



HAL
open science

Recherche de trous noirs de masse intermédiaire par effet de microlentille gravitationnelle avec les données combinées de MACHO et EROS

Tristan Blaineau

► **To cite this version:**

Tristan Blaineau. Recherche de trous noirs de masse intermédiaire par effet de microlentille gravitationnelle avec les données combinées de MACHO et EROS. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP096 . tel-03539462

HAL Id: tel-03539462

<https://theses.hal.science/tel-03539462v1>

Submitted on 21 Jan 2022

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

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

Recherche de trous noirs de masse
intermédiaire par effet de microlentille
gravitationnelle avec les données
combinées de MACHO et EROS

*Search for intermediate mass black holes by gravitational
microlensing with the combined MACHO and EROS data*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 576, Particules Hadrons Énergie et
Noyau : Instrumentation, Image, Cosmos et Simulation
(PHENIICS)

Spécialité de doctorat: Astroparticules et cosmologie
Unité de recherche: Université Paris-Saclay, CNRS, IJCLab, 91405,
Orsay, France.

Référent: : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 7 octobre 2021, par

Tristan Blaineau

Composition du jury

Fabien Cavalier Directeur de recherche CNRS, Université Paris-Saclay (IJCLab)	Président
Jean-Philippe Beaulieu Directeur de recherche CNRS, Sorbonne Université (IAP)	Rapporteur & Examineur
Delphine Hardin Professeure des universités Sorbonne Université (LPNHE)	Rapporteuse & Examinatrice
Robert Mochkovitch Directeur de recherche CNRS, Sorbonne Université (IAP)	Examineur
Christopher Stubbs Professeur Harvard University (États Unis)	Examineur

Direction de la thèse

Marc Moniez Directeur de recherche CNRS, Université Paris-Saclay (IJCLab)	Directeur
--	-----------

Table des matières

Introduction générale	1
1 Matière noire et trous noirs	3
1.1 Problématique de la matière cachée	3
1.1.1 Mesures à l'échelle cosmologique	3
1.1.1.1 Le fond diffus cosmologique et les oscillations baryoniques acoustiques	3
1.1.1.2 Supernovae de type Ia	4
1.1.1.3 Nucléosynthèse primordiale	5
1.1.2 Matière noire dans les amas de galaxie	6
1.1.3 Matière noire dans le halo galactique	7
1.2 Nature de la matière noire	8
1.2.1 Théories de gravitation modifiée	9
1.2.2 Particules exotiques	10
1.2.3 Objets compacts baryoniques	10
1.3 Trous noirs primordiaux	11
1.3.1 Nature et formation	11
1.3.2 Contraintes sur la quantité de trous noirs primordiaux	11
1.3.2.1 Effet de l'accrétion sur le CMB	12
1.3.2.2 Observation de la raie d'absorption à 21 cm	12
1.3.2.3 Observation de la forêt Lyman- α	14
1.3.2.4 Émission d'ondes radio et de rayons X	14
1.3.2.5 Coalescences de trous noirs binaires	14
1.3.2.6 Stabilité des systèmes binaires de grande séparation	15
1.3.2.7 Stabilité des galaxies naines	15
1.3.2.8 Les effets de microlentilles gravitationnelles	15
1.3.2.9 Limites par microlensing vers les Nuages de Magellan	19
1.4 Conclusion	21
2 L'effet de microlentille gravitationnelle	23
2.1 Effet de lentille gravitationnelle	23
2.2 Formalisme	23
2.2.1 Angle de déflexion	23
2.2.2 Géométrie du phénomène	23
2.2.3 Magnification de la source	25

2.2.4	Évolution au cours du temps	25
2.2.5	Caractéristiques et observables	26
2.3	Profondeur optique, taux et nombre d'événements attendus	27
2.3.1	Modèle de distribution des déflecteurs	27
2.3.1.1	Paramètres communs	28
2.3.2	Profondeur optique	29
2.3.3	Taux d'événements, nombre d'événements attendus	31
2.3.4	Efficacité expérimentale	32
2.4	Déviations du cas standard	33
2.4.1	Source de taille finie	33
2.4.2	Lentilles binaires	34
2.4.3	Effet de la parallaxe	35
2.5	<i>Blending</i> ou effet de confusion	36
2.5.1	Effets sur la courbe de lumière observée	37
2.5.2	Impact sur l'efficacité	39
2.5.3	Nombre effectif d'étoiles observées	40
2.5.4	Séparation minimale entre les sources	41
2.5.5	Effet de xallarap	44
3	Effet de la parallaxe sur l'efficacité	45
3.1	Simulation des paramètres	45
3.2	Quantification de la distorsion due à la parallaxe	46
3.2.1	Impact sur l'efficacité de détection	46
3.2.1.1	Écart photométrique minimal	48
3.2.1.2	Nombre de pics	48
3.2.1.3	Quantification de la probabilité de manquer un événement	48
3.2.2	Probabilité de détection de la parallaxe	50
3.2.2.1	Écart photométrique intégré minimal	50
3.2.2.2	Quantification de la probabilité de détection de la parallaxe.	52
3.3	Effet du blending	55
3.4	Conclusions	55
4	Combinaison des catalogues	59
4.1	Présentation des expériences	59
4.1.1	MACHO	59
4.1.1.1	Réduction photométrique	61
4.1.1.2	La question de l'amplificateur déficient	61
4.1.1.3	Programme d'observation	62
4.1.2	EROS2	62
4.1.2.1	Production photométrique	62
4.1.2.2	Programme d'observation	63
4.1.3	Les catalogues	64
4.2	Association astrométrique	64
4.2.1	Constatations concernant l'astrométrie des catalogues	64
4.2.1.1	MACHO	66
4.2.1.2	EROS	67

4.2.2	Association simple	67
4.2.3	Association avancée	67
4.2.4	Catalogue combiné	69
4.2.4.1	Limitations de l'association	71
4.2.4.2	Caractéristiques principales	71
4.3	Principe de l'analyse	72
5	Réexamen photométrique et nettoyage des catalogues	75
5.1	Photométrie des catalogues	75
5.1.1	Décalage des magnitudes dans MACHO	75
5.1.1.1	Correction et conversion des magnitudes	76
5.1.2	Comportement des incertitudes photométriques	78
5.1.2.1	Dispersion des magnitudes moyennes	78
5.1.2.2	Comparaison entre dispersion des mesures et incertitudes typiques	80
5.1.2.3	Distribution des incertitudes par mesure	81
5.1.2.4	Conclusion sur les incertitudes	82
5.1.3	Équilibrage des χ^2	84
5.2	Nettoyages supplémentaires des courbes de lumière	87
5.3	Élimination de mauvaises images	88
5.4	Éliminations de mesures problématiques	94
5.5	Conclusion	96
6	Estimation de l'effet de <i>blending</i> dans notre catalogue	97
6.1	Sélection des champs HST	97
6.2	Exploitation	98
6.3	Résolution angulaire effective	100
6.4	Composition d'une source EROS2+MACHO	104
6.4.1	Reconstruction des sources à partir des étoiles HST	105
6.5	Discussion & conclusion	110
7	Dénombrement des systèmes stellaires multiples, impact sur le <i>blending</i>.	115
7.1	Utilisation des données Gaia	115
7.2	Principe de l'analyse	116
7.3	Sélection des données et premières constatations	116
7.4	Remarque sur le mouvement des binaires	118
7.5	Résolution angulaire effective de <i>Gaia</i>	119
7.6	Estimation du taux de binarité	119
7.6.1	Distribution théorique	123
7.6.2	Commentaires sur l'ajustement	124
7.6.3	Taux de binarité concerné par le blend	127
7.6.4	Stabilité du résultat avec le choix de séparation angulaire minimale	129
7.7	Extrapolation dans le LMC	129
7.8	Conclusion	130

8	Analyse et exploitation des données	133
8.1	Simulation des courbes de lumière	133
8.1.1	Simulation de l'effet de microlentille	134
8.1.2	Simulation de la photométrie	135
8.2	Critères de sélection	135
8.2.1	Filtrage préliminaire	138
8.2.2	Ajustement de la fonction de microlensing	139
8.2.3	Amélioration sur deux couleurs simultanément	140
8.2.4	Durée de l'événement	141
8.2.5	Phénomènes physiques parasites	143
8.2.5.1	La lumière de la supernova SN1987A	143
8.2.5.2	Les <i>Blue Bumpers</i>	146
8.2.5.3	Les étoiles "anormales"	147
8.2.6	Résultats de la sélection	147
8.3	Analyse des candidats restants	149
8.3.0.1	lm0555n26453-38.4257.173	150
8.3.0.2	lm0577114078-21.6794.444	151
8.3.1	Bilan	151
8.4	Relâchement du t_E minimal	151
8.4.1	Les objets avec des variations entre 100 et 200 jours	151
8.4.1.1	Les supernovae	152
8.4.1.2	lm0073m17729	152
8.4.1.3	Conclusion	152
8.4.2	$t_E < 100$ jours : à propos des candidats MACHO	152
9	Contraintes sur la fraction d'objets compacts dans le halo	159
9.1	Nombre d'événements attendus à partir de la simulation	159
9.2	Efficacité de l'analyse	162
9.3	Contraintes pour les lentilles de grande masse	165
9.3.1	Effet du <i>self-lensing</i> et des défecteurs du disque galactique	165
9.3.2	Limites sur la proportion d'objets compacts dans le halo.	165
9.4	Limites pour $t_E > 100$ jours et fond attendu	166
9.4.1	Estimation des contraintes avec signal de fond	168
9.5	Conclusion	170
10	Discussion - Conclusions	173
Appendices		177
1	Article publié sur l'effet de parallaxe	179
2	Note sur l'effet du cadencement de LSST vers le LMC	184
3	Proceedings de Moriond	188

Introduction générale

Le contenu énergétique de l'Univers nous est encore relativement inconnu aujourd'hui. De nombreuses observations mettent notamment en évidence l'existence d'une grande quantité de matière cachée, majoritaire par rapport à la matière baryonique. Malgré les efforts de la communauté scientifique, sa nature reste indéterminée. De nombreuses hypothèses ont été avancées et testées (particules exotiques, étoiles faiblement lumineuses, cadavres stellaires, etc.) sans pouvoir résoudre cette question jusqu'à maintenant. En 2016, la première détection de la coalescence de trous noirs a relancé l'hypothèse de trous noirs primordiaux comme composante majeure de la matière noire, plus particulièrement dans l'intervalle de masse $10 M_{\odot} < M < 1000 M_{\odot}$. Des observations du fond diffus cosmologique et de la stabilité de systèmes gravitationnellement liés contraignent les objets compacts de plus de $\sim 1000 M_{\odot}$ à ne pas former une fraction majeure de la matière. La limite basse de $\sim 10 M_{\odot}$ était donnée par les expériences de recherche d'effets de microlentille. De nouvelles études, utilisant différentes observables, ont été effectuées depuis afin d'étudier si des trous noirs primordiaux dans cet intervalle de masse pourraient être une composante non négligeable de la matière noire.

En ce qui concerne les relevés de recherche de microlentilles, leur sensibilité est notamment limitée par leur durée d'observation totale, ce qui empêche de détecter des objets lourds qui requièrent de longues périodes de prise de données pour être détectables. Pour parer à cette limitation et explorer le contenu du halo galactique en objets de masse $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ sans avoir à effectuer un nouveau relevé de plus de 10 ans, une solution est de combiner les courbes de lumière des différents relevés historiques afin d'obtenir de très longues courbes de lumière. La combinaison des relevés EROS et MACHO, et son exploitation dans le cadre de la recherche d'effets de microlentille, fait l'objet de cette thèse.

Le premier chapitre introduit la problématique de la matière noire, les trous noirs primordiaux et l'état actuel des contraintes qui ont été établies sur leur participation maximale à la matière noire. Le deuxième chapitre décrit le phénomène de microlentille gravitationnelle et son formalisme. Dans le troisième chapitre nous montrons que le phénomène de parallaxe n'affecte généralement pas la recherche d'objets lourds dans le halo. Dans le quatrième chapitre les expériences EROS et MACHO sont présentées ainsi que leur combinaison. Nous étudions la photométrie du catalogue combiné dans le cinquième chapitre et nous exposons comment sont nettoyées les courbes de lumière. Le sixième chapitre discute de l'effet de confusion (ou effet de *blending*) et nous expliquons comment nous le quantifions dans notre analyse, puis dans le septième chapitre, les données du télescope spatial *Gaia* sont utilisées pour estimer si la présence de binaires affecte notre estimation du *blending*. Enfin dans le huitième chapitre nous présentons l'analyse combinée des catalogues, et nous établissons de nouvelles contraintes à la quantité maximale d'objets compacts massifs dans le halo.

Chapitre 1

Matière noire et trous noirs

1.1 Problématique de la matière cachée

Des preuves observationnelles fortes de la présence d'une grande quantité de matière invisible (appelée matière noire) à différentes échelles tendent à s'accumuler et à se renforcer au fil des années sans que la question de sa nature ne soit élucidée. Nous résumons ici diverses observations allant dans le sens de l'existence d'une quantité importante de matière cachée.

1.1.1 Mesures à l'échelle cosmologique

L'évolution de l'Univers est déterminée par son contenu énergétique. Les équations de Friedmann qui décrivent le rythme d'expansion de l'Univers (supposé homogène et isotrope) peuvent s'écrire sous la forme

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \tag{1.1}$$

où

- $\Omega_m = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}$ est la densité de matière, ρ en est la densité volumique.
- $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}$ est la densité d'énergie sombre. Λ est la constante cosmologique.
- $\Omega_k = \frac{-kc^2}{H^2a^2}$ est un terme correspondant à la courbure de l'Univers, caractérisée par k .

