principale et une petite fraction de la partie basse de celle-ci. Nous avons ainsi trois cas qu'il faut différencier afin d'obtenir la bonne position correspondant au centre du *clump*. Dans la section suivante on décrit comment est faite cette distinction.

A.1.2 Calcul des limites du *clump* de géantes rouges

Trois cas de maxima sont possibles. Le premier maximum peut se trouver dans la partie basse de la séquence principale ou peut correspondre au *clump* de géantes rouges ou encore se situer dans le bras vertical de la séquence principale, en l'absence de *clump* et de la partie basse de la séquence principale. Pour faire la différence entre les trois cas, on commence par comparer la couleur du premier maximum Max_1 avec celle du troisième maximum Max_3 . Si la couleur de $Max_3 > Max_1$ on est dans le cas *b* et *c*. On fait alors la différence des magnitudes de Max_1 et Max_3

$$\Delta_{mag} = 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}(max_3)) - 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}(max_1)) \quad (A.3)$$

Si $\Delta_{mag} < 1.3$ on considère que la position du *clump* est donné par le premier maximum Max_1 (cas *c*), car la différence de magnitudes étant petite Max_3 se situe dans la zone peu peuplée de géantes rouges et supergéantes au-dessus du *clump*. Dans le cas contraire, c'est-à-dire, $\Delta_{mag} > 1.3$, la différence entre max_1 et max_3 correspond à la situation où le premier maximum se trouve dans la partie basse de la séquence principale et le troisième maximum donne alors la position du *clump* (diagramme *b*). Un autre cas possible, qui n'a pas été signalé dans la figure A.1, est celui du Max_1 dans la position du *clump*, Max_2 dans la partie basse de la séquence principale et Max_3 dans le haut du bras vertical. La couleur de Max_3 est alors inférieure à celle de Max_1 et la couleur de Max_2 est plus bleue que celle de

Max_1 . On choisit ce dernier maximum comme position pour le centre du *clump*. Finalement pour la situation décrite dans le diagramme *d* où on a seulement le bras vertical, les couleurs des maxima locaux obéissent à la relation $Max_3 < Max_1 < Max_2$. Les équations suivantes résument les différents situations détaillées plus haut

$$couleur_{Max_3} > couleur_{Max_1} \begin{cases} \Delta_{mag} < 1.3 \Rightarrow position_{clump} = Max_1 \\ \Delta_{mag} > 1.3 \Rightarrow position_{clump} = Max_3 \end{cases} \quad (A.4)$$

pour les cas *c* et *b*.

$$\begin{aligned} couleur_{Max_3} < couleur_{Max_1} \text{ et } couleur_{Max_2} < couleur_{Max_1} \\ \Downarrow \\ position_{clump} = Max_1 \end{aligned} \quad (A.5)$$

pour le cas mentionné ci-dessus comme n'étant pas signalé dans les diagrammes.

$$\begin{aligned} couleur_{Max_3} < couleur_{Max_1} < couleur_{Max_2} \\ \Downarrow \\ pas \text{ de } clump \end{aligned} \quad (A.6)$$

pour la situation du diagramme *d*.

Une fois qu'on a obtenu les coordonnées de la position du *clump*, on peut déterminer sa largeur en magnitude et couleur. Pour cela, on projette la bande passant par la magnitude du *clump* et celle centrée sur la couleur de celui-ci, respectivement sur l'axe des couleur et sur l'axe des magnitudes. Chaque projection est ajustée par une gaussienne à une dimension. Les dispersions des gaussiennes nous donnent une estimation de la largeur du *clump* selon les deux axes. Les limites du *clump* de géantes rouges, tel que signalées par les points *p1*, *p2*, *p3* et *p4* dans le diagramme *a*, sont alors déterminées en supposant les équations suivantes

$$\begin{aligned} c_1 &= Max(c) * 1.5\sigma_c + 0.2 \\ mag_1 &= Max(mag) * 1.5\sigma_{mag} - 0.5 \end{aligned} \quad (A.7)$$

$$\begin{aligned} c_2 &= Max(c) * 1.5\sigma_c + 0.2 \\ mag_2 &= Max(mag) * 1.5\sigma_{mag} + 0.5 \end{aligned} \quad (A.8)$$

$$\begin{aligned} c_3 &= Max(c) * 1.5\sigma_c - 0.2 \\ mag_3 &= Max(mag) * 1.5\sigma_{mag} + 0.5 \end{aligned} \quad (A.9)$$

$$\begin{aligned} c_4 &= Max(c) * 1.5\sigma_c - 0.05 \\ mag_4 &= Max(mag) * 1.5\sigma_{mag} - 0.3 \end{aligned} \quad (A.10)$$

où *c* représente la couleur et *mag* la magnitude. La droite $mag = mag_1$ correspondant au seuil à partir duquel les étoiles brillantes sont sélectionnées pour le catalogue de référence.

A.1.3 Calcul des limites d'autres types d'étoiles

La détermination des limites des autres types d'étoiles, notamment le bras vertical de la séquence principale du disque et les variables rouges et bleues, est faite en prenant comme

référence les limites du *clump*. Ainsi il est facile de définir la zone des étoiles appartenant au bras vertical de la séquence principale, en imposant les contraintes suivantes

$$mag_1 < 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}) < mag_3 \begin{cases} 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}) < \\ a_1 \times 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}/Flux B_{EROS}) + b_1 \\ \text{ou} \\ 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}) < \\ a_2 \times 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}/Flux B_{EROS}) + b_2 \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

où a_1 et b_1 sont la pente et l'ordonnée à l'origine de la droite passant par les points $p4$ et $p3$. Les paramètres a_2 et b_2 se réfèrent à la droite qui passe par les points $p1$ et $p4$. Pour les variables bleues on considère que ces étoiles doivent obéir aux conditions suivantes

$$\begin{cases} 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}) \geq mag_3 \\ 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}/Flux B_{EROS}) \leq c_3. \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

La zone des variables rouges est définie par

$$\begin{cases} 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}) \geq mag_1 \\ 2.5 \log_{10}(Flux R_{EROS}/Flux B_{EROS}) > c_1. \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

Annexe B

Masquage d'étoiles saturées

Des étoiles peuvent être reconstruites sur les aigrettes d'étoiles saturées. Les courbes de lumière de ces fausses étoiles peuvent ressembler à un événement microlentille et être détecté lors de l'analyse. Il arrive qu'une vraie étoile se situe sur le trajet d'une aigrette et que les variations de l'absorption atmosphérique et de l'orientation des aigrettes de l'étoile créent un artefact simulant une amplification de flux dans la courbe de lumière. Pour que les étoiles saturées ne soient pas prises en compte au moment de la photométrie, un programme de masquage d'étoiles saturées a été écrit et par la suite incorporé dans le programme PEIDA. Aux zones fiduciales caractérisant les défauts cosmétiques de chaque CCD correspondant aux colonnes mortes et aux pixels lumineux, sont ajoutés les zones de masquage d'étoiles saturées. Les zones fiduciales contiennent les régions à ne pas prendre en compte lors de la photométrie.

B.1 Principe de l'algorithme

Une recherche de pixels saturés existait déjà dans le programme PEIDA. Son efficacité se voyait surtout dans la détection de zones saturées de petite taille à taille moyenne. Le masquage se faisait par rectangles ou une carte de pixels, ce qui essentiellement dans le premier cas ne correspondait pas au profil transversal de l'étoile. Les aigrettes qui s'étalent jusqu'à loin du centre des étoiles saturées très brillantes n'étaient pas masquées de façon satisfaisante avec cette méthode. Nous avons cependant réutilisé les parties du programme concernant la recherche des pixels saturés pour obtenir une position préliminaire du centre des étoiles saturées.

B.1.1 Détermination des positions des étoiles saturées

On commence par décrire brièvement la détection des pixels saturés, tel qu'existant à l'avance dans le programme PEIDA. La recherche des zones connexes, composées de pixels adjacents saturés, se fait pixel par pixel en vérifiant si le flux du pixel obéit à la dynamique demandée en entrée du programme. Pour cela on définit un niveau bas de flux et un niveau haut correspondant au flux de saturation, que l'on peut baisser ou augmenter selon le type d'étoiles que l'on veut masquer (étoiles plus au moins brillantes)

$$Niveau_{bas} < flux_{pixel}(i, j) < Niveau_{haut} \quad (B.1)$$

Les zones saturées créées vont s'agrandir au fur et à mesure de la recherche des pixels saturés. À la fin de la recherche les zones adjacentes sont fusionnées. La méthode de détermination de la taille de la zone est préalablement choisie par l'utilisateur ainsi que le type de masquage désiré. On peut en effet décider de calculer la taille de la zone par rattrapage de fond de ciel, en recherchant ses limites vers le haut, le bas, la gauche et la droite ou simplement garder la taille de la zone initialement trouvée par la recherche. Deux types de masquage sont alors possibles, par rectangles en prenant la longueur maximale horizontale et verticale ou par une carte de pixels correspondant à l'assemblage des pixels de la zone à masquer.

C'est à ce stade que l'on démarre notre programme spécialement conçu pour améliorer la recherche et le masquage d'étoiles saturées. Plus concrètement, notre programme débute avant le masquage par rectangles ou par une carte de pixels, au moment où l'on possède les éléments nécessaires à la détermination de la position des étoiles saturées. En effet, c'est à partir de l'intersection des droites verticale et horizontale correspondant à la largeur maximale et hauteur maximale de la zone que l'on obtient la position en question et on peut commencer la recherche de l'extension de la zone par la méthode décrite dans la section suivante.