Les mesures de k donnent $k \approx 0$ soit un Univers plat.

Dans ces termes, a est le facteur d'échelle de l'Univers et $H = \frac{\dot{a}}{a}$ est le paramètre de Hubble qui décrit le rythme d'expansion de l'Univers. Cette valeur est mesurée pour l'époque actuelle de l'Univers $H_0 = h \times 100 \text{ km/s/Mpc}$, où $h \approx 0.7$. Le terme de densité de matière peut ensuite être décomposé en un terme de densité de matière noire Ω_c et un terme de densité de matière baryonique Ω_b .

Ainsi la plupart des observations à l'échelle cosmologique cherchent à déterminer (entre autres) ces paramètres de densité.

1.1.1.1 Le fond diffus cosmologique et les oscillations baryoniques acoustiques

Dans sa prime jeunesse l'Univers était suffisamment dense et chaud pour que les baryons et les photons forment un plasma ionisé et opaque. La compétition entre effondrement gravitationnel et pression de rayonnement a causé la formation d'ondes sonores dans le plasma.

Vers $z \sim 1100$ ¹, la température de l'univers avait assez diminué pour que les photons ne soient plus assez énergétiques pour ioniser sans cesse les atomes. Ce découplage rayonnement-matière fut suffisamment rapide pour que ces oscillations acoustiques se retrouvent figées dans la distribution de densité de matière.

Le fond diffus cosmologique (ou CMB) est composé des photons émis lors de leur découplage de la matière baryonique, au moment où l'Univers devient donc transparent au rayonnement. Il a été observé pour la première fois par Penzias et Wilson en 1964 et a été successivement étudié, avec une précision croissante, par les instruments des satellites COBE, WMAP et Planck. Même si ce fond diffus apparaît remarquablement isotrope, à une température de ~ 2.73 K, de faibles fluctuations de l'ordre de $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ sont observées. Ces fluctuations sont dues aux grandes échelles aux variations de densité de l'Univers primordial et à l'effet Sachs-Wolfe (les photons devant échapper aux puits gravitationnels perdent de l'énergie), à plus petites échelles, elles sont dues aux oscillations acoustiques (les photons émis changent de température suivant que le plasma était en phase de compression ou de décompression au moment du découplage). Le spectre de puissance de ces fluctuations est contraint dans le cadre des modèles cosmologiques qui définissent les abondances respectives des différentes composantes du bilan énergétique de l'Univers (voir figure 1.1). Dans le cas du modèle standard Λ CDM, il permet d'estimer (entre autres) les paramètres suivants (PLANCK COLLABORATION et al., 2020) :

$$\begin{aligned}\Omega_\Lambda &= 0.6889 \pm 0.0056 \\ \Omega_b h^2 &= 0.02233 \pm 0.00015 \\ \Omega_c h^2 &= 0.1198 \pm 0.0012\end{aligned}$$

Si le CMB donne l'image de la répartition de la matière dans l'univers au moment de la recombinaison, les faibles variations de densité qui y sont observées sont à l'origine des grandes structures qui se forment plus tardivement dans l'histoire de l'univers. Il est donc possible de détecter les "vestiges" des ondes de densité de matière (*Baryonic Acoustic Oscillations* ou BAO), figées au moment de la recombinaison, dans la répartition de la matière aux grandes échelles. Coupler les observations de la fonction de corrélation des galaxies avec d'autres observations comme le CMB ou les SNIa permet là aussi de contraindre les modèles cosmologiques (complémentarité illustrée dans la figure 1.2).

1.1.1.2 Supernovae de type Ia

Les supernovae de type Ia (abrégié SNIa) ont pour origine l'explosion thermonucléaire de naines blanches dont la masse s'accroît pour s'approcher ou dépasser la masse de Chandrasekhar. L'origine de l'augmentation de la masse de ces étoiles est encore incertaine, elle peut être due à l'accrétion de matière provenant du compagnon ou à la coalescence avec une seconde naine blanche, mais il y a peu de doute sur le fait que les progéniteurs de ces événements soient des naines blanches dans des systèmes binaires. La particularité de ces phénomènes est qu'ils forment une classe relativement homogène, notamment en terme de luminosité absolue, ce qui permet de les utiliser comme chandelles standards. En confrontant la mesure de la distance issue de leur luminosité apparente avec le redshift de leur galaxie hôte, il est possible

1. Pour rappel le redshift z est l'augmentation de la longueur d'onde des photons causée par l'expansion de l'Univers. $1+z = a_0/a$ où a_0 est le facteur d'échelle aujourd'hui et a à l'époque de l'émission du photon.

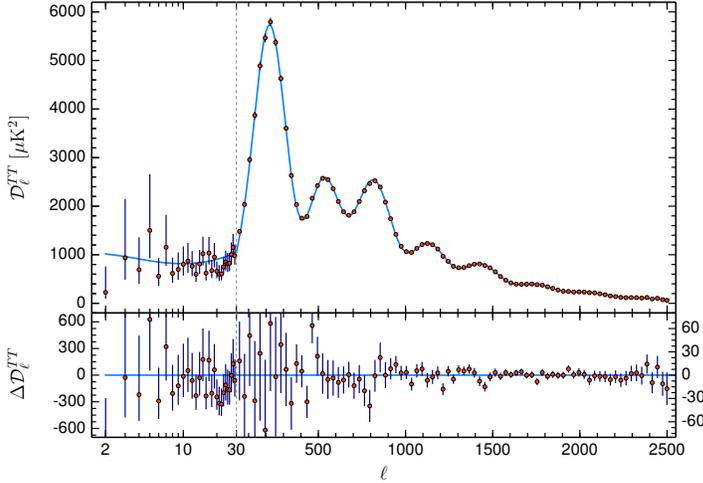


FIGURE 1.1 – Spectre de puissance des anisotropies en température de Planck (extrait de PLANCK COLLABORATION et al., 2020) et le meilleur ajustement à partir du modèle Λ CDM en bleu.

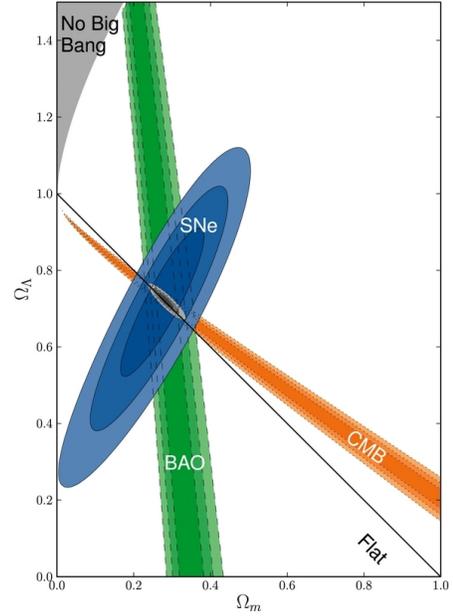


FIGURE 1.2 – Contraintes dans l'espace Ω_Λ vs Ω_m apportées par le CMB, les BAO et les SN. Figure extraite de SUZUKI et al., 2012.

de contraindre les paramètres cosmologiques. Combiner ces résultats avec les observations du CMB et des BAO améliore les contraintes sur le modèle cosmologique. Les résultats du *Dark Energy Survey* (ABBOTT et al., 2019b) couplés au CMB et aux BAO donnent :

$$\Omega_m = 0.308 \pm 0.007 \quad (1.2)$$

$$\Omega_\Lambda = 0.690 \pm 0.008 \quad (1.3)$$

1.1.1.3 Nucléosynthèse primordiale

Connaître les proportions relatives des éléments par rapport à l'abondance d'hydrogène dans l'Univers peut aussi nous renseigner sur la fraction de matière baryonique. Après le Big Bang, l'Univers se refroidit suffisamment pour permettre aux nucléons de s'associer pour former les premiers noyaux, c'est la nucléosynthèse primordiale. La nucléosynthèse primordiale est de la loin la source principale de formation d'éléments légers (H, D, ^3He , ^4He , ^7Li), dont les abondances sont déterminées par le rapport $\eta = n_b/n_\gamma$ entre nombre de baryons et nombre de photons. Connaître le rapport d'abondance primordiale entre deux espèces permet de connaître η et donc l'abondance globale des baryons (voir figure 1.3). Les abondances des différentes espèces ont cependant évolué avec l'histoire de l'Univers ce qui complique l'estimation de leur abondance primordiale. La proportion de matière baryonique est la mieux contrainte par le rapport D/H (COOKE et al., 2014) :

$$\Omega_b h^2 = (2.202 \pm 0.046) \times 10^{-2} \quad (1.4)$$

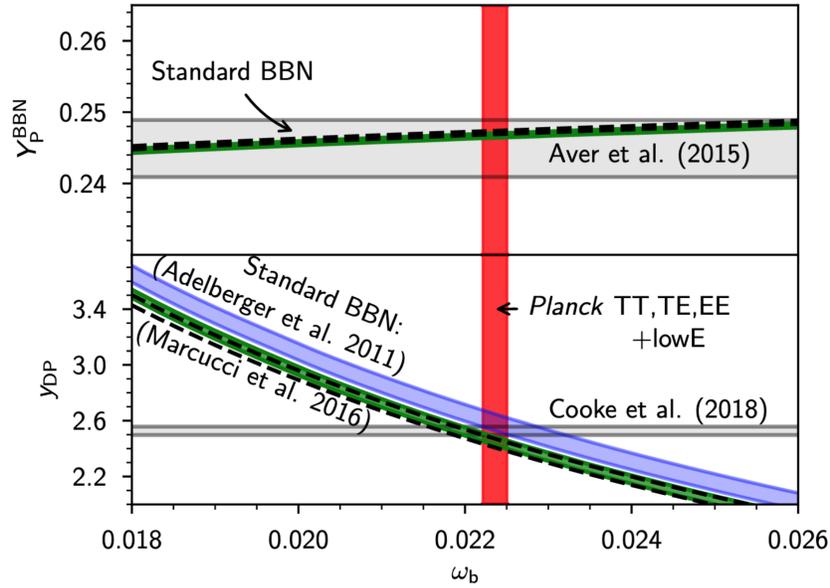


FIGURE 1.3 – Abondances primordiales de l’hélium-4 et du deutérium en fonction de $\omega_b = \Omega_b h^2$. Ici $Y_P^{\text{BBN}} = 4n_{\text{HE}}/n_b$ quantifie l’abondance de ${}^4\text{He}$ et $y_{\text{DP}} = 10^5 n_{\text{D}}/n_{\text{H}}$ l’abondance de deutérium. Les contours vert, bleu et en pointillés sont les abondances prédites par trois modèles différents tandis que les contours horizontaux gris sont les valeurs déduites des observations. Le contour rouge représente la valeur de ω_b déterminée par l’observation du CMB. Figure extraite de PLANCK COLLABORATION et al., 2020.

1.1.2 Matière noire dans les amas de galaxie

L’une des preuves fortes de l’existence de la matière noire découle de l’étude d’amas de galaxies. Ces objets sont les structures gravitationnellement liées les plus grandes de l’Univers avec des masses typiques $M \sim 10^{13-15} M_{\odot}$ (KRAVTSOV et BORGANI, 2012).

Étant donné leurs dimensions, les amas de galaxies sont supposés bien refléter la quantité relative de matière noire et de matière baryonique dans l’Univers. Il est connu depuis longtemps que les amas de galaxies sont bien plus massifs que ce que leurs composantes observables laissent deviner : Zwicky par exemple s’est basé sur la distribution des vitesses des galaxies de l’amas de Coma pour mettre ce fait en évidence en 1933 (ZWICKY, 1933, ZWICKY, 1937). La masse d’un amas peut-être estimée de quatre façons :

- Par la distribution des vitesses des galaxies qui composent l’amas et l’application du théorème du viriel.
- Par la détection de l’émission de rayons X du gaz chaud dans le milieu intra-amas. La brillance de surface du gaz permet d’estimer la densité radiale de gaz. De cette densité et de la température du gaz découlent alors sa pression et donc la masse totale de l’amas (et pas seulement celle du gaz). Une des limitations de cette méthode sont les inhomogénéités dans la température du gaz, qui peuvent biaiser les estimations de la masse (les instruments n’étant sensibles que dans une certaine gamme de longueur d’onde).
- Par l’effet Sunyaev-Zeldovich (SZ) (SUNYAEV et ZELDOVICH, 1972). L’effet SZ désigne la déformation du spectre du CMB provoquée par la diffusion Compton inverse que

subissent les photons du fond diffus sur les électrons du milieu intra-amas. L'amplitude de cette déformation est proportionnelle à la pression électronique intégrée le long de la ligne de visée, ce qui permet d'estimer la masse totale de l'amas.

Pour ces deux méthodes (rayons X et effet SZ), le gaz est supposé être en équilibre hydrostatique dans le potentiel de l'amas ; si ça n'est pas le cas, la masse sous forme de gaz est sous-estimée.

- Par l'effet de lentille gravitationnelle faible. D'après la relativité générale, les rayons lumineux sont déviés par la présence d'objets massifs sur leur trajectoire, ainsi la masse totale de l'amas peut-elle être estimée à partir des déformations que son potentiel gravitationnel provoque sur les images des galaxies en arrière-plan. Cette méthode est limitée par la précision des mesures des redshifts et de la déformation des images des galaxies en arrière-plan ainsi que par la présence de galaxies pouvant contaminer le catalogue de galaxies lentillées. En effet, des galaxies faibles de l'amas peuvent être prises pour des galaxies d'arrière-plan et faussent alors le résultat puisqu'elles ne sont pas déformées (la contamination due à des galaxies d'avant-plan est négligeable).

La combinaison de ces observations a permis de conclure que $\sim 85\%$ de la masse des amas était sous forme de matière noire. La grande majorité de la matière baryonique visible est sous forme de gaz ionisé : entre 5 et 15 % de la masse totale (VIKHLININ et al., 2006, SUN et al., 2009, GONZALEZ et al., 2013), alors que la fraction de matière sous forme d'étoiles est de $\sim 1\% - 3\%$, avec un rapport M_*/M_g compris entre 0.05 et 0.2 suivant la masse des amas (KRAVTSOV et BORGANI, 2012).

Collisions d'amas En temps normal toutes les composantes d'un amas de galaxie, qu'elles soient baryoniques ou non, suivent le potentiel gravitationnel de l'amas et présentent donc une symétrie centrale. Par contre lors de la collision de deux amas, les distributions de la matière noire et de la matière baryonique se désolidarisent. En effet durant un tel événement, les galaxies n'entrent pas en collision entre elles, mais le gaz ionisé dans lequel baignent les deux amas interagit ; il est alors comprimé et chauffé par le choc, émettant un important rayonnement X. Puisque le gaz est ralenti, le plasma et les galaxies se découplent. La distribution du gaz peut être estimée en observant les émissions X tandis que la distribution de matière totale peut être reconstruite en utilisant l'effet de lentille faible déformant les images des sources en arrière-plan. Il se trouve alors que les deux distributions sont excentrées, par exemple dans le *bullet cluster* (CLOWE et al., 2006) ou MACS J0025.4-1222, (BRADAČ et al., 2008)). Dans les deux cas la distribution de la masse (et donc de matière noire) ne coïncide plus avec la distribution du gaz, ce qui montre que la matière noire dans les amas est non-collisionnelle.

Une conclusion importante de ces observations est qu'elles imposent de fortes limites aux théories de gravitation modifiée : une force gravitationnelle non standard qui augmente avec la masse baryonique ne parviendra que difficilement à reproduire ces observations.

1.1.3 Matière noire dans le halo galactique

Historiquement l'un des premiers indices de l'existence de matière cachée a été l'observation d'anomalies dans la vitesse de rotation des étoiles au sein des galaxies. En étudiant la dispersion des vitesses des étoiles par effet Doppler dans la Voie Lactée, OORT, 1932 postule qu'il existe plus de masse qu'il n'en est observé pour expliquer l'orbite de certaines étoiles. Au fil des ans il est devenu clair que la matière lumineuse n'était pas un bon traceur de masse dans

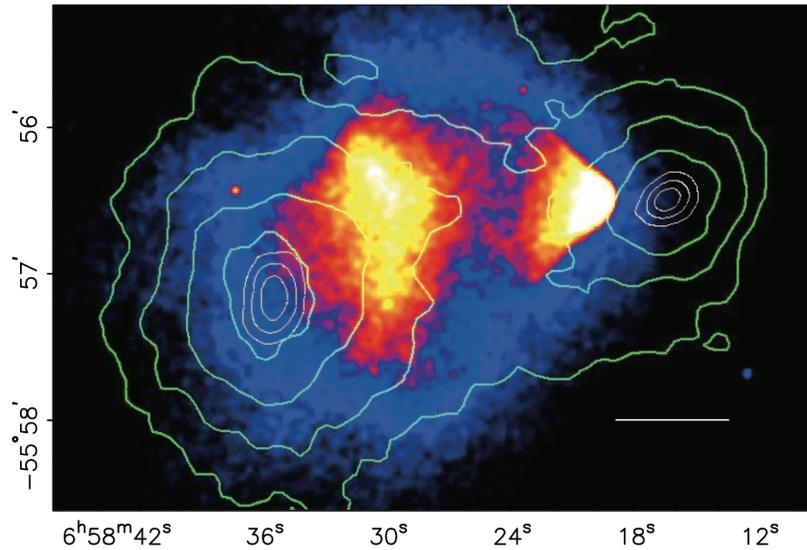


FIGURE 1.4 – Image du télescope Chandra (observant dans les rayons X) du bullet cluster, cartographiant la répartition des nuages de gaz ionisé. Le contour représente la distribution de masse inférée par le lentillage faible. Image extraite de CLOWE et al., 2006.

les galaxies. En effet, puisque la masse lumineuse se concentre dans le centre de la galaxie et que sa densité décroît ensuite rapidement, la vitesse de rotation des étoiles et des nuages de gaz loin du centre devrait diminuer selon une loi Keplerienne $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$. Dans le disque lumineux les étoiles peuvent être utilisées pour estimer $v(r)$, cependant pour des grands r , les étoiles se font rares et c'est l'observation du décalage Doppler de la raie d'émission à 21 cm de l'hydrogène neutre des nuages de gaz qui est utilisée (raie provoqué par la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène). Les observations de l'effet Doppler sur ces objets montrent que la vitesse $v(r)$ se stabilise pour de grands r . La figure 1.5a montre quelques exemples de courbes de rotation ainsi que les contributions estimées des différentes composantes de chaque galaxie.

Ainsi un moyen d'expliquer ces courbes est l'ajout de matière invisible, distribuée dans un halo englobant le disque lumineux et s'étendant loin au delà, sa densité devenant dominante loin du centre. Une observation intéressante est que la forme de ces courbes de rotation dépend de la luminosité des galaxies (soit de leur masse) (voir figure 1.5b). Ces constatations montrent que les galaxies les plus brillantes ont une quantité de matière noire proportionnellement plus faible que les galaxies les moins lumineuses.

1.2 Nature de la matière noire

Ces observations à diverses échelles tendent à montrer que 80 % de la matière nous est invisible. Au fil des années de nombreuses explications ont été proposées. Des candidats, comme des particules ou des objets astrophysiques, ont été avancés pour composer une partie majeure de la matière noire. D'autres interprétations à ces observations ont été étudiées qui ne font pas intervenir de matière supplémentaire. Nous exposons dans la suite quelques unes de ces propositions.

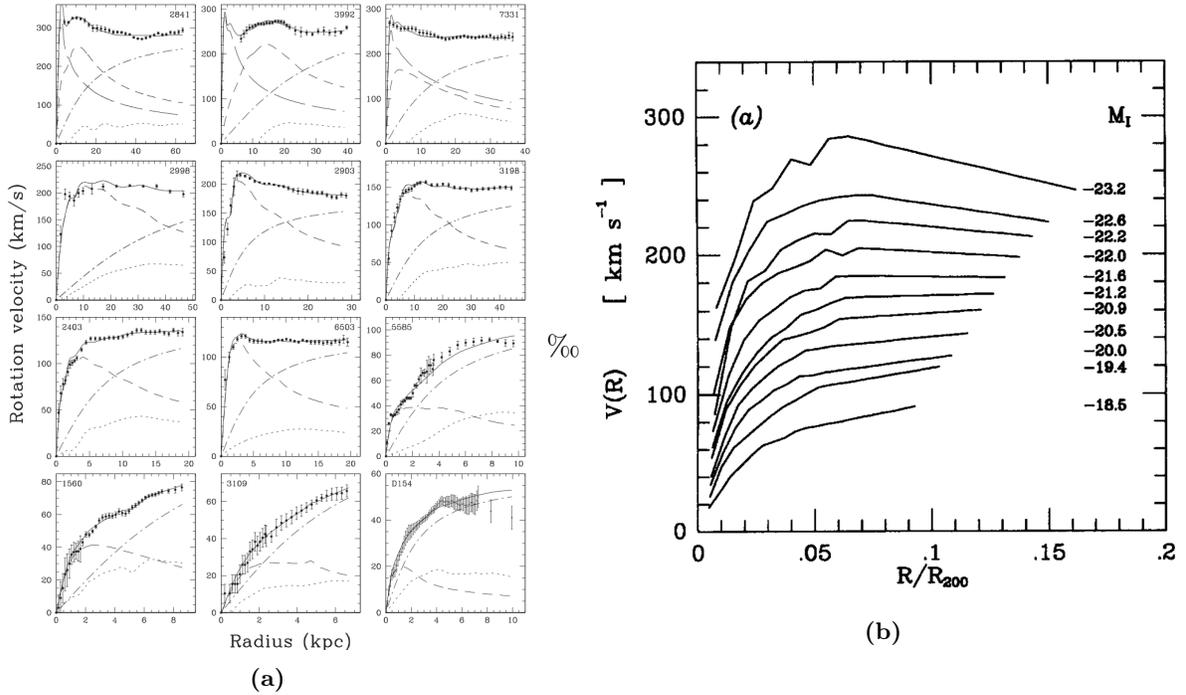


FIGURE 1.5 – (a) Courbes de rotation de plusieurs galaxies. Les lignes en pointillés, en tirets courts, en tirets longs et en tirets-pointillés correspondent respectivement à la contribution du gaz, du disque, du noyau et du halo de matière noire pseudo-isotherme. La ligne continue est l’ajustement du total. Figure extraite de BOTTEMA et PESTAÑA, 2015. (b) Forme des courbes de rotation des galaxies spirales en fonction de leur luminosité absolue. R_{200} est le rayon où le halo est 200 fois plus dense que le disque. Figure extraite de PERSIC, SALUCCI et STEL, 1996.

1.2.1 Théories de gravitation modifiée

Une possible explication serait, plutôt que d’ajouter une grande quantité de matière non-collisionnelle invisible, de modifier la théorie de la gravitation. Cette idée a été introduite par MILGROM, 1983 et repose sur la modification de la seconde loi de Newton. Les théories qui suivent cette hypothèse sont désignées comme théories MOND, pour *MODified Newtonian Dynamics*. L’habituelle équation $F = ma$ s’écrirait plutôt

$$F = m\mu(a) \quad (1.5)$$

avec

$$\mu(a) = \begin{cases} a & \text{si } a \gg a_0 \\ \frac{a^2}{a_0} & \text{si } a \ll a_0 \end{cases} \quad (1.6)$$

Ici la constante $a_0 \ll 1 \text{ m/s}^2$ et le comportement de la seconde loi de Newton n’est donc modifiée que pour les très petites accélérations (Milgrom propose $a_0 \approx 2 \times 10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ mais beaucoup d’autres valeurs ont été proposées par d’autres théories MOND).

Si les théories MOND permettent de bien expliquer les courbes de rotation des galaxies à partir de leurs seules composantes visibles (SANDERS, 1996, SANDERS et MCGAUGH, 2002, MCGAUGH, 2008), les observations aux autres échelles sont plus problématiques. Par exemple

MOND ne peut expliquer les profils de température et de densité des amas de galaxies sans une quantité significative de matière cachée (certes réduite par rapport à la théorie classique) (SANDERS, 2003, ANGUS et al., 2007). De plus la collision du *bullet cluster* est aussi problématique pour MOND. Des expériences testant la seconde loi de Newton limitent le comportement non-newtonien de la théorie dans les conditions en laboratoire (ABRAMOVICI et VAGER, 1986, GUNDLACH et al., 2007). Le ratio des second et troisième pics dans le spectre du CMB n'est pas correctement prédit par TeVeS (une variante relativiste de MOND). En somme il est difficile de réconcilier MOND et ses variantes avec l'ensemble des observations relatives à la matière cachée.

1.2.2 Particules exotiques

L'une des grandes catégories de candidats au titre de matière noire sont les particules non-baryoniques. De façon générale, une particule candidate à la matière noire doit-être massive, non-relativiste, doit peu interagir avec la matière baryonique et être stable sur des dizaines de milliards d'années.

Les axions Les axions sont des particules hypothétiques introduites dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD). L'existence de cette particule résout un problème causé par un terme du Lagrangien de la QCD qui provoque une violation de la symétrie CP s'il est trop grand, en faisant tendre ce terme vers 0. Ce sont des particules très légères, de masse $\mathcal{O}(10^{-6} - 10^{-4})$ eV.

Les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) La dénomination WIMP désigne de façon générale, comme le nom l'indique, des particules hypothétiques massives interagissant peu, et non pas une espèce spécifique de particules. Ces particules sont prédites par un certain nombre de théories plus ou moins solidement argumentées. Un exemple populaire de WIMP est le neutralino, une particule prédite par certains modèles de la supersymétrie.

La recherche de matière noire sous forme de particules exotiques est très active, de nombreuses expériences les recherchent que ce soit par détection directe, indirecte ou par production en accélérateur.

1.2.3 Objets compacts baryoniques

Les objets compacts ont longtemps été des candidats privilégiés à la matière noire, aussi appelés MACHO (*Massive Astrophysical Compact Halo Objects*). Sous cette dénomination sont regroupés tous les astres massifs faiblement lumineux ou invisibles qui peuvent peupler le halo galactique. Toute une liste d'objets astrophysiques couvrant une large gamme de masse, qui ont en commun d'être trop peu lumineux pour être observés par télescope, a été proposée :

- objets légers
- astéroïdes et comètes
- planètes vagabondes (des planètes isolées sans étoile associée)
- naines brunes (des étoiles trop froides pour être observables dans le domaine optique)
- naines rouges
- naines blanches

- étoiles à neutrons et trous noirs stellaires
- trous noirs supermassifs

Si aucun de ces candidats ne peut constituer l'ensemble de la matière noire à l'échelle cosmologique, car constitués de baryons, ils pourraient former une part non négligeable du halo galactique. Cependant les objets les plus légers jusqu'à $10^{-7} M_{\odot}$ sont écartés par le comptage de cratères d'impact sur la Lune (HILLS, 1986), ou parce qu'ils s'évaporeront en moins de 10^{10} ans (DE RUJULA, JETZER et MASSO, 1992). Les objets de la masse de planètes jusqu'aux trous noirs stellaires sont rejetés, entre autres raisons, par l'effet de microlentille (détaillé dans la suite). Enfin les trous noirs supermassifs (c'est-à-dire de masse $M > 10^5 M_{\odot}$) sont rejetés à cause des instabilités que provoquerait leur présence en grand nombre dans le halo (détails dans les sections 1.3.2.6 et 1.3.2.7).