B.1.2 Méthode de calcul de l'extension du profil d'une étoile

Notre méthode consiste à déterminer l'extension du profil de flux d'une étoile en considérant que l'on atteint ses bords, lorsque la variation des densités de flux, calculés successivement dans des anneaux de plus en plus éloignés du centre de l'étoile, est inférieure à une valeur choisie comme critère d'arrêt de la recherche. Le masque a la forme d'un cercle, ce qui nous semble le plus adapté pour les étoiles. Ainsi, à partir du centre de l'étoile, dans un anneau de rayon interne et externe r_{int} et r_{ext} on calcule la densité de flux, c'est-à-dire le flux total dans cet anneau divisé par la surface de l'anneau. On augmente la distance de l'anneau au centre de l'étoile d'un pas choisi par l'utilisateur, de l'ordre de 1

$$\begin{aligned} r_{int} &= r_{ext} \\ r_{ext} &= r_{int} + pas \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

et on recalcule la densité de flux ρ_{flux}

$$\rho_{flux} = \sum_{r_{int}^2 < i^2 + j^2 < r_{ext}^2} flux_{pixel}(i, j) / \pi \times (r_{ext}^2 - r_{int}^2) \quad (\text{B.3})$$

On détermine alors la moyenne et la dispersion $\bar{\rho}_{flux}$ et $\sigma_{\bar{\rho}_{flux}}$ pour les trois dernières densités de flux calculées

$$\bar{\rho}_{flux} = \sum_{k=1}^3 \rho_{flux, k} \quad (\text{B.4})$$

$$\sigma_{\bar{\rho}_{flux}} = \sqrt{\sum_{k=1}^3 \frac{(\bar{\rho}_{flux} - \rho_{flux, k})^2}{3}} \quad (\text{B.5})$$

La variable qui traduit la variation $\sigma_{\bar{\rho}_{flux}} / \bar{\rho}_{flux}$ peut finalement être comparée à notre critère d'arrêt de recherche de l'extension de l'étoile saturée. Le critère d'arrêt peut aller de 5%

pour des images avec très peu d'étoiles à 10% pour des images très encombrées. Ceci pour des étoiles petites à moyennes

$$\frac{\sigma_{\bar{\rho}_{flux}}}{\bar{\rho}_{flux}} < 5 - 10\% \quad (\text{B.6})$$

Les étoiles saturées très brillantes couvrant une surface supérieure à environ 2000 pixels nécessitent un traitement plus fin, afin d'éliminer le plus possible la zone affectée par les aigrettes, sans masquer une surface trop significative. Pour ces cas on demande que la variation soit inférieure à 0.5-1% selon le type d'images.

B.2 Résultats du masquage

L'efficacité du masquage dépend du type d'étoile, de sa taille et de sa brillance, mais également des étoiles qui l'entourent. À titre d'exemple, pour illustrer les résultats de la méthode on a choisi une image avec une étoile saturée très brillante, ainsi que des étoiles plus petites, fig. B.1. Nous avons juxtaposé le masque fabriqué par la méthode déjà existante dans PEIDA. On voit que celui-ci est moins efficace sur les étoiles très brillantes, fig. B.2. La combinaison des deux méthodes est utilisée pour les étoiles très brillantes, car l'aigrette filiforme vertical (en noir) n'est pas couverte par notre méthode, mais l'est par l'ancienne.

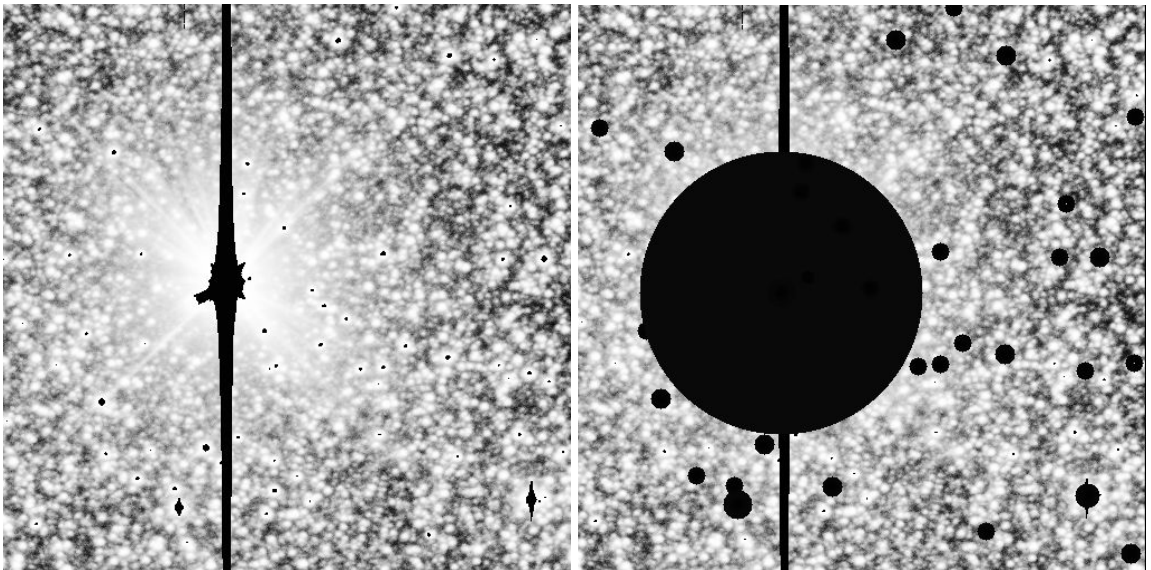


Fig. B.1: Résultats du masquage d'étoiles saturées. On peut voir différents types d'étoiles masquées, de petite taille à grande taille. Le masque avec une forme de cercle s'adapte mieux au profil de l'étoile que les rectangles.

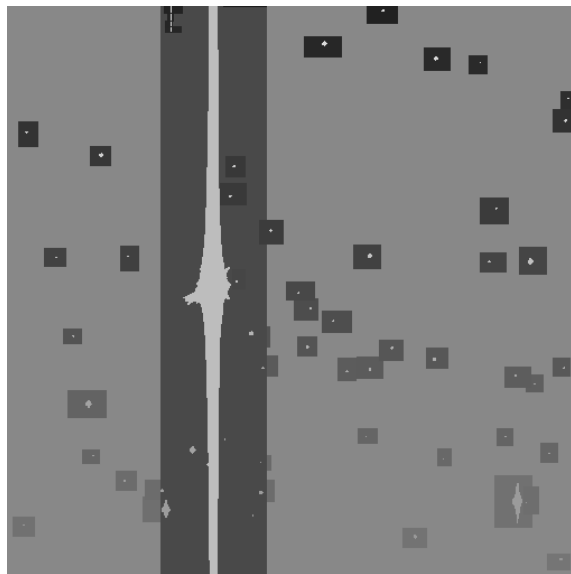


Fig. B.2: Masque d'étoiles saturées avec l'ancienne méthode. On peut voir que le masquage est moins efficace sur l'étoile très brillante.

Annexe C

Liste des membres d'EROS

Département d'Astrophysique,
physique des Particules, physique Nucléaire
d'Instrumentation associée (DAPNIA)
Service de Physique des Particules (SPP)
CEN Saclay
91191 Gif-s/Yvette Cedex

AFONSO Cristina
AMADON Alexis
AUBOURG Eric
BAUER Florian
BLANC Guillaume
CHARLOT Xavier
COUTURES Christian
DELABROUILLE Nathalie
EPPELLE Dominique
GLICENSTEIN Jean-Francois
GOLDMAN Bertrand
GROS Michel
HARDIN Delphine
de KAT Jean
LASSERRE Thierry
LE GUILLOU Laurent
LECOINTE Jean-Francois
LESQUOY Eric
MAGNEVILLE Christophe
MILSZTAJN Alain
RICH Jim
SPIRO Michel
ZYLBERAJCH Sylvain

Suite du tableau page suivante

<p>Departement d'Astrophysique, physique des Particules, physique Nucleaire et d'Instrumentation associee (DAPNIA) Service d'Astrophysique (SAP) CEN Saclay 91191 Gif-s/Yvette Cedex Fax : 01 69 08 65 77</p> <p>VIGROUX Laurent</p>
<p>Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire (LAL) LAL-IN2P3/CNRS - B.P.34 91898 Orsay Cedex - France Fax : 01.64.46.83.97</p> <p>ALBERT Jean-Noel ANSARI Reza COUCHOT Francois DERUE Frederic Haissinski Jacques MONIEZ Marc PERDEREAU Olivier Perrot Bernard Rahal Youcef Regnault Nicolas</p>
<p>Institut d'Astrophysique de Paris (IAP) 98bis Boulevard Arago 75014 Paris Fax : 01 44 32 80 01 standard 01 44 32 80 00</p> <p>BEAULIEU Jean-Philippe FERLET Roger LOUP Cecile MARQUETTE Jean-Baptiste VIDAL-MADJAR Alfred</p>
<p>DASGAL 77, avenue de Denfert Rochereau 75014 Paris Fax : 01 40 51 20 90</p> <p>ALARD Christophe</p>
<p>College de France Laboratoire de Physique Corpusculaire 11, place Marcellin Berthelot</p>
<i>Suite du tableau page suivante</i>

<p>F-75231 Paris Cedex Fax : 01 43 54 69 89</p> <p>BAREYRE, Pierre HAMILTON Jean-Christophe</p>
<p>Observatoire de Marseille 2, place Le Verrier 13248 Marseille Cedex 04 Fax : 04 91 62 11 90 Standard : 04 95 04 41 00</p> <p>BARANNE Andre MAURICE Eric PREVOT Louis</p>
<p>Ohio State University Department of Astronomy 174 W 18th Ave Columbus OH 43210-1106 USA</p> <p>GOULD Andrew</p>
<p>University of Michigan Astronomy Ann Arbor, MI 48109</p> <p>David Graff</p>
<p>Niels Bohr Institute for Astronomy, Physics and Geophysics Astronomical Observatory Juliane Maries Vej 30 DK - 2100 Copenhagen Denmark</p> <p>ANDERSEN Johannes</p>
<p>ESO (Santiago) Alonso de Cordova 3107 Casilla 19001 Santiago 19, Chile</p> <p>COUTURES Christian FOUQUE Pascal Maury Alain (LaSerena)</p>
<i>Fin du tableau</i>

TAB. C.1: Liste des membres d'EROS

Bibliographie

- [Afonso, 1998] Afonso, C. (1998). "earth-mass planets detection by gravitational microlensing". In *New Worlds in Astroparticle Physics*, page 401.
- [Afonso et al., 1998] Afonso, C. et al. (1998). "eros 2 intensive observation of the caustic crossing of microlensing event macho smc-98-1". *Astronomy and Astrophysics*, 337 :L17–L20.
- [Afonso et al., 1999] Afonso, C. et al. (1999). "microlensing towards the small magellanic cloud eros 2 two-years analysis". *Astronomy and Astrophysics*, 344 :L63–L66.
- [Afonso et al., 2000] Afonso, C. et al. (2000). "combined analysis of the binary lens caustic-crossing event macho 98-smc-1". *Astrophysical Journal*, 532 :340–352.
- [Alard, 1997] Alard, C. (1997). "lensing of unresolved stars towards the galactic bulge.". *Astronomy and Astrophysics*, 321 :424–433.
- [Alard et al., 1995] Alard, C., Mao, S., and Guibert, J. (1995). *Astronomy and Astrophysics*, 300 :L17.
- [Albrow et al., 1998] Albrow, M. et al. (1998). *submitted to Astrophysical Journal*.
- [Albrow et al., 2000] Albrow, M. et al. (2000). Limits on the abundance of galactic planets from five years of planet observations. *submitted to The Astrophysical Journal Letters*, astro-ph/008078.
- [Alcock et al., 1999] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Vandehei, T., and Welch, D. L. (1999). Difference image analysis of galactic microlensing. ii. microlensing events. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 124 :171–179.
- [Alcock et al., 1996] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Guern, J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Reiss, D., Rodgers, A. W., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Welch, D. L., and The MACHO Collaboration (1996). Real-time detection and multisite observations of gravitational microlensing. *Astrophysical Journal Letters*, 463 :L67–+.
- [Alcock et al., 2000a] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Dalal, N., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., and Welch, D. (2000a). The MACHO Project : Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations. *Astrophysical Journal*, 542 :281–307.