Malgré tout, un type de candidat MACHO n'a pas encore été indiscutablement écarté : il s'agit des trous noirs primordiaux, dont nous discutons plus en détail dans la section suivante.

1.3 Trous noirs primordiaux

1.3.1 Nature et formation

Les trous noirs primordiaux (PBH) sont d'hypothétiques trous noirs formés tôt dans l'histoire de l'Univers, d'où leur nom ; leur existence a été postulée pour la première fois par ZEL'DOVICH et NOVIKOV, 1967 et indépendamment par HAWKING, 1971. Leur mécanisme de formation le plus couramment avancé consiste en l'effondrement de grandes sur-densités de matière, générées par une phase d'inflation de l'Univers primordial. La masse caractéristique des PBH est de l'ordre de la masse de Hubble M_H (la masse contenue dans une région de la taille de l'horizon de Hubble) au temps t de leur formation (CARR, 1975) :

$$M_H \sim \frac{c^3 t}{G} \sim 10^{15} \text{ g} \left[\frac{t}{10^{-23} \text{ s}} \right] \quad (1.7)$$

La masse des PBH est alors $M = \gamma M_H$ où le facteur γ dépend des détails de l'effondrement. Ainsi un très grand intervalle de masse est permis pour les trous noirs primordiaux, suivant la date à laquelle ils se sont formés. Puisque leur formation précède la nucléosynthèse primordiale et l'émission du CMB, ils échappent aux contraintes sur la proportion de matière baryonique dans l'univers déduites de ces événements ; il n'est donc pas nécessaire d'introduire de nouvelles espèces exotiques, c'est pourquoi ils sont des candidats intéressants à la matière noire. La détection d'ondes gravitationnelles émises lors de coalescence de trous noirs par LIGO/*Virgo* a permis de découvrir des trous noirs de plusieurs dizaines de masses solaires (ABBOTT et al., 2016), jusqu'à $\sim 150 M_{\odot}$ plus récemment (ABBOTT et al., 2020) (voir figure 1.6). Ces découvertes ont relancé l'intérêt porté aux PBH comme constituant majeur de la matière noire.

1.3.2 Contraintes sur la quantité de trous noirs primordiaux

Plusieurs types d'observations contraignent la quantité de trous noirs primordiaux pour différents intervalles de masse ; nous les résumons ici rapidement, en se focalisant sur les masses qui nous intéressent. Des revues compilent ces contraintes pour l'ensemble des masses des PBH (CARR et al., 2020 est notamment très exhaustif). Dans la suite de ce chapitre, nous notons f

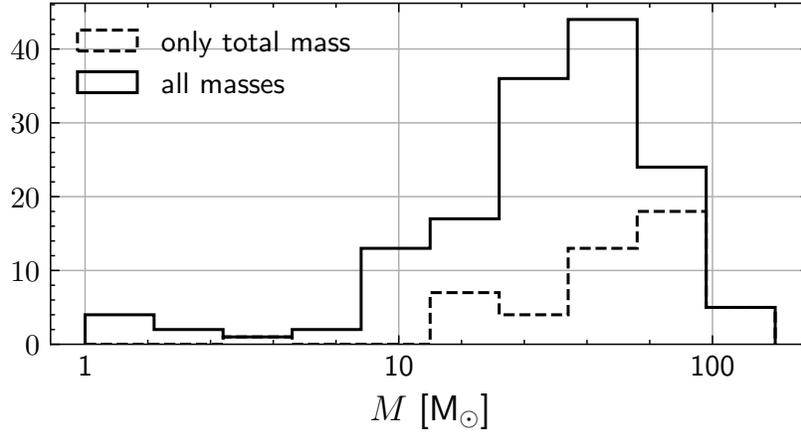


FIGURE 1.6 – Distribution des masses estimées des objets détectés par les antennes gravitationnelles avant (ligne continue) et après (pointillés) coalescence.

la fraction de matière noire sous forme de trous noirs primordiaux. Les observations présentées ici peuvent être regroupées en cinq catégories de phénomènes que provoquent la présence de PBH :

- Le rayonnement dû à l'accrétion de matière
- L'effet sur la formation des structures aux grandes échelles
- L'émission d'ondes gravitationnelles par la coalescence de trous noirs binaires
- Les instabilités dans les systèmes gravitationnellement liés
- Les effets de microlentilles gravitationnelles

Une partie des contraintes listées dans la suite sont résumées sur la figure 1.7

1.3.2.1 Effet de l'accrétion sur le CMB

Durant l'époque *radiation-dominated*, les trous noirs primordiaux ne peuvent accréter de matière que de façon négligeable. À partir de l'époque *matter-dominated* ($z \approx 3500$) les PBH accrètent, font rayonner et ionisent le gaz alentour. Les fluctuations de température et de la polarisation du CMB sont très sensibles à ces effets et il est alors possible de contraindre la quantité de PBH par ce biais. Les limites déterminées par cette méthode dépendent notamment des modèles d'accrétion. SERPICO et al., 2020 posent des contraintes sur les PBH de plus de $\mathcal{O}(10)$ M_{\odot} et jusqu'à $f < 10^{-7}$ pour les PBH de $10^4 M_{\odot}$. Les limites ne sont plus valables pour des masses plus grandes. Elles sont montrées par les courbes rouges continue et en tirets sur la figure 1.7, correspondant à deux modèles d'accrétion différents.

1.3.2.2 Observation de la raie d'absorption à 21 cm

La présence de PBH accrétant de la matière peut provoquer un fond de rayonnement à 21 cm. La mesure de l'amplitude de l'absorption à 21 cm peut donner des contraintes sur la quantité de PBH, ce qui a par exemple été fait en utilisant EDGES (*Experiment to Detect the Global Epoch of Reionization Signature*) (HEKTOR et al., 2018). Ces observations contraignent les PBH de masses $\mathcal{O}(10 - 1000) M_{\odot}$ (voir courbe rouge libellée EDGES sur la figure 1.7,

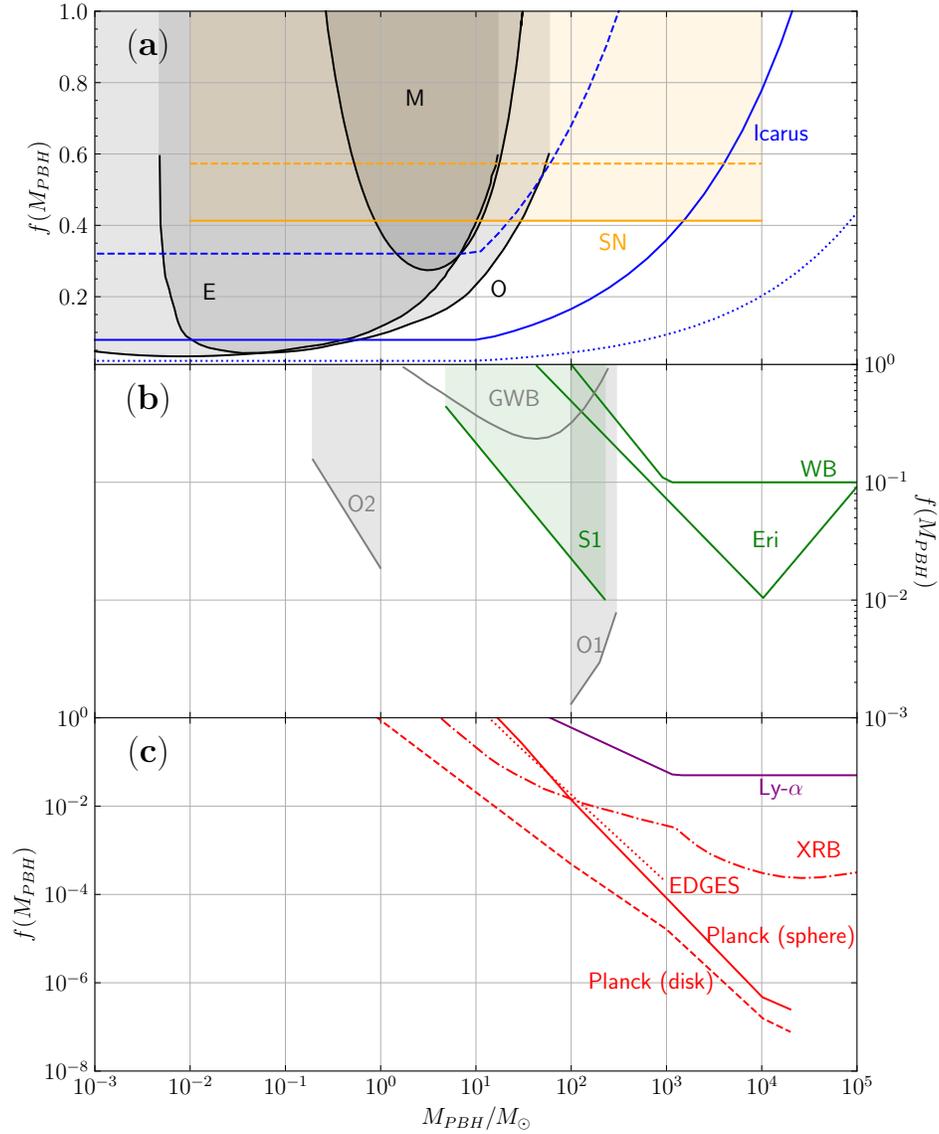


FIGURE 1.7 – Contraintes sur la fraction de PBH comme composante de la matière noire en fonction de la masse des PBH. La figure est divisée en trois pour ne pas surcharger la figure. Figure (a) : Contraintes provenant du microlensing vers le LMC (en noir) établies par EROS (E), MACHO (M) et OGLE (O). Le trait plein orange (resp. tirets orange) correspond aux contraintes données par le microlensing de SN en rejetant les outliers (resp. en ne rejetant pas les SN trop lumineuses). Les traits bleus en tirets, trait plein et pointillé correspondent respectivement aux limites données par l'événement Icarus pour un déflecteur de vitesse 1000, 500 et 250 km/s. Figure (b) : Contraintes provenant des binaires éloignées (WB), des galaxies Segue I (S1) et Eridianus II (Eri), des coalescences de trous noirs des runs O1 et O2 et du fond d'ondes gravitationnelles (GWB). Figure (c) : Contraintes provenant de la forêt Lyman- α (Ly- α), de la raie à 21 cm (EDGES), des binaires X (XRB) et des anisotropies du CMB en supposant un modèle d'accrétion sphérique ou en disque (Planck).

qui correspond à un cas conservatif). Ces limites dépendent cependant de paramètres mal contraints et sont donc à considérer avec précaution.

1.3.2.3 Observation de la forêt Lyman- α

La raie Lyman- α est une raie spectrale de l'hydrogène correspondant à la transition entre son état $n=2$ et son état fondamental. Lorsque des quasars ou des galaxies éloignés sont observés, la lumière émise traverse les objets situés à différents redshifts le long de la ligne de visée. Ces objets, contenant de l'hydrogène neutre, absorbent à la longueur d'onde Lyman- α mais à différents redshifts ce qui produit une "forêt" de raies d'absorption. L'étude du spectre résultant permet de sonder les structures entre la source et l'observateur. La présence de PBH dans les objets sondés aurait un impact sur le spectre spatial de puissance de la matière, sondé par l'observation de la forêt Lyman- α . MURGIA et al., 2019 déduisent des contraintes en utilisant des simulations hydrodynamiques pour tester différents jeux de paramètres astrophysiques, soit $f \times M_{\text{PBH}} \lesssim 170 M_{\odot}$ ou $f \times M_{\text{PBH}} \lesssim 60 M_{\odot}$ suivant *a priori* sur le redshift de réionisation. Les limites s'aplanissent au-delà de $10^3 M_{\odot}$ (voir courbe libellée Ly- α sur la figure 1.7).

1.3.2.4 Émission d'ondes radio et de rayons X

Lors du passage des trous noirs du halo galactique au travers du disque galactique, ceux ci croiseraient le chemin de nuages de gaz. Ils accréteraient de la matière du milieu inter-stellaire et provoqueraient notamment l'émission de rayons X et d'ondes radio. Un dénombrement des sources X dans les galaxies permet de déduire des limites sur la densité de trous noirs. INOUE et KUSENKO, 2017 limitent la fraction de PBH dans le halo entre environ 10 et $10^7 M_{\odot}$ en utilisant le nombre de sources binaires de rayons X (voir courbe libellée XRB sur la figure 1.7). L'étude des sources radio et X dans la Voie Lactée tend à montrer que des trous noirs de masse $\mathcal{O}(10) M_{\odot}$ ne peuvent former la majorité du halo (GAGGERO et al., 2017); cependant HEKTOR, HÜTSI et RAIDAL, 2018 affirment que ces dernières limites peuvent être significativement atténuées en prenant en compte les turbulences du gaz du milieu interstellaire.

1.3.2.5 Coalescences de trous noirs binaires

C'est la détection de trous noirs de masse $\mathcal{O}(10) M_{\odot}$ qui a provoqué le regain d'intérêt pour les PBH comme candidats à la matière noire. Il est possible d'utiliser la coalescence de trous noirs de deux façons afin de préciser la participation des PBH à la matière noire.

La première est de comparer le nombre d'événements détectés et le nombre d'événements de coalescence attendus pour différentes fractions de PBH. Le nombre d'événements détectés dans les campagnes O1 (ALI-HAÏMOUD, KOVETZ et KAMIONKOWSKI, 2017) et O2 (ABBOTT et al., 2019a) limite les PBH de masses comprises entre respectivement 10 et $300 M_{\odot}$ et 0.2 et $1 M_{\odot}$ (courbes O1 et O2 sur la figure 1.7). Ces limites dépendent du modèle de formation des systèmes binaires de trous noirs et de leur évolution, de plus il est supposé que les systèmes ne sont pas perturbés jusqu'à la coalescence.

La deuxième façon est l'étude du bruit de fond des ondes gravitationnelles. En effet, la présence d'une population de systèmes binaires provoquerait un fond stochastique d'ondes gravitationnelles. De l'absence de ce fond, VASKONEN et VEERMÄE, 2020 concluent que les PBH dans l'intervalle $1 - 100 M_{\odot}$ ne peuvent composer la majorité de la matière noire (en

prenant en compte cette fois les possibles perturbations subies par les binaires) (courbes GWB sur la figure 1.7).

1.3.2.6 Stabilité des systèmes binaires de grande séparation

Les systèmes d'étoiles binaires très séparées sont vulnérables aux perturbations gravitationnelles provoquées par le passage d'un PBH dans leur voisinage (ou de n'importe quel autre objet massif) puisqu'ils sont peu liés. La distribution de la séparation des binaires dans le halo permet de contraindre la masse des objets compacts qui le peuplent. Cette distribution dépend du modèle d'évolution dynamique de la population de binaires séparées. Des limites ont été posées par YOO, CHANAMÉ et GOULD, 2004 puis corrigées par QUINN et al., 2009 limitant la quantité d'objets massifs de plus de $\sim 500 M_{\odot}$. Plus récemment MONROY-RODRÍGUEZ et ALLEN, 2014 déterminent que les objets de plus de $\sim 100 M_{\odot}$ ne peuvent former l'essentiel du halo (voir courbe WB dans la figure 1.7). Ces limites dépendent des systèmes considérés pour l'analyse. TIAN et al., 2020 détectent des irrégularités dans la distribution des séparations d'étoiles binaires détectés par *Gaia* et évoquent la possibilité de la présence d'objets massifs de masse $M > 10 M_{\odot}$ pour les expliquer.

1.3.2.7 Stabilité des galaxies naines

De la même façon que la présence d'objets massifs dans le halo provoquerait la disparition de systèmes binaires séparés, elle causerait aussi des instabilités à l'intérieur des galaxies naines. Les galaxies naines ultra-faibles (ou UFDG) sont les galaxies pour lesquelles le rapport matière/luminosité est le plus élevé, il est donc particulièrement intéressant d'étudier ces objets très riches en matière noire. L'observation d'un amas d'étoiles dans la galaxie Eridanus II (une UFDG) limite la quantité d'objets compacts présents dans la galaxie, qui le disloqueraient s'ils étaient trop nombreux; ceux-ci ne peuvent former l'intégralité de la masse de matière noire pour des masses $M > 50 M_{\odot}$ (BRANDT, 2016, puis ZOUTENDIJK et al., 2020). L'étude d'une autre UFDG, Segue I, permet de déduire d'autres contraintes en s'appuyant sur le fait que dans un système à deux populations non-collisionnelles, la population lourde (les PBH) aura tendance à se trouver au centre et la population légère (les étoiles) en périphérie. L'évolution de la densité stellaire de surface de Segue I avec son rayon contraint les d'objets compacts de plus de $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ à composer moins de 20% du halo de matière noire (KOUSHIAPPAS et LOEB, 2017). Ces contraintes dépendent des modèles d'évolution dynamique utilisés. Elles sont montrée par les courbes vertes libellées S1 et Eri dans la figure 1.7.

1.3.2.8 Les effets de microlentilles gravitationnelles

L'effet de microlentille gravitationnelle a lieu lorsqu'un défecteur compact massif s'interpose entre une source et un observateur. Les rayons lumineux émis par la source sont déviés par le défecteur et l'observateur voit deux images de la source, déplacées par rapport à sa position d'origine (voir figure 1.8). De plus, le flux total reçu par l'observateur augmente et la lumière de la source est magnifiée de façon analogue à une lentille classique. L'effet de microlentille est distingué de l'effet de lentille gravitationnelle plus général par le fait que les paramètres physiques et géométriques du défecteur et de la source provoquent des déformations astrométriques imperceptibles par un télescope au sol (typiquement, l'angle entre les deux images de la source est $\lesssim 1$ mas); par contre l'augmentation du flux reçu est non négligeable et varie dans

le temps à cause du déplacement relatif entre le déflecteur, l'observateur et la source. La détection d'un effet de microlentille repose donc sur la détection de cette variation de luminosité. Le formalisme du microlensing sera détaillé dans le chapitre 2. Un exemple de l'amplification d'une source au cours du temps est donné sur la figure 2.2.

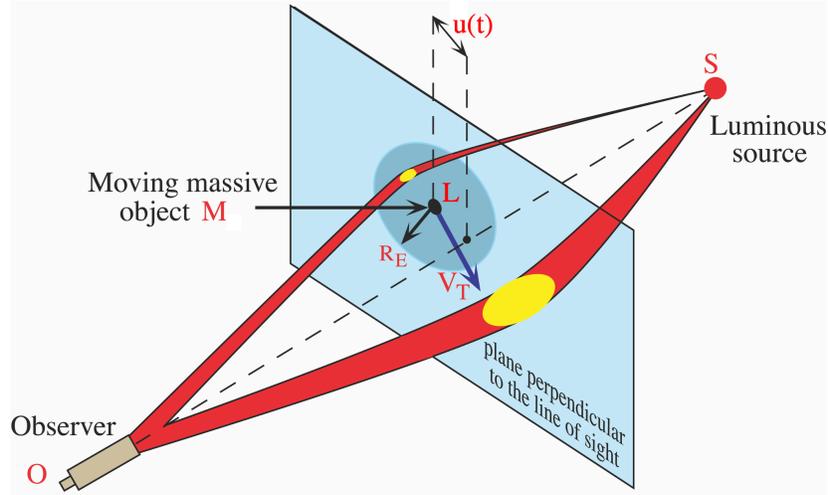


FIGURE 1.8 – Schéma illustrant le principe général de l'effet de microlentille gravitationnelle.

Microlensing vers les Nuages de Magellan L'utilisation du microlensing originellement proposée pour rechercher de la matière noire sous forme d'objets compacts est l'observation d'un grand nombre d'étoiles situées hors de la Galaxie pendant une certaine durée et la recherche des augmentations de luminosité caractéristiques d'effets de microlentille (PACZYNSKI, 1986). Ainsi, si le halo galactique est composé d'une part importante d'objets compacts, un certain nombre d'événements de microlensing devraient être détectés par un tel programme d'observation. Les cibles privilégiées sont le Grand Nuage de Magellan (LMC) et le Petit Nuage de Magellan (SMC), deux galaxies naines proches de la Voie Lactée, distantes respectivement de 50 et 63 kpc du Soleil. Les contraintes sur la fraction de matière noire sous forme de PBH issues de cette méthode sont exposées dans la section 1.3.2.9 et c'est la méthode considérée dans cette thèse. Elles sont représentées par les trois courbes noires sur la figure 1.7, correspondant aux trois collaborations ayant fixé des contraintes (MACHO, EROS et OGLE).

Microlensing vers le centre galactique. Il est possible de tirer des conclusions sur la quantité de matière noire sous forme d'objets compacts en observant le centre galactique (CG). Cependant, dans cette direction, le contenu du disque est aussi sondé ce qui fait que l'essentiel des événements de microlensing observés vers le CG sont provoqués par des étoiles ou des trous noirs stellaires. Il est néanmoins possible de tirer des conclusions sur la part du halo composée d'objets compacts en prenant en compte le contenu du disque, ce qui a par exemple été fait en utilisant les événements publiés par OGLE (NIKURA et al., 2019a).

Microlensing vers Andromède (M31). Andromède est une grande galaxie spirale voisine de la Voie Lactée, distante d'environ 765 kpc. L'attrait de l'étude de M31 pour le microlensing

est la possibilité de sonder à la fois le halo de la Voie Lactée et celui d'Andromède. L'une des difficultés vient de l'impossibilité de résoudre les étoiles individuellement, et ce sont les variations de luminosité par pixels qui sont observées (*pixel lensing*). Andromède a été la cible de plusieurs expériences de recherche de microlentille comme MEGA, WeCAPP ou POINT-AGAPE. Ces deux dernières collaborations affirment détecter un nombre d'événements de microlentille plus grand que celui attendu sans la présence d'objets compacts dans le halo de M31 (CALCHI NOVATI et al., 2005, INGROSSO et al., 2007, LEE et al., 2015) qui correspondraient plutôt à des objets de masse $\mathcal{O}(0.5 - 1) M_{\odot}$. Le télescope Subaru/HSC a été utilisé de la même façon pour rechercher des lentilles de faible masse $\mathcal{O}(10^{-10} - 10^{-5})$ (NIKURA et al., 2019b).

Microlensing de supernovae L'application de l'effet de microlentille aux supernovae ne repose pas sur l'observation d'une variation dans le temps de la magnification causée par un effet de microlentille mais sur l'effet qu'a statistiquement la magnification sur la luminosité des supernovae. Puisque les supernovae de type Ia (SNIa) sont des chandelles standards il existe une relation entre le redshift z de leur galaxie hôte, mesurable par spectroscopie, et leur luminosité apparente. Dans le cas où la luminosité est magnifiée d'un facteur $1 + \Delta\mu$ par effet de microlentille, la distance de luminosité de la SN devient :

$$D_L(z) = \frac{\bar{D}_L(z)}{\sqrt{1 + \Delta\mu}} \quad (1.8)$$

avec $\bar{D}_L(z)$ la distance de luminosité moyenne au redshift z . Alors l'écart Δm entre la magnitude corrigée de la supernova m et la magnitude déduite du redshift par le modèle est

$$\Delta m = m - \left(5 \log_{10} \left(\frac{\bar{D}_L(z)}{10 \text{ pc}} \right) - 2.5 \log_{10} (1 + \Delta\mu) \right). \quad (1.9)$$

Ainsi, la distribution des Δm des SNIa devrait être déformée, avec une queue vers des supernovae "trop" brillantes et une moyenne globalement plus faible. METCALF et SILK, 2007 ont établi de premières faibles contraintes, puis plus récemment ZUMALACÁRREGUI et SELJAK, 2018 ont utilisé de nouvelles données pour déterminer des contraintes sur la fraction de PBH : $f < 0.35$ pour des masses $M > 10^{-2} M_{\odot}$. Ces limites peuvent souffrir de biais de sélection, dus au rejet d'outliers dans les échantillons utilisés (des supernovae trop brillantes ou trop faibles dont le statut de SNIa est discutable). De plus elles dépendent du modèle utilisé de distribution de matière noire le long de la ligne de visée. Les limites issues de cette méthode sont données par les courbes oranges de la figure 1.7 (la courbe en pointillés correspond aux limites lorsque les *outliers* sont rejetés).

L'événement "Icarus" Plusieurs transients rapides ont été observés vers des amas de galaxies. KELLY et al., 2018 interprètent l'un d'entre eux, vers l'amas MACS J21149.6+2223, comme le résultat du lentillage d'une étoile individuelle située dans un arc géant (l'image d'une galaxie d'arrière-plan déformée par la masse de l'amas), probablement magnifiée d'un facteur supérieur à 2000. Cette étoile nommée MACS J1149.6+2223 Lensed Star 1 (LS1 ou "Icarus") aurait traversé une caustique² causée par la présence d'un déflecteur plongé dans une zone de

2. Une caustique est une courbe formée par l'ensemble des positions pour lesquelles l'amplification due au microlensing est théoriquement infinie. Elle peut être par exemple causée par la présence de plusieurs déflecteurs (voir 2.4.2).

forte amplification due au potentiel gravitationnel de l'amas. OGURI et al., 2018 déduisent à partir de cet événement des limites sur l'abondance d'objets compacts dans la matière noire. Ici, ça n'est pas le déflecteur en lui-même qui permet de déduire des contraintes mais la magnification de la source, qui permet de donner des information sur la présence d'objets compacts proches de la caustique. En effet DIEGO et al., 2018 montrent que la présence d'autres déflecteurs le long de la ligne de visée distord et perturbe la caustique, ce qui limite l'amplification maximale subie par la source lorsqu'elle traverse cette caustique. La figure 1.9 représente les perturbations de la caustique causées par la présence d'autre déflecteurs compacts, où la saturation de la magnification maximale est bien visible. Ainsi en inférant la magnification subie

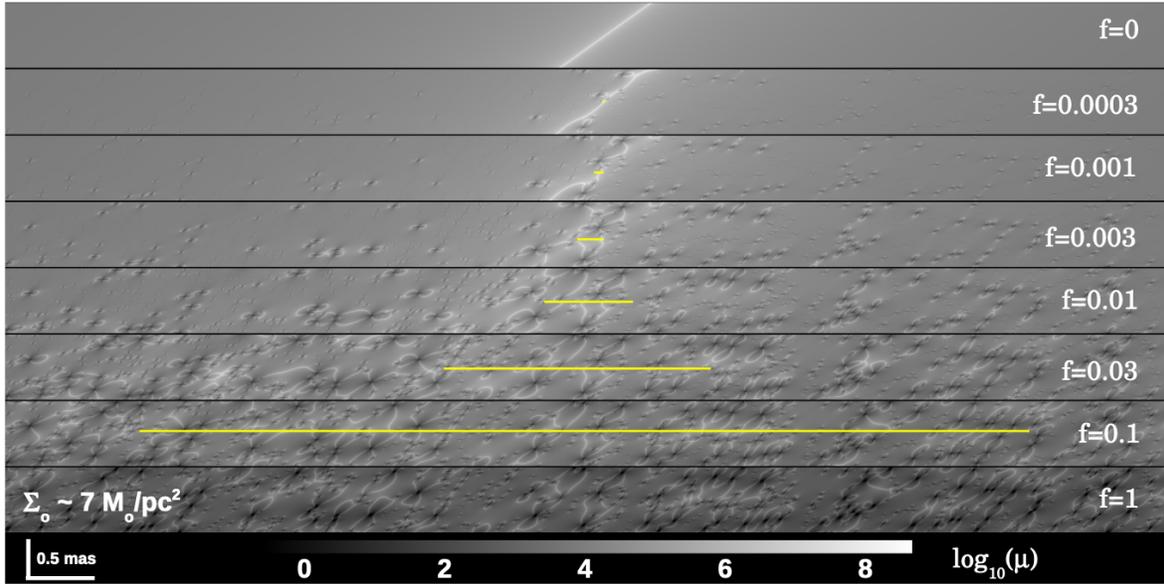


FIGURE 1.9 – Chaque image montre la valeur de la magnification de la source en fonction de sa position angulaire réelle, pour différents f . Sur l'image du haut, $f = 0$ et seule la microlentille dans le champ de magnification de l'amas provoque la caustique, clairement visible. Dans les autres images cette caustique est de plus en plus perturbée par la présence d'autres déflecteurs le long de la ligne de visée, ce qui limite la magnification de la source. Figure extraite de DIEGO et al., 2018.

par la source à partir des caractéristiques supposées de la lentille et du champ de magnification causé par l'amas de galaxies, OGURI et al., 2018 déduisent une limite à la fraction f_P de densité de colonne Σ d'objets compacts dans l'amas $f_P = \Sigma/2000M_\odot\text{pc}^{-2}$ ($2000M_\odot\text{pc}^{-2}$ est la densité de colonne de l'amas à la position de Icarus, estimée à partir de l'analyse du lentillage fort causé par l'amas).