- [Alcock et al., 2000b] Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Geha, M., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Nelson, C. A., Peterson, B. A., Popowski, P., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A. B., Vandehei, T., and Welch, D. L. (2000b). The macho project : Microlensing optical depth toward the galactic bulge from difference image analysis. *Astrophysical Journal*, 541 :734–766.
- [Alcock et al., 1995a] Alcock, C. et al. (1995a). (macho collaboration). *Astrophysical Journal*, 454 :L125.
- [Alcock et al., 1995b] Alcock, C. et al. (1995b). (macho collaboration). *Astrophysical Journal*, 445 :133.
- [Alcock et al., 1996] Alcock, C. et al. (1996). (macho collaboration). *Astrophysical Journal*, 461 :84.
- [Alcock et al., 1997a] Alcock, C. et al. (1997a). "first detection of a gravitational microlensing candidate toward the small magellanic cloud". *Astrophysical Journal*, 491 :L11.
- [Alcock et al., 1997b] Alcock, C. et al. (1997b). "macho alert 95-30 : First real-time observation of extended source effects in graviational microlensing". *Astrophysical Journal*, 491 :436.
- [Alcock et al., 1997] Alcock, C. et al. (1997). "the macho project : 45 candidate microlensing events from the first-year galactic bulge data". *Astrophysical Journal*, 479 :119–146.
- [Alcock et al., 1997] Alcock, C. et al. (1997). "the macho project large magellanic cloud microlensing results from the first two years and the nature of the galactic dark halo". *Astrophysical Journal*, 486 :697.
- [Alcock et al., 1998] Alcock, C. et al. (1998). "eros and macho combined limits on planetary-mass dark matter in the galactic halo". *Astrophysical Journal*, 499 :L9.
- [Alcock et al., 1998] Alcock, C. et al. (1998). "microlensing event caustic crossing". *submitted to Astrophysical Journal*.
- [Allard et al., 1997] Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., and Starrfield, S. (1997). Model Atmospheres of Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35 :137–177.
- [Ansari, 1996] Ansari, R. (1996). Photometric reconstruction and data analysis softwares in the eros experiment(eros collaboration). *Vistas in Astronomy*, 40 :519.
- [Ansari et al., 1996] Ansari, R. et al. (1996). (eros collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 314 :94.
- [Anselman and others, 1995] Anselman, P. and others, G. C. (1995). *Physics Letters B*, 342 :440.
- [Aubourg et al., 1993] Aubourg, E. et al. (1993). (eros collaboration). *Nature*, 365 :623.
- [Aubourg et al., 1995] Aubourg, E. et al. (1995). (eros collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 301 :1.

- [Bahcall, 1984] Bahcall, J. N. (1984). Self-consistent determinations of the total amount of matter near the sun. *Astrophysical Journal*, 276 :169–181.
- [Bahcall, 1986] Bahcall, J. N. (1986). "star counts and galactic structure". *Annual Revue of Astronomy and Astrophysics*, 24 :577.
- [Bahcall et al., 1992] Bahcall, J. N., Flynn, C., and Gould, A. (1992). *Astrophysical Journal*, 389 :234.
- [Bahcall et al., 1982] Bahcall, J. N., Schmidt, M., and Soneira, R. M. (1982). "on the interpretation of rotation curves measured at large galactocentric distances". *Astrophysical Journal*, 258 :L23–L27.
- [Bahcall and Soneira, 1980a] Bahcall, J. N. and Soneira, R. M. (1980a). "star counts as an indicator of galactic structure and quasar evolution". *Astrophysical Journal*, 238 :L17–L20.
- [Bahcall and Soneira, 1980b] Bahcall, J. N. and Soneira, R. M. (1980b). "the universe at faint magnitudes. i - models for the galaxy and the predicted star counts". *Astrophysical Journal Supplement Series*, 44 :73–110.
- [Bahcall, 2000] Bahcall, N. A. (2000). "the mass-density of the universe and the distribution of dark matter". In *IAU Symposia*, volume 201, pages E33–+.
- [Bahcall et al., 1995] Bahcall, N. A., Lubin, L. M., and Dorman, V. (1995). "where is the dark matter?". *Astrophysical Journal*, 447 :L81.
- [Baraffe et al., 1997] Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., and Hauschildt, P. H. (1997). Evolutionary models for metal-poor low-mass stars. Lower main sequence of globular clusters and halo field stars. *Astronomy and Astrophysics*, 327 :1054–1069.
- [Bauer, 1997] Bauer, F. (1997). *Développement et montage de l'expérience EROS2. Recherche d'un effet de métallicité entre les céphéides du LMC et du SMC*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Bauer et al., 1999] Bauer, F. et al. (1999). "a slope variation in the period-luminosity relation for short period smc cepheids". *Astronomy and Astrophysics*, 348 :175–183.
- [Beaulieu et al., 1995] Beaulieu, J. et al. (1995). (eros collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, 299 :168.
- [Bennett et al., 1996] Bennett, D. et al. (1996). In *Proceedings of the Dark Matter '96 Conference (in press)*, volume astro-ph/9606012.
- [Bennett et al., 1999] Bennett, D. P. et al. (1999). "discovery of a planet orbiting a binary star system from gravitational microlensing". *Nature*, 402 :57–59.
- [Bergbusch and Vandenberg, 1992] Bergbusch, P. A. and Vandenberg, D. A. (1992). "oxygen-enhanced models for globular cluster stars. ii - isochrones and luminosity functions". *Astrophysical Journal Supplement Series*, 81 :163–220.
- [Bertelli et al., 1995] Bertelli, G. et al. (1995). "the galactic structure towards the galactic centre. ii. a study of the fields near the clusters ngc 6603, lynga 7 and terzan 1.". *Astronomie and Astrophysics*, 301 :381+.
- [Binney et al., 2000] Binney, J., Bissantz, N., and Gerhard, O. (2000). Is galactic structure compatible with microlensing data? *Astrophysical Journal-Letters*, 537 :L99–L102.

- [Binney et al., 1991] Binney, J. et al. (1991). "understanding the kinematics of galactic centre gas". *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, 252 :210–218.
- [Binney et al., 1997] Binney, J., Gerhard, O., and Spergel, D. (1997). "the photometric structure of the inner galaxy". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 288 :365–374.
- [Binney and Tremaine, 1987] Binney, J. and Tremaine, S. (1987). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press.
- [Bissantz et al., 1997] Bissantz, N., Englmaier, P., Binney, J., and Gerhard, O. (1997). The microlensing optical depth of the COBE bulge. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 289 :651–659.
- [Bissantz and Gerhard, 2000] Bissantz, N. and Gerhard, O. (2000). *to be submitted to Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.
- [Blitz, 1993] Blitz, L. (1993). In Holt, S. and Verter, F., editors, *in AIP Conf.Proc. 278, Back to the Galaxy*. New York :AIP.
- [Blitz and Spergel, 1991] Blitz, L. and Spergel, D. (1991). *Astrophysical Journal*, 379 :631.
- [Blommaert, 1996] Blommaert, J. (1996). "the nature of oh/ir stars in the galactic center". In Gredel, R., editor, *The Galactic Center*, volume 102, page 289. Astronomical Society of the Pacific Conferences Series.
- [Blum, 1995] Blum, R. D. (1995). "figure rotation and the mass of the galactic bulge". *Astrophysical Journal*, 444 :L89–L91.
- [Blumenthal et al., 1984] Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., and Rees, M. J. (1984). "formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter". *Nature*, 311 :517–525.
- [Bok and Basinski, 1964] Bok, B. J. and Basinski, J. (1964). *Mount Stromlo Observatory Mem.*, 4 :1.
- [Brand and Blitz, 1993] Brand, J. and Blitz, L. (1993). "the velocity field of the outer galaxy". *Astronomy and Astrophysics*, 275 :67.
- [Burton and Gordon, 1978] Burton, B. and Gordon, M. A. (1978). *Astronomy and Astrophysics*, 63 :7.
- [Caldwell and Ostriker, 1981] Caldwell, J. and Ostriker, J. (1981). *Astrophysical Journal*, 251 :61.
- [Camm, 1938] Camm, G. L. (1938). "a study of galactic rotation, based on the velocities of the planetary nebulæ". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 99 :71.
- [Canal et al., 1997] Canal et al. (1997). *Astrophysical Journal Letters*, 488 :L35.
- [Carlberg et al., 1996] Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., Abraham, R., Gravel, P., Morris, S., and Pritchett, C. J. (1996). "galaxy cluster virial masses and omega". *Astrophysical Journal*, 462 :32.
- [Carr, 1998] Carr, B. (1998). *Physics Report*, 307 :83.
- [Carswell et al., 1994] Carswell, R. et al. (1994). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 268 :L1.