Les auteurs font l'hypothèse conservative que c'est un objet massif qui cause l'effet de lentille (une lentille plus massive prédit une magnification plus grande). Ces limites sont fortement dépendantes de la vitesse de l'objet déflecteur et d'autres observations du même type sont requises pour poser des contraintes plus robustes. Les limites issues de cette méthode sont données par les courbes bleues de la figure 1.7 qui correspondent à différentes vitesses du déflecteur.

1.3.2.9 Limites par microlensing vers les Nuages de Magellan

Durant les années 1990 et 2000, les collaborations MACHO, EROS et OGLE ont scruté le ciel à la recherche d'effets de microlentille, notamment en direction du LMC. Nous présentons rapidement ces expériences ici :

- EROS (*Expérience de Recherche d'Objets Sombres*) est une expérience française en deux phases, qui a pris des données de 1990 à 1995 (EROS1) et de 1996 à 2003 (EROS2) en direction de champs vers le centre galactique (GC), les bras spiraux, le LMC et le SMC.
- MACHO (du nom des objets recherchés) est une expérience américano-australienne ayant observé le GC, le LMC et le SMC entre 1992 et 1999.

Ces expériences seront toutes deux introduites plus en détail dans le chapitre 4.

- OGLE est une collaboration polono-américaine de quatre phases. OGLE-I observa uniquement le GC de 1992 à 1995 avec un télescope de 1m. OGLE-II ajouta des champs vers les bras spiraux, le LMC et le SMC, observa de 1996 à 2000 et utilisa un télescope plus grand de 1.3m (Le Warsaw) avec une caméra d'un seul CCD de 2048×2048 pixels. OGLE-III utilisa une caméra de 8 CCDs de 2048×4096 pixels de 2001 à 2009. Enfin depuis 2010, OGLE-IV observe le ciel avec une nouvelle caméra de 32 CCD de 2048×4102 pixels (UDALSKI, SZYMAŃSKI et SZYMAŃSKI, 2015).

Nous mentionnons de plus MOA (Microlensing Observations in Astrophysics), une collaboration néo-zélandaise et japonaise, qui observa à partir de 1996 puis à partir de 2006 dans sa deuxième phase (SAKO et al., 2008) principalement vers le centre galactique mais aussi vers le LMC et le SMC. La collaboration n'a cependant pas publié de limites sur la fraction de MACHO dans le halo à partir de ses observations vers le LMC ou le SMC.

Nous mentionnons aussi SuperMACHO, le successeur de MACHO, utilisant le télescope de 4m Blanco du *Cerro Tololo Inter-american Observatory* (BECKER et al., 2005). Les données issues de ces observations n'ont cependant pas non plus abouties à des publications sur la présence d'objets compacts dans le halo.

Les contraintes imposées par ces expériences Les relevés MACHO, EROS1, EROS2 et OGLE-III vers le LMC (et le SMC) ont permis de poser des contraintes sur le nombre d'objets compacts dans le halo de la Voie Lactée. Si à l'origine ces expériences recherchaient des objets astrophysiques plus classiques comme des naines brunes ou des trous noirs stellaires, n'importe quel objet compact est détectable par sa masse, peu importe sa nature. EROS, MACHO et OGLE permettent donc d'écarter les trous noirs primordiaux dans l'intervalle de masse $\mathcal{O}(10^{-7} - 10) M_{\odot}$ (voir figure 1.10).

L'intervalle de masse auquel les relevés sont sensibles est limité par la durée des effets de microlentille. En effet la durée caractéristique de la variation de luminosité augmente avec la racine carrée de la masse de la lentille. Il serait donc nécessaire d'observer les étoiles du Grand Nuage de Magellan pendant une durée plus grande que celle des relevés historiques pour pouvoir être sensibles à des objets de masse $M > 10 M_{\odot}$. Pour éviter d'attendre un nouveau relevé de très longue durée (comme LSST, le *Legacy Survey of Space and Time*), nous pouvons réutiliser les données des relevés historiques. En effet, si individuellement ceux-ci sont trop courts, ils ont tous observé la même zone du ciel et les mêmes étoiles mais à des intervalles de temps différents (voir figure 1.11). Ainsi en raccordant les courbes de lumière des mêmes sources, produites par chacun des relevés, il est possible d'obtenir des courbes de

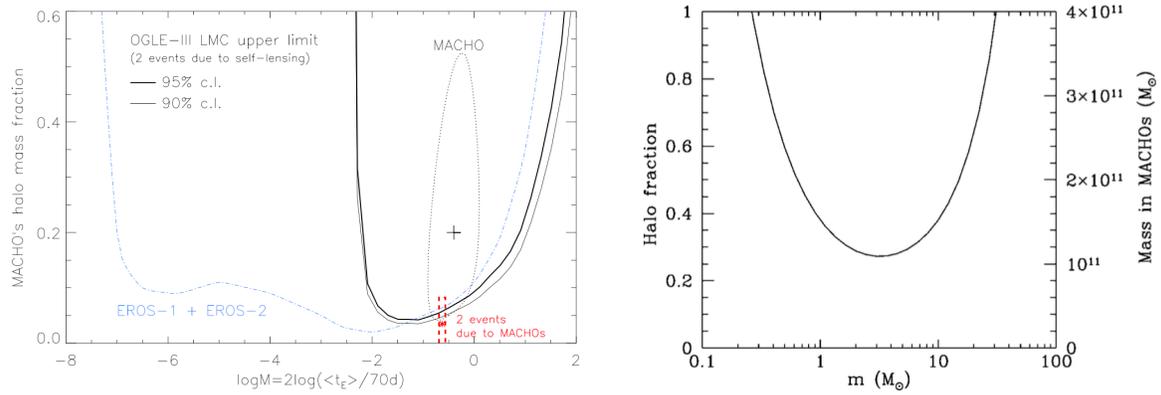


FIGURE 1.10 – À gauche : Diagramme d'exclusion en fraction de masse du halo standard sous forme d'objets compacts établi par EROS1 et EROS2 (en ligne pointillée bleue) et par OGLE-III (trait continu noir épais pour la limite à 95% de niveau de confiance, fin pour 90%). Figure extraite de WYRZYKOWSKI et al., 2011. À droite : Diagramme d'exclusion établi par MACHO, en se focalisant sur la recherche d'événements longs. Figure extraite de ALCOCK et al., 2001.

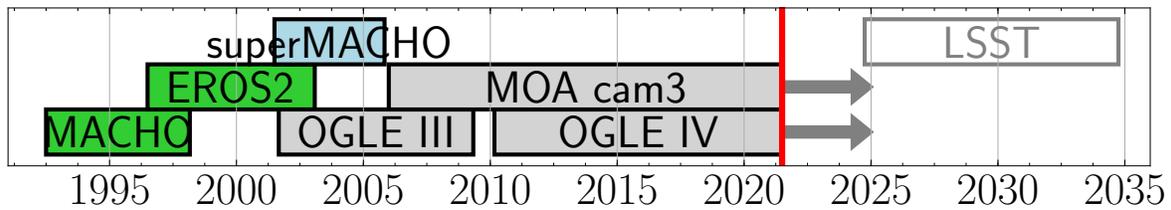


FIGURE 1.11 – Périodes d'observation des relevés vers le LMC. La prévision de LSST est aussi incluse.

lumière de très longue durée sur lesquelles notre efficacité de détection d'effets de microlentille issus d'objets lourds devient intéressante.

Dans cette thèse nous présenterons le travail effectué pour combiner les catalogues MACHO et EROS2 et analyser le catalogue qui en résulte, à la recherche d'effets de microlentille de longue durée.

1.4 Conclusion

Des observations astrophysiques diverses imposent la nécessité d'expliquer l'apparente absence d'une grande quantité de matière. L'existence de matière noire, dont la nature reste inconnue, a été proposée et parmi les objets dont elle pourrait être composée, les trous noirs primordiaux font figure de candidats prometteurs. La détection de la coalescence de trous noirs de plusieurs dizaines de masses solaires a provoqué un certain engouement pour la recherche de trous noirs primordiaux, de masse comprise entre 10 et 1000 M_{\odot} notamment, intervalle encore mal exploré à cette époque. La plupart des contraintes qui ont été exposées dans ce chapitre ont d'ailleurs été déterminées – ou ré-examinées – récemment. Nous décrivons dans cette thèse les informations que nous pouvons tirer de la combinaison de relevés de recherche de microlentilles sur la présence de tels objets dans le halo de la Voie Lactée.

Chapitre 2

L'effet de microlentille gravitationnelle

2.1 Effet de lentille gravitationnelle

2.2 Formalisme

Nous introduisons ici le formalisme des lentilles gravitationnelles. Nous faisons l'hypothèse d'une lentille et d'une source ponctuelles, en mouvement relatif rectiligne uniforme (abrégée PSPL pour *Point-Source Point-Lens*, c'est notre cas standard). Des situations plus exotiques où ces hypothèses ne sont pas vérifiées peuvent avoir lieu et seront décrites dans les sections suivantes.

2.2.1 Angle de déflexion

La théorie de la relativité générale prédit qu'un rayon lumineux voit sa trajectoire changer lors du passage aux abords d'un objet massif. L'angle $\hat{\alpha}$ entre la trajectoire initiale et la trajectoire après déviation au niveau du déflecteur, prédit par la relativité générale, dépend de la masse M du déflecteur et du paramètre d'impact ξ :

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2\xi}. \quad (2.1)$$

Cet angle est généralement très faible dans les cas que nous étudions, de l'ordre de ~ 1 mas.

2.2.2 Géométrie du phénomène

L'effet de lentille gravitationnelle dépend de la configuration géométrique dans laquelle se trouvent l'observateur, le déflecteur massif et la source lumineuse amplifiée. La figure 2.1 montre les différentes grandeurs que nous considérons. L'observateur (noté O) se trouve à une distance D_d du déflecteur (noté D) et D_s de la source (notée S). Nous noterons dans la suite x le rapport entre ces deux distances : $x = D_d/D_s$. Nous faisons l'approximation que le rayon lumineux décrit une trajectoire rectiligne entre la source et le plan du déflecteur puis du plan du déflecteur à la source. La déviation du rayon lumineux cause l'apparition d'une image de la source notée S' . Dans l'approximation des petits angles, nous avons l'égalité suivante :

$$\theta D_s = (D_s - D_d)\hat{\alpha} + \beta D_s. \quad (2.2)$$

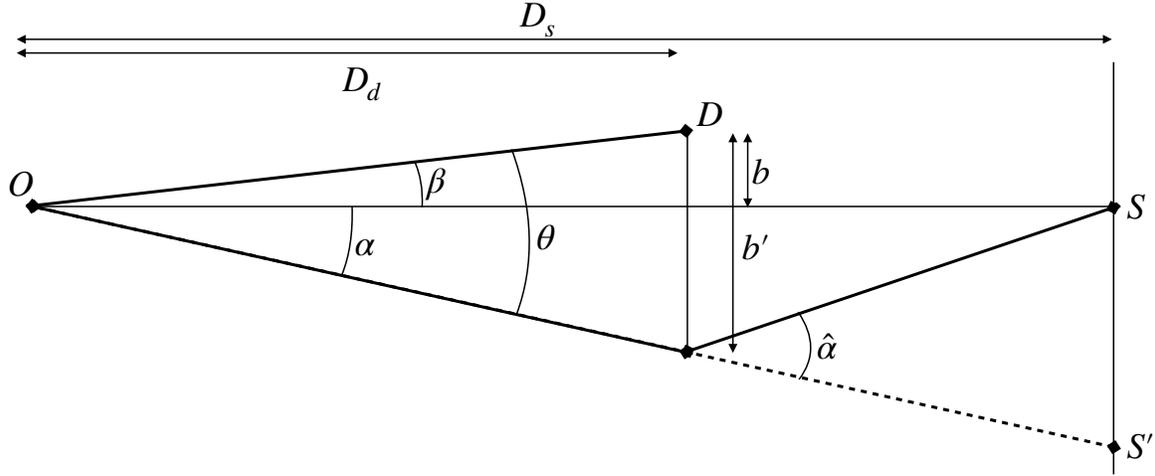


FIGURE 2.1 – Géométrie associée à un effet de lentille gravitationnelle.

Puisque $D_s\alpha = (D_s - D_d)\hat{\alpha}$, en divisant par D_s nous avons :

$$\beta = \theta - \alpha(\theta) \quad (2.3)$$

où α dépend de θ par le biais du paramètre d'impact b' . Cette équation est l'équation de la lentille, qui donne la position réelle de la source à partir de sa position apparente par rapport au déflecteur. L'équation 2.2 dans le plan du déflecteur, en développant $\hat{\alpha}$ est :

$$b' = \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} \frac{4GM}{c^2} \frac{1}{b'} + b \quad (2.4)$$

Nous posons

$$R_E = \sqrt{\frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} \frac{4GM}{c^2}}. \quad (2.5)$$

Ainsi en résolvant l'équation 2.4 pour b' nous obtenons

$$b'_{\pm} = \frac{1}{2} \left(b \pm \sqrt{b^2 + 4R_E^2} \right). \quad (2.6)$$

Si $b = 0$, c'est-à-dire si la source, la lentille et l'observateur sont parfaitement alignés, l'image de la source forme un anneau dont le rayon dans le plan du déflecteur est R_E , que nous appelons **rayon d'Einstein**. Nous notons le rayon angulaire $\theta_E = R_E/D_d$ nommé angle d'Einstein. Le disque de rayon R_E dans le plan du déflecteur est appelé disque d'Einstein. Nous choisissons le rayon d'Einstein comme échelle caractéristique dans le plan du déflecteur. Dans les autres cas, deux images de la source se forment chacune d'un coté du déflecteur, l'un à l'intérieur du disque d'Einstein, l'autre à l'extérieur. En posant $\theta_{\pm} = b_{\pm}/D_d$, l'angle qui sépare les deux images est

$$\gamma = |\theta_+| + |\theta_-| = \frac{\sqrt{b^2 + 4R_E^2}}{D_d} = \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2} \quad (2.7)$$

donc si la source est dans le disque d'Einstein, γ est de l'ordre de $2\theta_E$. Ainsi pour une lentille de $100 M_\odot$ et une source située dans le nuage de Magellan, soit $D_s \approx 50$ kpc, l'angle d'Einstein est de l'ordre de la milli-arc seconde. La résolution des télescopes n'est pas suffisante pour distinguer les deux images, même pour des télescopes spatiaux. *Gaia* doit cependant pouvoir détecter les déplacements du centroïde des images causés par l'effet de lentille, puisque la source et le déflecteur ne sont pas statiques.

2.2.3 Magnification de la source

L'augmentation de la luminosité d'une source qui subit un effet de lentille gravitationnelle est due à la variation de l'angle solide sous lequel elle apparaît. Ainsi la magnification est

$$A_\pm = \frac{\Omega_\pm}{\Omega_0} \quad (2.8)$$

où Ω_0 est l'angle solide sous lequel apparaît l'étoile source au niveau du déflecteur et Ω_\pm sont les angles solides des deux images.

Pour une lentille axisymétrique, la magnification A est donnée par le Jacobien de la transformation géométrique qui décrit la distorsion :

$$A_\pm = \left| \frac{\theta_\pm}{\beta} \frac{\partial \theta_\pm}{\partial \beta} \right| \quad (2.9)$$

L'équation 2.6 sous forme angulaire est

$$\theta_\pm = \frac{1}{2} \left(\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2} \right); \quad (2.10)$$

ainsi les magnifications respectives des deux images sont données par :

$$A_\pm = A_\pm = \frac{u^2 + 2}{2u\sqrt{u^2 + 4}} \pm \frac{1}{2} \quad \text{avec } u = \frac{b}{R_E} \quad (2.11)$$

La magnification totale est alors

$$A = A_+ + A_- = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}. \quad (2.12)$$

Cette magnification est toujours supérieure à 1 et est d'autant plus forte que le paramètre d'impact u est petit. Les limites de l'approximation de la source ponctuelle sont visibles ici, puisque dans le cas où la lentille est alignée avec la source la magnification est infinie, ce qui ne peut pas être le cas réellement (voir section 2.4.1). A noter que pour des petits paramètres d'impact $A \sim \frac{1}{u}$ tandis que l'amplification décroît rapidement pour les grands u . Pour $u = 1$, cette amplification vaut 1.34.

2.2.4 Évolution au cours du temps

Le paramètre d'impact b varie au cours du temps selon

$$b(t) = \sqrt{b_0^2 + (t - t_0)^2 v_\perp^2} \quad (2.13)$$

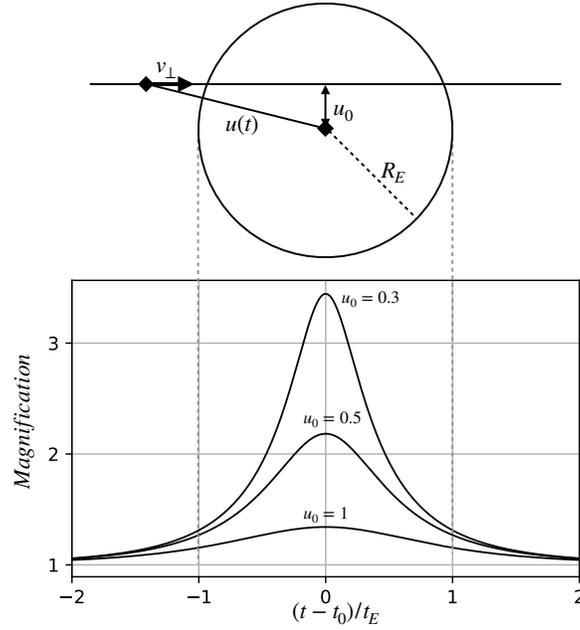


FIGURE 2.2 – Géométrie d'un effet de lentille et exemples de courbe d'amplification pour différents paramètres d'impact u_0 .

où b_0 est la valeur minimale qu'atteint le paramètre d'impact, t_0 est le moment où cette valeur est atteinte et v_\perp est la vitesse relative entre source et déflecteur projetée dans le plan du déflecteur. En se ramenant au paramètre d'impact sans dimension $u = b/R_E$:

$$u(t) = \sqrt{u_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{t_E}\right)^2}. \quad (2.14)$$

La grandeur

$$t_E = \frac{R_E}{v_\perp} = \frac{\theta_E}{\mu}, \quad (2.15)$$

appelée **temps d'Einstein** est l'échelle temporelle caractéristique d'un effet de microlentille gravitationnelle ($\mu = v_\perp/\theta_E$ est la vitesse angulaire relative entre source et lentille). L'amplification lumineuse maximale atteinte pour une source ponctuelle dont la lumière est déviée par une lentille ponctuelle est donnée par

$$A_{max} = \frac{u_0^2 + 2}{u_0 \sqrt{u_0^2 + 4}} \quad (2.16)$$

Un exemple de courbe de lumière est montré sur la figure 2.2.

2.2.5 Caractéristiques et observables

Les grandeurs qui suffisent à décrire entièrement l'évolution photométrique d'une courbe de lumière durant un effet de microlentille (dans l'approximation d'une source et d'une lentille

ponctuelles) sont donc u_0 , t_0 et t_E , en plus du flux de la source. L'équation 2.14 est symétrique en t par rapport au moment de l'amplification maximale t_0 , la courbe de lumière est donc **symétrique**. De plus, aucun des paramètres de cette équation ne dépend de la longueur d'onde du rayon lumineux considéré, ce qui implique que la magnification est **achromatique**. Des paramètres décrivant l'effet de lentille, seul t_E est dépendant des paramètres physiques de l'événement autres que la disposition géométrique. Par conséquence les informations de la masse, la vitesse transverse relative et la distance du défecteur sont combinées dans l'expression de t_E (vers le LMC, la distance de la source est fixée et considérée comme étant ≈ 50 kpc) :

$$t_E = \frac{1}{v_\perp} \sqrt{\frac{4GM}{c^2} x(1-x) D_s}. \quad (2.17)$$

Il n'est pas alors possible de conclure sur la distance, la masse et la vitesse du défecteur sans autre information. Il est cependant possible d'estimer la masse probable d'une lentille en supposant qu'elle suit une certaine distribution de vitesses et de distances. La dépendance de la durée de l'événement avec \sqrt{M} est visible dans la formule 2.17, ce qui nous force à observer plus longtemps pour pouvoir détecter des lentilles plus lourdes. La dégénérescence des paramètres peut-être levée dans des cas où le modèle de lentille et sources ponctuelles n'est plus valable.

2.3 Profondeur optique, taux et nombre d'événements attendus

Nous avons besoin de connaître la probabilité qu'une courbe de lumière présente un effet de lentille. Nous pourrions alors estimer le nombre d'effets de microlentille que nous nous attendons à détecter au bout de notre analyse, qui pourra être comparé avec le nombre que nous aurons réellement détecté.

2.3.1 Modèle de distribution des défecteurs

Dans la suite de cette thèse il sera nécessaire de simuler une distribution de lentille réaliste afin d'estimer au mieux le nombre d'événements attendus. Nous décrivons ici deux modèles de distributions de lentille, parmi un grand nombre de modèles proposés dans la littérature. Nous avons donc considéré deux structures pour la distribution de matière noire galactique : un halo sphérique et un disque (dit disque épais). Nous n'utiliserons le modèle de disque épais que dans l'étude de la parallaxe (dans le chapitre 3), seul le modèle sphérique sera considéré lors de l'estimation du nombre attendu d'événements.

Modèle de halo isotherme sphérique Le modèle de halo présente une distribution de matière noire sphérique isotrope et isotherme donnée par :

$$\rho(r) = \rho_\odot \frac{R_c^2 + R_\odot^2}{r^2 + R_c^2},$$

où $\rho_\odot = 0.0079 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ est la densité locale de matière noire, $R_c = 5$ kpc est le rayon du "cœur" et $R_\odot = 8.5$ kpc est la distance entre le Soleil et le centre galactique. La vitesse des

défecteurs est distribuée selon :

$$p(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{1}{2\pi v_0^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{v^2}{2v_0^2}}.$$

Nous prenons comme dispersion de vitesse $v_0 = 155 \text{ km s}^{-1}$.

Il s'agit d'un modèle couramment utilisé par les études de recherche de microlensing dans le passé (ALCOCK et al., 2000, TISSERAND et al., 2007). Cependant celui-ci prédit une courbe de rotation constante pour la galaxie, ce qui est en désaccord avec la diminution de la vitesse observée à grande distance (BATTAGLIA et al., 2005, CALCINO, GARCÍA-BELLIDO et DAVIS, 2018); cette différence ne semble pas être significative, au moins jusqu'au LMC.

Modèle de disque épais. Nous avons aussi considéré le cas d'un modèle de disque épais de matière noire tel que décrit dans GRENACHER et al., 1999. Pour ce modèle de disque, la densité de matière noire est

$$\rho_{TD}(r, z) = \frac{\Sigma}{2H} \exp \frac{-(r - R_\odot)}{R} \exp \frac{-|z|}{H}.$$

$\Sigma = 35 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$ est la densité de colonne, $H = 1.0 \text{ kpc}$ est l'échelle de hauteur, et $R = 3.5 \text{ kpc}$ est l'échelle radiale. La vitesse des déflecteurs est la somme de deux composantes, la vitesse globale d'entraînement et la vitesse particulière. La vitesse globale d'entraînement est donnée en coordonnées cylindriques galactocentriques par

$$\mathbf{v}_{\text{rot}}(r) = -v_{\text{rot},\odot} \left[1.00767 \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{0.0394} + 0.00712 \right] \mathbf{u}_\theta,$$

où r est la distance radiale au centre galactique, et $v_{\text{rot},\odot} = 239 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$. Les vitesses particulières des déflecteurs sont distribuées selon une distribution gaussienne anisotrope, avec les dispersions suivantes en coordonnées cylindriques galactocentriques (PASETTO et al., 2012) :

$$\sigma_r = 56.1 \pm 3.8 \text{ km s}^{-1}$$

$$\sigma_\theta = 46.1 \pm 6.7 \text{ km s}^{-1}$$

$$\sigma_z = 35.1 \pm 3.4 \text{ km s}^{-1}$$

2.3.1.1 Paramètres communs

Dans les deux modèles, les vitesses et positions du LMC \mathbf{v}_{LMC} et du Soleil \mathbf{v}_\odot sont prises en compte en particulier pour la distribution des vitesses transverses relatives des déflecteurs. Nous supposons le Soleil à 8.5 kpc du centre galactique et le LMC à 50 kpc du Soleil avec pour position dans le ciel $l = 280.4652^\circ$ et $b = -32.8884^\circ$ en coordonnées galactiques. Nous fixons la même position pour toutes les sources et supposons que le fait qu'une source soit à une extrémité ou une autre du LMC n'a pas d'effet significatif sur la profondeur optique et la dynamique des événements.