- [Caswell, 1996] Caswell, J. L. (1996). "masers and stars formation near the galactic center". In Gredel, R., editor, *The Galactic Center*, volume 102, page 247. Astronomical Society of the Pacific Conferences Series.
- [Chabrier, 1999] Chabrier, G. (1999). "is galactic dark matter white?". *Astrophysical Journal Letters*, 513 :L103–L106.
- [Chang and Refsdal, 1979] Chang, K. and Refsdal, S. (1979). "flux variations of qso 0957+561 a, b and image splitting by stars near the light path". *Nature*, 282 :561–564.
- [Charbonneau et al., 2000] Charbonneau, D. et al. (2000). "detection of planetary transits across a sun-like star". *The Astrophysical Journal*, 529 :L45–L48.
- [Chini and Wink, 1985] Chini, R. and Wink, J. E. (1985). *Astronomy and Astrophysics*, 139 :L5.
- [Clemens, 1985] Clemens, D. P. (1985). *Astrophysical Journal*, 295 :422.
- [Combes, 1999] Combes, F. (1999). h_2 in galaxies. *preprint*, astro-ph/9910296.
- [Creze et al., 1998] Creze, M., Chereul, E., Bienayme, O., and Pichon, C. (1998). The distribution of nearby stars in phase space mapped by Hipparcos. I. The potential well and local dynamical mass. *Astronomy and Astrophysics*, 329 :920–936.
- [David et al., 1995] David, L. P., Jones, C., and Forman, W. (1995). "cosmological implications of rosat observations of groups and clusters of galaxies". *Astrophysical Journal*, 445 :578–590.
- [De Rújula et al., 1992] De Rújula, A. et al. (1992). "on the nature of the dark halo of our galaxy". *Astronomy and Astrophysics*, 254 :99.
- [de Sitter, 1917] de Sitter, W. (1917). On einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 78 :3.
- [de Vaucouleurs and Freeman, 1970] de Vaucouleurs, G. and Freeman, K. (1970). In *Galaxies*, page 163.
- [Delfosse et al., 1997] Delfosse, X. et al. (1997). "field brown dwarfs found by denis". *Astronomy and Astrophysics*, 327 :L25–L28.
- [Derue, 1998] Derue, F. (1998). *Recherche d'événements de microlentilles gravitationnelle dans les Bras Spiraux de la Galaxie avec EROS II*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Dixon et al., 1998] Dixon, D. D., Hartmann, D. H., Kolaczyk, E. D., Samimi, J., Diehl, R., Kanbach, G., Mayer-Hasselwander, H., and Strong, A. W. (1998). "evidence for a galactic gamma-ray halo". *New Astronomy*, 3 :539–561.
- [Dodelson and Knox, 1999] Dodelson, S. and Knox, L. (1999). *preprint*, astro-ph/9909454.
- [Dwek et al., 1995] Dwek, E. et al. (1995). "morphologie, near-infrared luminosity and mass of the galactic bulge from coibe dirbe observations". *Astrophysical Journal*, 445 :716.
- [Einstein, 1936] Einstein, A. (1936). *Science*, 84 :506.

- [Epchtein et al., 1994] Epchtein, N., de Batz, B., Copet, E., Fouque, P., Lacombe, F., Le Bertre, T., Mamon, G., Rouan, D., Tiphene, D., Burton, W. B., Deul, E., Habing, H., Boersenberger, J., Dennefeld, M., Omont, A., Renault, J. C., Rocca-Volmerange, B., Kimeswenger, S., Appenzeller, I., Bender, R., Forveille, T., Garzon, F., Hron, J., Persi, P., Ferrari-Toniolo, M., and Vauglin, I. (1994). DENIS : A Deep Near-Infrared Survey of the southern sky. *Astrophysics and Space Science*, 217 :3–9.
- [EROS-Derue et al., 1999] EROS-Derue, F. et al. (1999). "observation of microlensing towards the galactic spiral arms. eros ii. 2 year survey". *Astronomy and Astrophysics*, 351 :87E.
- [EROS-Derue et al., 2000] EROS-Derue, F. et al. (2000). "observation of microlensing towards the galactic spiral arms. eros ii. 3 year survey". *submitted to Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/0001083.
- [Evans, 1993] Evans, N. W. (1993). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 260 :191.
- [Evans, 1994] Evans, N. W. (1994). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 267 :333.
- [Faber and Gallagher, 1979] Faber, S. M. and Gallagher, J. S. (1979). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 17 :135.
- [Fich et al., 1989] Fich, M., Blitz, L., and Stark, A. A. (1989). *Astrophysical Journal*, 342 :272.
- [Fich and Tremaine, 1991] Fich, M. and Tremaine, S. (1991). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 29 :409.
- [Fiedler et al., 1994] Fiedler, R., Pauls, T., Johnston, K. J., and Dennison, B. (1994). "galactic structures associated with extreme scattering events in the radio light curves of nrao 140, 0954+658, and 2352+495". *The Astrophysical Journal*, 430 :595–600.
- [Flynn et al., 1999] Flynn, C. et al. (1999). No nearby counterparts to the moving objects in the hubble deep field. *submitted to MNRAS*.
- [Flynn and Fuchs, 1994] Flynn, C. and Fuchs, B. (1994). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 270 :471.
- [Flynn et al., 1996] Flynn, C., Gould, A., and Bahcall, J. (1996). "hubble deep field constraint on baryonic dark matter". *Astrophysical Journal Letters*, 466 :L55.
- [Freeman, 1993] Freeman, K. C. (1993). In T.X. Thuan, C. and Balkowski, J. V., editors, *Physics of nearby galaxies : Nature ou Nature ?*, page 201. Editions Frontieres.
- [Freudenreich, 1996] Freudenreich, H. T. (1996). "the shape and color of the galactic disk". *Astrophysical Journal*, 468 :663.
- [Fukuda et al., 1998] Fukuda, Y. et al. (1998). *Physics Revue Letters*, 81 :1562.
- [Fukugita et al., 1998] Fukugita, M., Hogan, C., and Peebles, P. (1998). Cosmic baryon budget. *Astrophysical Journal*, 503 :518–530.
- [Fux, 1997] Fux, R. (1997). "3d self-consistent n-body barred models of the milky way. i. stellar dynamics". *Astronomy and Astrophysics*, 327 :983–1003.
- [Fux, 1999] Fux, R. (1999). 3D self-consistent N-body barred models of the Milky Way. II. Gas dynamics. *Astronomy and Astrophysics*, 345 :787–812.

- [Gerhard, 2000] Gerhard, O. (2000). "structure and mass distribution of the milky way bulge. In Funes, J. and E.M., C., editors, *Galaxy Disks and Disk Galaxies*, volume 3 $\times 10^8$. ASP Conference Series.
- [Gilmore, 1984] Gilmore, G. (1984). "new light on faint stars. vi - structure and evolution of the galactic spheroid". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 207 :223–240.
- [Gilmore and Reid, 1983] Gilmore, G. and Reid, N. (1983). "new light on faint stars. iii - galactic structure towards the south pole and the galactic thick disc". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 202 :1025–1047.
- [Girardi et al., 2000] Girardi, M., Borgani, S., Giuricin, G., Mardirossian, F., and Mezzetti, M. (2000). "optical luminosities and mass-to-light ratios of nearby galaxy clusters". *Astrophysical Journal*, 530 :62–79.
- [Goldman, 2001] Goldman, B. (2001). *Recherche de naines blanches et de naines rouges par mouvement propre*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Goldman et al., 1999] Goldman, B. et al. (1999). "eros 2 proper motion survey : a field brown dwarf, and an l dwarf companion to lhs 102". *Astronomy and Astrophysics*, 351 :L5–L9.
- [Gould, 1990] Gould, A. (1990). Galactic disc column density by maximum likelihood. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 244 :25–28.
- [Gould, 1992] Gould, A. (1992). *Astrophysical Journal*, 392 :442.
- [Gould, 1994] Gould, A. (1994). Proper motions of machos. *Astrophysical Journal, Part 2 - Letters*, 421 :L71–L74.
- [Gould, 1995] Gould, A. (1995). "k band microlensing of the inner galaxy". *Astrophysical Journal*, 446 :L000.
- [Gould, 1996] Gould, A. (1996). "Les microlentilles gravitationnelles". Collège de France report LPC.
- [Gould, 1996] Gould, A. (1996). "microlensing and the stellar mass function". *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108 :465G.
- [Gould, 2000] Gould, A. (2000). Measuring the Remnant Mass Function of the Galactic Bulge. *Astrophysical Journal*, 535 :928–931.
- [Gould et al., 1996] Gould, A., Bahcall, J. N., and Flynn, C. (1996). "disk m dwarf luminosity function from hubble space telescope star counts". *Astrophysical Journal*, 465 :759+.
- [Gould et al., 1997] Gould, A., Bahcall, J. N., and Flynn, C. (1997). "m dwarfs from hubble space telescope star counts. iii. the groth strip". *Astrophysical Journal*, 482 :913.
- [Gould et al., 1998] Gould, A., Flynn, C., and Bahcall, J. N. (1998). "spheroid luminosity and mass functions from hubble space telescope star counts". *Astrophysical Journal*, 503 :798.
- [Gould and Loeb, 1992] Gould, A. and Loeb, A. (1992). "discovering planetary systems through gravitational microlenses". *Astrophysical Journal*, 396 :104–114.
- [Griest, 1991] Griest, K. (1991). *Astrophysical Journal*, 366 :412.

- [Gyuk, 1999] Gyuk, G. (1999). "gravitational microlensing and the structure of the inner milky way". *Astrophysical Journal*, 510 :205–216.
- [Hagmann et al., 1998] Hagmann, C. A., Kinion, D., Stoeffl, W., Vanbibber, K., Daw, E. J., McBride, J., Peng, H., Rosenberg, L. J., Xin, H., Laveigne, J., Sikivie, P., Sullivan, N. S., Tanner, D. B., Moltz, D. M., Powell, J., Clarke, J., Nezirick, F. A., Turner, M. S., Golubev, N. A., and Kravchuk, L. V. (1998). "large-scale search for dark-matter axions". Technical report.
- [Hamuy et al., 1996] Hamuy, M. et al. (1996). "the hubble diagram of the calan/tololo type ia supernovae and the value of h_0 ". *Astrophysical Journal*, 112 :2398.
- [Han and Gould, 1995a] Han, C. and Gould, A. (1995a). "statistics of microlensing optical depth". *Astrophysical Journal*, 449 :521.
- [Han and Gould, 1995b] Han, C. and Gould, A. (1995b). "the mass spectrum of machos from parallax measurements". *Astrophysical Journal*, 447 :53–61.
- [Han and Gould, 1996] Han, C. and Gould, A. (1996). "statistical determination of the macho mass spectrum". *Astrophysical Journal*, 467 :540.
- [Hansen, 1999] Hansen, B. M. S. (1999). "cooling models for old white dwarfs". *Astrophysical Journal*, 520 :680–695.
- [Hardin, 1998] Hardin, D. (1998). *Détection automatique de supernovae (in preparation)*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Hardin et al., 2000] Hardin, D. et al. (2000). Type ia supernova rate at $z \sim 0.1$. *submitted to Astronomy and Astrophysics*.
- [Harris et al., 2001] Harris, H. C., Hansen, B. M. S., Liebert, J., Vanden Berk, D. E., Anderson, S. F., Knapp, G. R., Fan, X., Margon, B., Munn, J. A., Nichol, R. C., Pier, J. R., Schneider, D. P., Smith, J. A., Winget, D. E., York, D. G., Anderson, J. E., Brinkmann, J., Burles, S., Chen, B., Connolly, A. J., Csabai, I. ., Frieman, J. A., Gunn, J. E., Hennessy, G. S., Hindsley, R. B., Ivezić, Z., Kent, S., Lamb, D. Q., Lupton, R. H., Newberg, H. J. and Schlegel, D. J., Smee, S., Strauss, M. A., Thakar, A. R., Uomoto, A., and Yanny, B. (2001). A new very cool white dwarf discovered by the sloan digital sky survey. *Astrophysical Journal Letters*, 549 :L109–L113.
- [Harris, 1976] Harris, W. E. (1976). "spatial structure of the globular cluster system and the distance to the galactic center". *Astrophysical Journal*, 81 :1095–1116.
- [Hart et al., 1996] Hart, J. et al. (1996). "the telescope system of the macho program". *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108 :220.
- [Henry and McCarthy, 1993] Henry, T. J. and McCarthy, D. W. (1993). The mass-luminosity relation for stars of mass 1.0 to 0.08 solar mass. *Astronomical Journal*, 106 :773–789.
- [Hills, 1986] Hills, J. G. (1986). "limitations on the masses of objects constituting the missing mass in the galactic disk and the galactic halo". *Astronomical Journal*, 92 :595–599.
- [Holtzman et al., 1998] Holtzman et al. (1998). The luminosity function and initial mass function in the galactic bulge. *Astronomical Journal*, 115 :1946.

- [Hradecky et al., 1999] Hradecky, V., Jones, C., Donnelly, R. H., Djorgovski, S. G., Gal, R. R., and Odewahn, S. C. (1999). "mass-to-light ratios of groups and clusters of galaxies". In *American Astronomical Society Meeting*, volume 195, page 1009.
- [Hu et al., 1994] Hu, Y., Turner, M. S., and Weinberg, E. J. (1994). "dynamical solutions to the horizon and flatness problems". *Physical Review D*, 49 :3830–3836.
- [Ibata, 2000] Ibata, R. a. (2000). "discovery of high proper-motion ancient white dwarfs : Nearby massive compact halo objects?". *The Astrophysical Journal*, 532 :L41–L45.
- [Ibata et al., 1999] Ibata, R. A. et al. (1999). "faint, moving objects in the hubble deep field : Components of the dark halo?". *The Astrophysical Journal*, 524 :L95–L97.
- [Johnson et al., 1999] Johnson, B. R., Hanany, S., Ade, P., Balbi, A., Bock, J., Borrill, J., Boscaleri, A., DeBernardis, P., Ferreira, P., Hristov, V., Lange, A. E., Pascale, E., Jaffe, A. H., Lee, A. T., Oh, S., Rabii, B., Richards, P. L., Winant, C. D., Mausekopf, P., Netterfield, C. B., Smoot, G. F., and Stompor, R. (1999). "preliminary cosmic microwave background anisotropy results from the maxima balloon borne experiment". In *American Astronomical Society Meeting*, volume 195, page 1405.
- [Kamionkowski et al., 1994] Kamionkowski, M., Spergel, D. N., and Sugiyama, N. (1994). "small-scale cosmic microwave background anisotropies as probe of the geometry of the universe". *Astrophysical Journal*, 426 :L57.
- [Kapteyn, 1922] Kapteyn, J. C. (1922). "first attempt at a theory of the arrangement and motion of the sidereal system". *Astrophysical Journal*, 55 :302.
- [Kawaler,] Kawaler, S. *Astrophysical Journal Letters*, 467 :L61.
- [Kennicutt, 1998] Kennicutt, R. C. (1998). *Overview : The Initial Mass Function in Galaxies*, volume 142. Astronomical Society of the Pacific Series : Gerry Gilmore and Debbie Howell.
- [Kent, 1992] Kent, S. M. (1992). *Astrophysical Journal*, 387 :181.
- [Kent et al., 1991] Kent, S. M., Dame, T. M., and Fazio, G. (1991). "galactic structure from the spacelab infrared telescope. ii - luminosity models of the milky way". *Astrophysical Journal*, 378 :131–138.
- [Kerr and Lynden-Bell, 1986] Kerr, F. J. and Lynden-Bell, D. (1986). *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 221 :1023.
- [Kiraga and Paczyński, 1994] Kiraga, M. and Paczyński, B. (1994). *Astrophysical Journal*, 430 :L101.
- [Kirkpatrick et al., 1998] Kirkpatrick, J. D. et al. (1998). "field brown dwarfs discovered by 2mass and the definition of a new spectral type cooler than "m"". In *American Astronomical Society Meeting*, volume 192, pages 5504+.
- [Kneib et al., 1993] Kneib, J. et al. (1993). *Astronomy and Astrophysics*, 273.
- [Kroupa and Tout, 1997] Kroupa, P. and Tout, C. A. (1997). The theoretical mass-magnitude relation of low mass stars and its metallicity dependence. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 287 :402–414.
- [Kroupa et al., 1993] Kroupa, P., Tout, C. A., and Gilmore, G. (1993). The distribution of low-mass stars in the galactic disc. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 262 :545–587.

- [Kuijken, 1997] Kuijken, K. (1997). "the maximum optical depth toward bulge stars from axisymmetric models of the milky way". *The Astrophysical Journal*, 486 :L19.
- [Kuijken and Gilmore, 1989] Kuijken, K. and Gilmore, G. (1989). "the mass distribution in the galactic disc - part two - determination of the surface mass density of the galactic disc near the sun". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 239 :605.
- [Kuijken and Gilmore, 1991] Kuijken, K. and Gilmore, G. (1991). "the galactic disk surface mass density and the galactic force $k(z)$ at $z = 1.1$ kiloparsecs". *The Astrophysical Journal*, 367 :L9–L13.
- [Larson et al., 1980] Larson, R. B., Tinsley, B. M., and Caldwell, C. N. (1980). "the evolution of disk galaxies and the origin of s0 galaxies". *Astrophysical Journal*, 237 :692–707.
- [Lasserre, 2000] Lasserre, T. (2000). *Mesure de l'abondance des astres sombres de masse stellaire dans le halo galactique par la recherche de phénomènes de microlentilles vers les Nuages de Magellan*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Lasserre et al., 2000] Lasserre, T. et al. (2000). Not enough stellar mass machos in the galactic halo. *Astronomy and Astrophysics*, 355 :L39–L42.
- [Lemaître, 1950] Lemaître, G. (1950). *The Primeval Atom*. Van Nostrand, Princeton, NJ.
- [Lesgourgues et al., 1999] Lesgourgues, J., Prunet, S., and Polarski, D. (1999). "parameter extraction by planck for a cold dark matter model with broken scale invariance and cosmological constant". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 303 :45–49.
- [Lewis and Freeman, 1989] Lewis, J. R. and Freeman, K. C. (1989). "kinematics and chemical properties of the old disk of the galaxy". *Astrophysical Journal*, 97 :139–162.
- [Liebes Jr., 1964] Liebes Jr., S. (1964). *Physical Review*, 133 :B835.
- [MACHO,] MACHO. <http://www.macho.mcmaster.ca>.
- [Malhotra, 1995] Malhotra, S. (1995). "the vertical distribution and kinematics of h i and mass models of the galactic disk". *Astrophysical Journal*, 448 :138.
- [Mansoux, 1997] Mansoux, B. (1997). *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience EROS2*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Mao and Paczyński, 1991] Mao, S. and Paczyński, B. (1991). *Astrophysical Journal*, 374 :L37.
- [Marcy et al., 2000] Marcy, G. W., Cochran, W., and Mayor, M. (2000). *Protostars and Planets IV*. V.Mannings,A.P.Boss and S.S.Russel (Tucson :University of Arizona).
- [Mather et al., 1994] Mather, J. C., Cheng, E. S., Cottingham, D. A., Eplee, R. E., Fixsen, D. J., Hewagama, T., Isaacman, R. B., Jensen, K. A., Meyer, S. S., Noerdlinger, P. D., Read, S. M., Rosen, L. P., Shafer, R. A., Wright, E. L., Bennett, C. L., Boggess, N. W., Hauser, M. G., Kelsall, T., Moseley, S. H., Silverberg, R. F.,

- Smoot, G. F., Weiss, R., and Wilkinson, D. T. (1994). "measurement of the cosmic microwave background spectrum by the coBE firas instrument". *Astrophysical Journal*, 420 :439–444.
- [Mellier et al., 1993] Mellier, Y. et al. (1993). *Astrophysical Journal*, 407 :33.
- [Méndez and Minniti, 2000] Méndez, R. A. and Minniti, D. (2000). "faint blue objects on the hubble deep field north and south as possible nearby old halo white dwarfs". *Astrophysical Journal*, 529 :911–916.
- [Mera et al., 1998] Mera, D. et al. (1998). "towards a consistent model of the galaxy. i. kinematic properties, star counts and microlensing observations". *Astronomy and Astrophysics*, 330 :937–952.
- [Merrifield, 1992] Merrifield, M. (1992). *Astronomical Journal*, 103 :1552.
- [Miller and Scalo, 1979] Miller, G. E. and Scalo, J. M. (1979). *Astrophysical Journal (Supplement)*, 41 :513.
- [Nikolaev and Weinberg, 1997] Nikolaev, S. and Weinberg, M. D. (1997). "a rigorous reanalysis of the iras variable population : Scale lengths, asymmetries, and microlensing". *Astrophysical Journal*, 487 :885+.
- [OGLE,] OGLE. <http://www.astrow.edu.pl/ftp/ogle/>.
- [Olling and Merrifield, 2000] Olling, R. P. and Merrifield, M. R. (2000). "two measures of the shape of the dark halo of the milky way". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 311 :361–369.
- [Oort, 1927] Oort, J. H. (1927). *Bullentin Astronomical Institute Netherlands*, 3 :275.
- [Oort, 1938] Oort, J. H. (1938). *Bullentin Astronomical Institute Netherlands*, 8 :223.
- [Oppenheimer et al., 2001] Oppenheimer, B. R., Saumon, D., Hodgkin, S. T., Jameson, R. F., Hambly, N. C., Chabrier, G., Filippenko, A. V., Coil, A. L., and Brown, M. E. (2001). Observations of ultracool white dwarfs. *Astrophysical Journal*, 550 :448–456.
- [Ostriker et al., 1974] Ostriker, J. P., Peebles, P. J. E., and Yahil, A. (1974). "the size and mass of galaxies, and the mass of the universe". *Astrophysical Journal*, 193 :L1–L4.
- [Paczynski, 1986] Paczyński, B. (1986). *Astrophysical Journal*, 304 :1.
- [Paczynski, 1991] Paczyński, B. (1991). *Astrophysical Journal*, 371 :L63–L67.
- [Paczynski, 1996] Paczyński, B. (1996). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34.
- [Paczynski et al., 1994] Paczyński, B. et al. (1994). *Ap. J. Lett*, 435 :L113.
- [Paczynski et al., 1999] Paczyński, B. et al. (1999). *Acta. Astronomica*, 49 :319.
- [Palanque-Delabrouille, 1997] Palanque-Delabrouille, N. (1997). *Research on Galactic Dark Matter Implied by Gravitational Microlensing*. PhD thesis, Université Paris 7 and University of Chicago.
- [Palanque-Delabrouille et al., 1997] Palanque-Delabrouille, N. et al. (1997). (eros collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, astro-ph/9710194.
- [Peacock, 1999] Peacock, J. (1999). *Cosmological Physics*. Cambridge University Press.

- [Peale, 1998] Peale, S. J. (1998). "on microlensing event rates and optical depth toward the galactic center". *Astrophysical Journal*, 509 :177–191.
- [Peale, 1999] Peale, S. J. (1999). "newly discovered brown dwarfs not seen in microlensing timescale frequency distribution?". *The Astrophysical Journal*, 524 :L67–L70.
- [Peccei and Quinn, 1977] Peccei, R. and Quinn, H. (1977). *Phys. Review Letters*, 38 :140.
- [Perlmutter et al., 1999] Perlmutter, S. et al. (1999). "measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae". *Astrophysical Journal*, 517 :565–586.
- [Pfenniger et al., 1994] Pfenniger, D., Combes, F., and Martinet, L. (1994). Is dark matter in spiral galaxies cold gas? i.observational constraints and dynamical clues about galaxy evolution. *Astronomy and Astrophysics*, 285 :79–93.
- [Popowski et al., 2000] Popowski, P., Cook, K. H., Drake, A. J., Marshall, S. L., Nelson, C. A., Alcock, C., Allsman, R. A., Axelrod, T. S., Freeman, K. C., Peterson, B. A., Alves, D. R., Becker, A. C., Stubbs, C. W., Tomaney, A. B., Bennett, D. P., Geha, M., Griest, K., Vandehei, T., Lehner, M. J., Minniti, D., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Sutherland, W., Welch, D., and MACHO Collaboration (2000). Macho project analysis of the galactic bulge microlensing events with clump giants as sources. In *American Astronomical Society Meeting*, volume 197, pages 0417+.
- [Reach et al., 1995] Reach, W. T., Dwek, E., Fixsen, D. J., Hewagama, T., Mather, J. C., Shafer, R. A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Cheng, E. S., Eplee, R. E., Leisawitz, D., Lubin, P. M., Read, S. M., Rosen, L. P., Shuman, F. G. D., Smoot, G. F., Sodroski, T. J., and Wright, E. L. (1995). "far-infrared spectral observations of the galaxy by coBE". *Astrophysical Journal*, 451 :188+.
- [Refsdal, 1964] Refsdal, S. (1964). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 128 :295.
- [Reid et al., 1999] Reid, I. N. et al. (1999). "l dwarfs and the substellar mass function". *The Astrophysical Journal*, 521 :613–629.
- [Reid and Majewski, 1993] Reid, N. and Majewski, S. R. (1993). "star counts redivivus. i - a new look at the galaxy at faint magnitudes". *The Astrophysical Journal*, 409 :635–662.
- [Renault, 1996] Renault, C. (1996). *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle (sous forme d'objets compacts de faible masse)*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Renault et al., 1997] Renault, C. et al. (1997). (eros collaboration). *Astronomy and Astrophysics*, submitted.
- [Rhie et al., 1998] Rhie, S. et al. (1998). *preprint*, astro-ph/9812252.
- [Robin and Creze, 1986] Robin, A. and Creze, M. (1986). "stellar populations in the milky way - a synthetic model". *Astronomy and Astrophysics*, 157 :71–90.
- [Robin et al., 2000] Robin, A. et al. (2000). *preprint*, astro-ph/0004109.
- [Robin et al., 1992] Robin, A. C. et al. (1992). "the edge of the galactic disk". *Astrophysical Journal Letters*, 400 :L25–L27.

- [Robin et al., 1996] Robin, A. C., Haywood, M., Creze, M., Ojha, D. K., and Bienayme, O. o. (1996). "the thick disc of the galaxy : sequel of a merging event.". *Astronomy and Astrophysics*, 305 :125.
- [Rubin, 1993] Rubin, V. (1993). *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 90 :4814.
- [Ruiz et al., 1997] Ruiz, M. T. et al. (1997). "kelu-1 : A free-floating brown dwarf in the solar neighborhood". *Astrophysical Journal Letters*, 491 :L107.
- [Sackett, 1997] Sackett, P. (1997). "does the milky way have a maximal disk". *Astrophysical Journal*, 483 :103–110.
- [Salpeter, 1955] Salpeter, E. (1955). *Astrophysical Journal*, 121 :161.
- [Saumon and Jacobson, 1999] Saumon, D. and Jacobson, S. B. (1999). "pure hydrogen model atmospheres for very cool white dwarfs". *Astrophysical Journal Letters*, 511 :L107–L110.
- [Scalo, 1986] Scalo, J. M. (1986). *Fund. Cosmic Phys.*, 11 :1.
- [Schechter et al., 1993] Schechter, P. et al. (1993). *Pub. Astr. Soc. Pacif.*, 105 :1342.
- [Schneider and Terzian, 1983] Schneider, S. E. and Terzian, Y. (1983). *Astrophysical Journal Letters*, 274 :L61.
- [Sevenster et al., 1999] Sevenster, M. et al. (1999). "new constraints on a triaxial model of the galaxy". *Monthly Notices of the Astronomical Royal Society*, 307 :584–594.
- [Shapley, 1918] Shapley, H. (1918). "studies based on the colors and magnitudes in stellar clusters. vii. the distances, distribution in space, and dimensions of 69 globular clusters.". *Astrophysical Journal*, 48 :154–181.
- [Skrutskie et al., 1997] Skrutskie, M. F., Schneider, S. E., Stiening, R., Strom, S. E., Weinberg, M. D., Beichman, C., Chester, T., Cutri, R., Lonsdale, C., Elias, J., Elston, R., Capps, R., Carpenter, J., Huchra, J., Liebert, J., Monet, D., Price, S., and Seitzer, P. (1997). The Two Micron All Sky Survey (2MASS) : Overview and Status. In *ASSL Vol. 210 : The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, pages 25+.
- [Sluis and Arnold, 1998] Sluis, A. P. N. and Arnold, R. A. (1998). "the density distribution of the galactic stellar halo as traced by blue horizontal branch stars". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 297 :732–738.
- [Smoot et al., 1992] Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., Wright, E. L., Aymon, J., Boggess, N. W., Cheng, E. S., de Amici, G., Gulkis, S., Hauser, M. G., Hinshaw, G., Jackson, P. D., Janssen, M., Kaita, E., Kelsall, T., Keegstra, P., Lineweaver, C., Loewenstein, K., Lubin, P., Mather, J., Meyer, S. S., Moseley, S. H., Murdock, T., Rokke, L., Silverberg, R. F., Tenorio, L., Weiss, R., and Wilkinson, D. T. (1992). "structure in the coBE differential microwave radiometer first-year maps". *Astrophysical Journal*, 396 :L1–L5.
- [Squires et al., 1997] Squires, G., Neumann, D. M., Kaiser, N., Arnaud, M., Babul, A., Bohringer, H., Fahlman, G., and Woods, D. (1997). "weak gravitational lensing and x-ray analysis of abell 2163". *Astrophysical Journal*, 482 :648.
- [Stanek et al., 1994] Stanek, K. et al. (1994). *Astrophysical Journal*, 429 :L73.

- [Stanek et al., 1997] Stanek, K. Z. et al. (1997). "modeling the galactic bar using red clump giants". *Astrophysical Journal*, 477 :163+.
- [Suzuki, 1995] Suzuki, Y. (1995). *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 38 :54.
- [Szymanski et al., 1996] Szymanski, M. et al. (1996). *Acta Astronomica*, 46 :1.
- [Turner, 1988] Turner, M. (1988). *Phys. Review Letters*, 60 :1797.
- [Turner, 1999] Turner, M. (1999). Cosmology solved? quite possibly! *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111 :264–273.
- [Udalski et al., 1994a] Udalski, A. et al. (1994a). *Acta Astronomica*, 44 :165.
- [Udalski et al., 1994b] Udalski, A. et al. (1994b). *Acta Astronomica*, 44 :227.
- [Udalski et al., 1994c] Udalski, A. et al. (1994c). *Astrophysical Journal*, 426 :L69.
- [Udalski et al., 1998] Udalski, A. et al. (1998). "binary microlensing event". *Acta Astronomica*, 48 :431–438.
- [Udalski et al., 1999] Udalski, A. et al. (1999). "the optical gravitational lensing experiment. cepheids in the magellanic clouds. iii. period-luminosity-color and period-luminosity relations of classical cepheids". *Acta Astronomica*, 49 :201–221.
- [Udalski et al., 2000] Udalski, A. et al. (2000). "the optical gravitational lensing experiment. catalog of microlensing events in the galactic bulge". *Acta Astronomica*, 50 :1–65.
- [Weiland et al., 1994] Weiland, J. et al. (1994). Cobe diffuse infrared background experiment observations of the galactic bulge. *Astrophysical Journal*, 425 :L81.
- [Weiner, 1996] Weiner, B. J. (1996). In Blitz, L. and Teuben, P., editors, *IAU Symposium 169 : Properties of the Galactic Bar from Hydrodynamical Simulations*. The Hague : Kluwer.
- [Weiner and Sellwood, 1999] Weiner, B. J. and Sellwood, J. A. (1999). "the properties of the galactic bar implied by gas kinematics in the inner milky way". *Astrophysical Journal*, 524 :112–128.
- [Winnberg, 1996] Winnberg, A. (1996). "a new sample of oh/ir stars in the galactic center". In Gredel, R., editor, *The Galactic Center*, volume 102, page 294. Astronomical Society of the Pacific Conferences Series.
- [Wu and Fang, 1997] Wu, X. and Fang, L. (1997). "a statistical comparison of cluster mass estimates from optical/x-ray observations and gravitational lensing". *Astrophysical Journal*, 483 :62.
- [Yamagata and Yoshii, 1992] Yamagata, T. and Yoshii, Y. (1992). "ubv starcounts in sa54 and global structure of the galaxy". *Astrophysical Journal*, 103 :117–130.
- [Zhao and Mao, 1996] Zhao, H. and Mao, S. (1996). "on the microlensing optical depth of the galactic bar". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 283 :1197–1213.
- [Zhao et al., 1996] Zhao, H., Rich, R. M., and Spergel, D. N. (1996). "a consistent microlensing model for the galactic bar". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282 :175–181.
- [Zhao et al., 1995] Zhao, H., Spergel, D. N., and Rich, R. M. (1995). Microlensing by the galactic bar. *Astrophysical Journal-Letters*, 440 :L13–L16.

- [Zinn, 1985] Zinn, R. (1985). "the globular cluster system of the galaxy. iv - the halo and disk subsystems". *Astrophysical Journal*, 293 :424–444.
- [Zoccali et al., 2000] Zoccali, M. et al. (2000). The initial mass function of the galactic bulge. *Astrophysical Journal*, 530 :418.
- [Zwicky, 1933] Zwicky, F. (1933). *Helv. Phys. Acta.*, 6 :110.

Table des figures

1.1	Abondances prédites et mesurées des éléments légers : ^4He , D, ^3He , et ^7Li	7
1.2	Diagramme de Hubble pour 42 supernovæ lointaines du type Ia du Supernova Cosmology Project et 18 supernovæ Ia proches du Calán/Tololo Supernova Survey.	9
1.3	Les observations des anisotropie du rayonnement fossile	11
1.4	Rapport masse sur luminosité en fonction de l'échelle de distance	12
1.5	Courbes de rotation pour NGC2403 et NGC2841	14
1.6	Courbe de rotation de NGC1560	19
2.1	Comparaison des observations DIRBE avec les modèles G2 et E2	34
2.2	Superposition de la carte (l,b) des régions de gaz HI avec le diagramme des orbites x_1 pour le modèle de la barre le mieux ajusté	35
2.3	Courbe de rotation de la Galaxie	40
2.4	Courbe de rotation de la Galaxie pour différents paramètres de rotation	40
2.5	Efficacité de détection et distribution des durées des 41 candidats de microlentille publiés dans [Alcock et al., 1997]	50
2.6	Distribution des durées des 99 candidats de microlentille publiés dans [Alcock et al., 2000b]	51
2.7	Distribution des durées des 52 candidats avec une étoile-source du type géante rouge publiés dans [Popowski et al., 2000]	52
2.8	Événement microlentille double d'OGLE #7	53
2.9	Distribution des durées des 214 candidats de microlentille publiés dans [Udalski et al., 2000]	54
2.10	Distribution spatiale dans le plan (l, b) des 214 candidats publiés dans [Udalski et al., 2000]	55
2.11	Nombre de candidats par 1 million d'étoiles observées par OGLE II au long de 3 saisons Centre Galactique.	56
2.12	Courbes de lumière des candidats EROS 1.	58

2.13	Courbe de lumière du candidat EROS #2, repliée sur une période de 2.8 jours, observé par différents télescopes.	58
2.14	Diagramme d'exclusion combiné : EROS I 1990/95 et EROS II 1996/99 avec 0,1, 2, 3, 4, 5 candidats.	61
3.1	Géométrie de l'effet de microlentille gravitationnelle	67
3.2	Position et forme des images relativement à la position de la source	69
3.3	Comparaison du flux reçu avec et sans lentille.	69
3.4	Mouvement de la source projeté dans le plan du défecteur	70
3.5	Amplification due à un effet de microlentille en fonction du temps	71
3.6	Paramètres impliqués dans l'effet de taille finie	75
3.7	Courbes de lumière avec un effet de taille finie	76
3.8	La détection d'un événement microlentille en fonction de l'effet de taille finie	77
3.9	Lentilles binaires	81
3.10	Courbes de lumière dans le cas d'une lentille binaire	81
3.11	Géométrie de l'effet de parallaxe dans le plan de la lentille	82
3.12	Événement du groupe MACHO avec un effet de parallaxe	84
3.13	Illustration de l'effet de <i>blending</i>	86
3.14	$t_{E,obs} / t_E$ en fonction de la fraction f	87
4.1	Schéma de l'optique du télescope MARLY	91
4.2	Facteur de transmission global de l'optique	92
4.3	Schéma du système de cryogénie	95
4.4	Schéma du système d'acquisition	98
4.5	Courbe de lumière complète pour l'événement SMC98-1	101
4.6	Diagrammes de période-luminosité pour le LMC et le SMC	104
5.1	Visibilité des différentes cibles, en fonction de l'heure dans la nuit (temps universel) et de l'époque dans l'année	106
5.2	Carte du ciel avec les champs EROS II	108
5.3	Données EROS II acquises entre août 1996 et mai 1999	109
5.4	Diagramme couleur-magnitude	110
5.5	Champs EROS II du Centre Galactique	111
5.6	Nombre de champs Centre Galactique pris chaque nuit entre février 1997 et novembre 1999	113
5.7	L'angle horaire des observations Centre Galactique	115
5.8	Nombre de points par champ pour les saisons Centre Galactique 1997,1998 et 1999	116

6.1	Décalage géométrique Δx et Δy par rapport à l'image de référence en fonction de la date	124
6.2	Alignement photométrique	125
6.3	Fond de ciel du champ cg607 en fonction de la date	128
6.4	Dispersion du fond de ciel du champ cg607 en fonction de la date	129
6.5	Dispersion σ_y de la PSF en fonction de la dispersion σ_x	130
6.6	Variation de la variable $\sigma_x \times \sigma_y$ en fonction du CCD	130
6.7	Mosaïque des CCD rouges du champ cg607	131
6.8	Évolution du nombre d'étoiles détectées en fonction de r_{corr}	132
6.9	Distribution du flux des étoiles détectées avec différentes valeurs de r_{corr}	133
6.10	Exemple d'une image de corrélation	134
6.11	Comparaison de la position et de la photométrie des étoiles OGLE et EROS dans la fenêtre de Baade - I	135
6.12	Comparaison de la position et de la photométrie des étoiles OGLE et EROS dans la fenêtre de Baade - II	136
6.13	Résultats du programme de masquage d'étoiles saturées	137
6.14	Résultats du programme de détection et masquage des aigrettes lumineuses orientées selon la déclinaison	138
6.15	Diagramme couleur-magnitude du champ cg607 CCD#4 pour illustrer la sélection d'étoiles brillantes	140
6.16	Carte des champs Centre Galactique avec pourcentage d'images produits	144
6.17	État de la production des fichiers de suivi	145
6.18	Précision photométrique pour le champ cg607	146
7.1	Coupure sur le fond de ciel	149
7.2	Coupure sur la dispersion du fond de ciel	150
7.3	Coupure sur l'absorption	151
7.4	Coupure sur le <i>seeing</i>	152
7.5	Coupure sur l'allongement de la PSF	153
7.6	Angle horaire des images après coupures	154
7.7	Distribution du coefficient de corrélation entre le flux et le <i>seeing</i>	156
7.8	Distribution du coefficient de corrélation entre le flux et l' <i>airmass</i>	157
7.9	Distribution du coefficient de corrélation entre le flux et le fond de ciel	158
7.10	Rapport des dispersions des flux corrigés et non corrigés	160
7.11	Rapport des dispersions internes des flux corrigés et non corrigés	161
7.12	Exemple d'une courbe de lumière pour les couleurs rouge et bleue avant et après correction des flux	162
7.13	Coefficient de corrélation entre les flux rouges et les flux bleus et variable de Fisher pour cette même corrélation	163

7.14	Estimation de la ligne de base par deux méthodes	167
7.15	Évolution de la précision de la méthode 1 en fonction de la durée des événements générés	168
7.16	Distribution des paramètres générés pour la simulation d'événements de microlentille	170
7.17	Simulation d'un événement microlentille sur les données	171
8.1	Exemple de la détection d'une première et deuxième bosses sur une courbe de lumière	176
8.2	Distribution de la signification de la fluctuation principale pour illustrer la première coupure	177
8.3	Distribution du recouvrement en temps des fluctuations principales rouge et bleue	178
8.4	Distribution de la signification de la fluctuation principale illustrant la troisième coupure	180
8.5	Exemple d'une courbe de lumière irrégulière	181
8.6	Distribution de la dispersion intrinsèque σ_{int}	182
8.7	Exemple d'une étoile variable corrélée en rouge et bleu	183
8.8	Distribution de la variable de Fisher $F(\rho_{fr-fb})$	184
8.9	Exemple d'une étoile avec une ligne de base instable	185
8.10	Distribution du $\chi^2_{base}/Nddl_{base}$ pour illustrer la coupure sur la stabilité de la ligne de base	186
8.11	Exemple d'étoile variable coupée par la coupure 4d	187
8.12	Distribution de la variable de Fisher $FML2(\rho_{fr-fb})$	188
8.13	Exemple d'étoile avec un plateau en troisième saison d'observation	190
8.14	Distribution de l'estimateur de la signification de l'ajustement microlentille $\Delta\chi^2$	191
8.15	Amplification bicouleur en fonction de la résolution photométrique pour illustrer la coupure sur l'amplification minimale	192
8.16	Distribution du temps du maximum d'amplification pour illustrer la coupure sur le pic de l'événement dans période d'observation	194
8.17	Exemple d'un événement longue durée	195
8.18	Distribution des durées des candidats sélectionnés par l'analyse pour les données avec et sans simulation d'événements microlentille	196
9.1	Candidat #1-cg6070let7788 : Résidu de l'ajustement microlentille simple	209
9.2	Candidat #4-cg6075ket6223 : Résidus de l'ajustement microlentille simple	210

9.3	Candidat #12-cg6113ket7367 : Résidus de l'ajustement microlentille simple	211
9.4	Candidat #29-cg6197net1969 : Résidu de l'ajustement microlentille simple	212
9.5	Évolution du coefficient $(A_{rec} - 1)/(A - 1)$ en fonction du flux de l'étoile mirolentillée	213
9.6	Influence du <i>blending</i> sur la durée reconstruite $t_{E,rec}$	214
9.7	Coefficient de <i>blending</i> bleu en fonction du coefficient rouge	215
9.8	Candidat #6-cg6100net3596 : Zoom de l'ajustement avec et sans <i>blending</i> sur les courbes de lumière rouge et bleue	217
9.9	Candidat #9-cg6107met1966 : Zoom de l'ajustement avec et sans <i>blending</i> sur les courbes de lumière rouge et bleue	218
9.10	Candidat #11-cg6111net5932 : Zoom de l'ajustement avec et sans <i>blending</i> sur les courbes de lumière rouge et bleue	219
9.11	Candidat #16-cg6130let4729 : Zoom de l'ajustement avec et sans <i>blending</i> sur les courbes de lumière rouge et bleue	220
9.12	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#1 et EROS-BLG-#2	222
9.13	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#3 et EROS-BLG-#4	223
9.14	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#5 et EROS-BLG-#6	224
9.15	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#7 et EROS-BLG-#8	225
9.16	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#9 et EROS-BLG-#10	226
9.17	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#11 et EROS-BLG-#12	227
9.18	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#13 et EROS-BLG-#14	228
9.19	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#15 et EROS-BLG-#16	229
9.20	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#17 et EROS-BLG-#18	230
9.21	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#19 et EROS-BLG-#20	231
9.22	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#21 et EROS-BLG-#22	232
9.23	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#23 et EROS-BLG-#24	233
9.24	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#25 et EROS-BLG-#26	234
9.25	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#27 et EROS-BLG-#28	235
9.26	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#29 et EROS-BLG-#30	236
9.27	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#31 et EROS-BLG-#32	237
9.28	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#33 et EROS-BLG-#34	238
9.29	Caractéristiques des candidats EROS-BLG-#35 et EROS-BLG-#36	239
10.1	Efficacité globale de détection pour $u_{0MC} < 1$	243
10.2	Diagramme couleur-magnitude globale des candidats microlentille	248
10.3	Distribution des paramètres d'impact u_0 et des temps du maximum d'amplification pour les 16 candidats sur les géantes rouges avec $u_0 < 1$	249

10.4	Distribution des durées de la traversée du rayon d'Einstein pour les 16 candidats sur les géantes rouges avec $u_0 < 1$	249
10.5	Test de Kolmogorov-Smirnov pour le paramètre d'impact u_0	250
10.6	Test de Kolmogorov-Smirnov pour l'instant t_0 du maximum d'amplification	251
10.7	Durées t_E en fonction de la date du maximum d'amplification t_0 pour les événements simulés détectés par l'analyse	252
10.8	La profondeur optique dans chaque champ analysé	253
10.9	Contribution de chaque candidat microlentille à la profondeur optique locale	255
10.10	Estimation des erreurs sur la profondeur optique simulée	256
11.1	Distribution des alertes MACHO et OGLE II en coordonnées galactiques (l, b)	260
11.2	Comparaison du nombre d'étoiles en utilisant un nouveau jeu de paramètres de CORRFIND	270
11.3	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070let7788 et BUL_SC34 840343	273
11.4	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6071net2436, BUL_SC30 57488 et 1999-BUL-06	274
11.5	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6075ket6223 et 97-BLG-26cand	275
11.6	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6075net7538, BUL_SC38 120518,1999-BUL-07 et 99-BLG-12al	276
11.7	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6107met1966 et 97-BLG-37cand/al	277
11.8	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6107net2679 et 97-BLG-d10278	
11.9	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6111net5932, BUL_SC35 144974 et 97-BLG-58cand/al	279
11.10	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6113ket7367 et 96-BLG-12cand/al	280
11.11	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6113net7869, BUL_SC35 451130 et 1998-BUL-23	281
11.12	Courbe de lumière et cartes de champ de cg6134let1254 et 98-BLG-17al	282
11.13	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6145ket2521 et 96-BLG-31cand/al	283
11.14	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6190let5292 et 97-BLG-05al	284
11.15	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070ket4912, cg6070ket4959 et BUL_SC34 651798	285

11.16	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6071net7206, cg6071net7235, BUL_SC30 236837, 1998-BUL-03 et 98-BLG-09al . . .	286
11.17	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6073net819, BUL_SC21 678389 et 1998-BUL-02	287
11.18	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6115let6351, cg6115let6361 et BUL_SC32 737024	288
11.19	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6174let324, BUL_SC6 243857 et 1999-BUL-03	289
11.20	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070met6278 et BUL_SC20 300548	290
11.21	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6070net4817 et 97-BLG-d7cand	291
11.22	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6071met5348, BUL_SC21 766993 et 1998-BUL-41	292
11.23	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6076met4870 et 99-BLG-03al	293
11.24	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6077met4164, BUL_SC38 95103, 1998-BUL-22 et 98-BLG-33al	294
11.25	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6116let5980 et BUL_SC30 671185	295
11.26	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6140ket3277 et 97-BLG-d5	296
11.27	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6140met3514 et 99-BLG-10al	297
11.28	Courbes de lumière et cartes de champ de cg6240net4654 et 97-BLG-25al	298
11.29	Cartes des champs EROS II, MACHO et OGLE	300
11.30	Distributions des durées attendues avec trois types de fonctions de masse [Gould, 1996]	309
11.31	Distribution cumulative et différentielle des durées attendues pour différentes fonctions de masse proposées par [Zhao et al., 1996]	310
11.32	Comparaison de la distribution des durées des candidats microlentille avec les distributions attendues [Peale, 1999]	311
A.1	Diagramme couleur-magnitude du champ cg607 CCD#4 pour décrire l'algorithme de recherche de la position du <i>clump</i> d'étoiles géantes rouges	322
B.1	Résultats du masquage d'étoiles saturées	329
B.2	Résultats du masquage d'étoiles saturées avec l'ancienne méthode	330

Liste des tableaux

2.1	Mesures de l'échelle de longueur du disque R_d . La détermination de l'échelle de longueur du bulbe faite par [Gould et al., 1996] est relativement libre de suppositions sur la structure Galactique.	28
2.2	Mesures de l'orientation de la barre	36
2.3	Mesures de la masse de la barre	37
2.4	Caractéristiques des candidats microlentille des plaques Schmidt . . .	57
3.1	Valeurs caractéristiques de mouvement propre μ et de la vitesse transverse v_t de la lentille située dans différentes composantes galactiques, lorsque on observe dans le plan galactique ou vers le LMC	79
4.1	Caractéristiques électroniques des CCD. "R" signifie mosaïque rouge, "B" mosaïque bleue. Le CCD 2 rouge est mort à son arrivée au Chili. Au-delà de la saturation, la réponse du CCD n'est plus linéaire. . . .	94
4.2	Défauts des CCD	95
5.1	Caractéristiques des programmes EROS II vers les Nuages de Magellan, le Centre Galactique, les Bras Spiraux et les champs Mouvement Propre et Supernovæ	107
5.2	Zones des champs prioritaires sur lesquels on cycle chaque nuit d'observation.	112
5.3	Zones des champs non-prioritaires sur lesquels on tourne s'il reste encore du temps d'observation, après la prise des zones prioritaires. . . .	114
5.4	Nombre d'images d'un même champ prises chaque année dans les couleurs rouge et bleue. La première colonne se réfère à la zone à laquelle appartient le champ. La deuxième indique le nom du champ, la troisième et la quatrième correspondent aux coordonnées équatoriales (α, δ) du centre de la mosaïque. Les colonnes suivantes montrent le nombre de prises par année et finalement la dernière colonne indique le nombre total d'images entre juin/juillet 1996 et fin mai 1999. Les champs prioritaires sont signalés en gras.	119

6.1	Valeurs adoptées pour les paramètres de CORRFIND	133
6.2	Nombre d'étoiles par champ Centre Galactique	142
8.1	Résumé des effets des coupures sur les données avec et sans simulation d'événements microlentille	197
8.2	Résumé de l'effet des différents coupures sur chaque champ	201
9.1	Plages de valeurs en (x, y) pour chaque quart de CCD et la zone agran- die correspondante sur laquelle est créé le catalogue de référence.	204
9.2	Liste des candidats microlentille EROS II vers le Centre Galactique	205
9.3	Candidat #1-cg6070let7788 : Paramètres des ajustements microlentille avec et sans effet de parallaxe	208
9.4	Candidat #4-cg6075ket6223 : Paramètres des ajustements microlentille avec et sans effet de parallaxe	209
9.5	Candidat #12-cg6113ket7367 : Paramètres des ajustements microlen- tille avec et sans effet de parallaxe	211
9.6	Candidat #29-cg6197net1969 : Paramètres des ajustements microlen- tille avec et sans effet de parallaxe	212
9.7	Candidat #6-cg6100net3596 : Paramètres des ajustements avec et sans <i>blending</i>	216
9.8	Candidat #9-cg6107met1966 : Paramètres des ajustements avec et sans <i>blending</i>	217
9.9	Candidat #11-cg6111net5932 : Paramètres des ajustements avec et sans <i>blending</i>	218
9.10	Candidat #16-cg6130let4729 : Paramètres des ajustements avec et sans <i>blending</i>	219
10.1	Liste des candidats microlentille EROS II vers le Centre Galactique	246
10.2	Efficacité de détection en fonction de la durée pour chacun des candi- dats avec $u_0 < 1$ dont l'étoile-source est une géante-rouge	252
11.1	Résultats de la recherche des alertes MACHO dans les données EROS	262
11.2	Résultats de la recherche des candidats MACHO dans les données EROS II	262
11.3	Résultats de la recherche des alertes OGLE II dans les données EROS	263
11.4	Résultats de la recherche des candidats OGLE II dans les données EROS II	265
11.5	Résultat global de la recherche des candidats et alertes MACHO et OGLE II.	267

11.6 Valeurs de la profondeur optique pour les groupes EROS II, MACHO et OGLE	299
11.7 Valeurs de la profondeur optique des groupes EROS II, MACHO et OGLE pour la fenêtre de Baade	313
C.1 Liste des membres d'EROS	333