La vitesse du Soleil est donnée par sa vitesse particulière dans le référentiel local standard ajoutée à sa vitesse d'entraînement globale (BRUNTHALER et al., 2011) :

$$\mathbf{v}_\odot = \mathbf{v}_{\text{rot},\odot} + \begin{array}{c} \left| \begin{array}{cc} 11.1 & \pm 1.2 \\ 12.2 & \pm 2.1 \\ 7.3 & \pm 0.6 \end{array} \right|_{XYZ} = \begin{array}{c} \left| \begin{array}{cc} 11.1 & \pm 1.2 \\ 251 & \pm 7 \\ 7.3 & \pm 0.6 \end{array} \right|_{XYZ} \quad (\text{km s}^{-1}). \end{array}$$

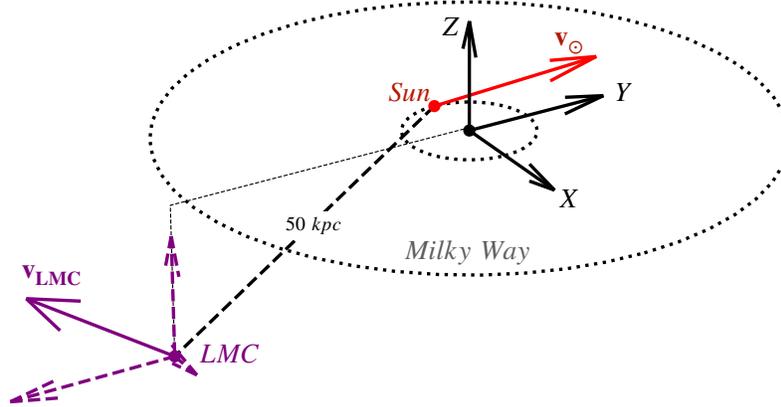


FIGURE 2.3 – Vecteurs vitesse du Soleil et du LMC, dans le référentiel cartésien galacto-centrique. \mathbf{v}_{LMC} est décomposé selon les axes XYZ (vecteurs violet pointillés).

Les composantes du vecteur vitesse du LMC sont (KALLIVAYALIL et al., 2013)

$$\mathbf{v}_{LMC} = \begin{matrix} -57 & \pm 13 \\ -226 & \pm 15 \\ 221 & \pm 19 \end{matrix} \begin{matrix} X \\ Y \\ Z \end{matrix} \text{ (km s}^{-1}\text{)}.$$

Elles sont exprimées dans le référentiel cartésien galacto-centrique défini par les vecteurs unitaires X , Y et Z : X est orienté du Soleil vers le centre galactique, Y dans le sens de rotation du Soleil, c'est-à-dire le sens horaire par rapport à l'axe du pôle nord galactique Z (cf figure 2.3). De ces deux vitesses et de la vitesse propre du déflecteur \mathbf{v}_d la vitesse transverse apparente du déflecteur par rapport à la ligne *Soleil-source* est obtenue par :

$$v_{\perp} = \|(\mathbf{v}_d - (1-x)\mathbf{v}_{\odot} - x\mathbf{v}_{LMC})_{\perp}\| \quad (2.18)$$

2.3.2 Profondeur optique

Une source subira un effet de lentille mesurable si le paramètre d'impact u_0 mesuré est inférieur à un paramètre d'impact seuil u_T . La surface angulaire derrière laquelle une source subirait un effet de lentille potentiellement détectable est $\pi\theta_E^2 u_T^2$ pour une lentille de rayon d'Einstein R_E . La profondeur optique, vers une source donnée, est la fraction de ciel couverte par toutes les surfaces $\pi\theta_E^2$ des lentilles situées entre l'observateur et la cible. Il s'agit de la probabilité qu'à un instant donné la source subisse un effet de microlentille d'amplification supérieure à $A = 1.34$ (qui correspond à $u_T = 1$).

Le long de la ligne de visée, la densité de déflecteurs en fonction de la distance à l'observateur $z = xD_s$ est notée $\rho(z)$. En supposant que les masses des lentilles suivent une distribution de Dirac (c'est-à-dire qu'elles soient toutes de masse identique M), le nombre de lentilles présentes dans un élément de volume le long de la ligne de visée en fonction de la distance est :

$$dN(z) = \frac{\rho(z)}{M} z^2 \Omega dz \quad (2.19)$$

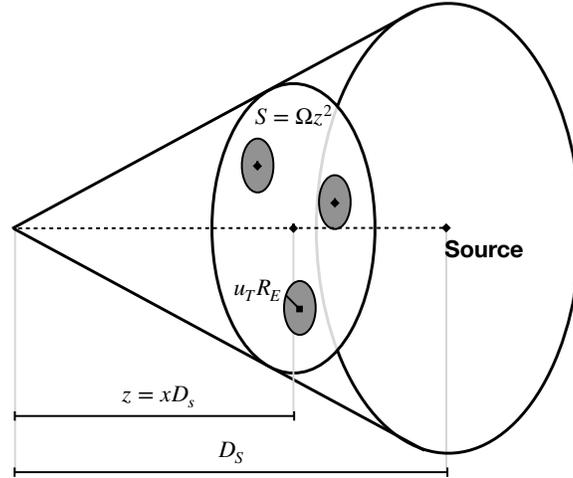


FIGURE 2.4 – Schéma représentant la surface couverte par les lentilles situées à une distance z de l'observateur à un instant donné.

où Ω est l'angle solide observé vers la source. En multipliant ce nombre de défecteurs par leurs surfaces nous obtenons la surface couverte par les lentilles détectables ($u < u_T$) à la distance z de l'observateur (voir figure 2.4) :

$$dA = \pi R_E^2 u_T^2 \frac{\rho(z)}{M} z^2 \Omega dz. \quad (2.20)$$

En divisant par la surface du cône à la distance z ($S = \Omega z^2$) nous obtenons la probabilité qu'à un instant donné un effet de microlensing détectable soit en cours sur une source donnée, provoqué par un défecteur entre z et $z + dz$:

$$d\tau(z) = \pi R_E^2 u_T^2 \frac{\rho(z)}{M} dz. \quad (2.21)$$

En y substituant l'expression de R_E (équation 2.5), en fixant $u_T = 1$ et en intégrant le long de la ligne de visée nous obtenons la grandeur

$$\tau = \frac{4\pi G D_s^2}{c^2} \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx \quad (2.22)$$

Cette grandeur est nommée profondeur optique et représente donc la probabilité qu'une étoile à un instant donné subisse un effet de microlentille dont le paramètre d'impact est inférieur à 1. Une propriété intéressante de cette grandeur est qu'elle est indépendante de la masse individuelle des lentilles (en fait elle est même indépendante de la distribution des masses des lentilles tant que cette distribution est indépendante de la distance à l'observateur). Cette profondeur optique peut-être estimée, par exemple dans le cas d'un halo sphérique intégralement constitué de MACHOs :

$$\tau_{LMC} \simeq 4.5 \times 10^{-7}$$

$$\tau_{SMC} \simeq 6.5 \times 10^{-7}$$

Ce sont ces valeurs si faibles qui explique la nécessité d'observer un très grand nombre d'étoiles.

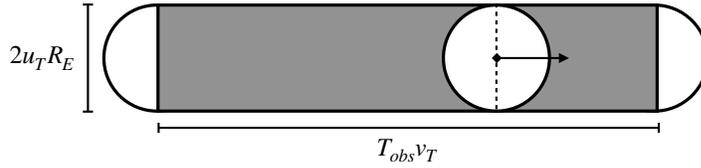


FIGURE 2.5 – Surface balayée par un déflecteur durant un temps T_{obs} . Toute source située derrière le rectangle gris subit un effet de microlentille de paramètre d'impact $u_0 < u_T$ pendant la période T_{obs} . Le cercle blanc représente la surface couverte par le cercle d'Einstein du déflecteur à un instant donné.

2.3.3 Taux d'événements, nombre d'événements attendus

Les relevés pour la détection de microlensing se font sur plusieurs années. Pour estimer le nombre d'événements attendus au bout de cette durée nous avons encore besoin de la surface balayée par les lentilles mais cette fois-ci sur la durée de l'expérience. Une source subit un effet de microlentille dont le maximum est situé durant l'intervalle de temps T_{obs} si elle se trouve dans la surface balayée par le disque d'Einstein du déflecteur durant T_{obs} . Cette surface au niveau du déflecteur est un rectangle de largeur $2u_T R_E$ et de longueur $v_{\perp} T_{obs}$ où v_{\perp} est la vitesse relative transverse du déflecteur par rapport à la ligne de visée (figure 2.5). Ainsi la surface couverte par une lentille détectable ($u < u_T$) est :

$$A = 2R_E u_T T_{obs} v_{\perp} \quad (2.23)$$

La vitesse transverse projetée v_{\perp} de la lentille, relative à la ligne de visée, est calculée à partir de sa vitesse propre \vec{v}_d , de la vitesse de l'observateur \vec{v}_0 , de la vitesse de la source \vec{v}_s , du paramètre x et du vecteur directeur de la ligne de visée \hat{n} :

$$\vec{v} = \vec{v}_d - x\vec{v}_0 - (1-x)\vec{v}_s \quad (2.24)$$

$$v_{\perp} = \|\vec{v} - (\vec{v} \cdot \hat{n}) \hat{n}\| \quad (2.25)$$

Nous supposons que les distributions de masse $g(m)$ et de vitesse \vec{v}_d des lentilles sont toutes deux indépendantes de leur position. Le nombre de lentilles de masse m , de vitesse \vec{v}_d et à la distance $z = xD_s$ dans l'élément de volume $\Omega z^2 dz = \Omega x^2 D_s^3 dx$ est :

$$dn = \frac{\rho(x)}{m} g(m) f(\vec{v}_d) D_s^3 \Omega x^2 dx dm d\vec{v}_d. \quad (2.26)$$

La surface totale balayée par ces lentilles durant T_{obs} est donc :

$$dA = 2R_E(x) u_T T_{obs} v_{\perp}(x, \vec{v}_d) \frac{\rho(x)}{m} g(m) f(\vec{v}_d) D_s^3 \Omega x^2 dx dm d\vec{v}_d \quad (2.27)$$

$$dA = 2\sqrt{\frac{4GmD_s}{c^2}} \sqrt{x(1-x)} u_T T_{obs} v_{\perp}(x, \vec{v}_d) \frac{\rho(x)}{m} g(m) f(\vec{v}_d) D_s^3 \Omega x^2 dx dm d\vec{v}_d. \quad (2.28)$$

En divisant par la surface du cône $\Omega D_s^2 x^2$ et la durée d'observation T_{obs} nous obtenons le taux d'événements pour une source donnée (issus de déflecteurs dans l'élément de volume) par unité de temps :

$$d\Gamma = 2u_T \sqrt{\frac{4GD_s^3}{c^2}} \sqrt{x(1-x)} v_{\perp}(x, \vec{v}_d) \frac{\rho(x)}{\sqrt{m}} g(m) f(\vec{v}_d) dx dm d\vec{v}_d \quad (2.29)$$

En intégrant le long de la ligne de visée, pour toutes les masses et toutes les vitesses propres, et en posant $g(m) = \delta(m - M)$:

$$\Gamma = 2u_T \sqrt{\frac{4GD_s^3}{c^2M}} \int_0^1 dx \sqrt{x(1-x)} \rho(x) \iiint d\vec{v}_d v_\perp(x, \vec{v}_d) f(\vec{v}_d) \quad (2.30)$$

Γ est le taux d'événements théorique par étoile source et par unité de temps. C'est le taux d'événements dont nous prédisons qu'ils aient physiquement lieu durant T_{obs} , peu importe qu'ils soient détectés ou pas. En d'autres termes, le nombre d'événements N ayant lieu sur une durée T_{obs} en observant N_\star étoiles est

$$N = \Gamma \times N_\star \times T_{obs}. \quad (2.31)$$

Il faut souligner que si N_\star est bien le nombre d'étoiles observées il n'est pas nécessairement égal au nombre de sources détectées dans le catalogue à cause de l'effet de confusion (cf section 2.5).

2.3.4 Efficacité expérimentale

Le taux d'événements détectés est différent du taux d'événements ayant effectivement lieu au cours de T_{obs} . En pratique nous sommes limité par une efficacité expérimentale et notre analyse (cadencement, précision photométrique, algorithme et sélections destinées à éliminer les bruits de fond...). Cette efficacité dépend aussi des paramètres de l'effet de microlentille que nous considérons, par exemple dans le cas d'un effet de microlentille simple nous la notons $\epsilon(t_0, u_0, t_E)$ (où t_E dépend lui-même de x, \vec{v}_d et M). Dans ce cas $\epsilon(t_0, u_0, t_E)$ est la probabilité de détecter un effet de microlentille de paramètres t_0, u_0, t_E et elle peut-être estimée en simulant le même effet de microlentille sur N courbes de lumière représentatives de nos données :

$$\epsilon(t_0, u_0, t_E) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_i^N \epsilon_i(t_0, u_0, t_E) \quad (2.32)$$

avec

$$\epsilon_i(t_0, u_0, t_E) = \begin{cases} 1 & \text{si effet détecté sur la courbe } i \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

Étant donné que les distributions des u_0 et t_0 sont uniformes nous pouvons estimer une efficacité¹ moyennée sur ces paramètres :

$$\epsilon(t_E) = \frac{1}{T_{obs} u_T} \int_0^{u_T} du_0 \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_0 \epsilon(u_0, t_0, t_E) \quad (2.33)$$

avec $t_{max} - t_{min} = T_{obs}$.

Ainsi le taux d'événements détectés Γ_{exp} est :

$$\Gamma_{exp} = 2u_T \sqrt{\frac{4GD_s^3}{c^2M}} \int_0^1 dx \sqrt{x(1-x)} \rho(x) \iiint d\vec{v}_d v_\perp(x, \vec{v}_d) f(\vec{v}_d) \epsilon(t_E) \quad (2.34)$$

1. En pratique, par convention, l'efficacité est normalisée aux seuls événements simulés avec $t_0 \in [t_{min}, t_{max}]$ et $u_0 \in [0, 1]$ soit $\epsilon = \frac{1}{T_{obs}} \int_0^{u_T} du_0 \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt_0 \epsilon(u_0, t_0, t_E)$.

et le nombre d'événements détectés est $N_{\text{exp}} = \Gamma_{\text{exp}} T_{\text{obs}} N_{\star}$. Il faut remarquer qu'au final T_{obs} n'est pas nécessairement la durée d'observation de l'expérience. Il est possible de prendre un T_{obs} aussi grand que voulu, mais c'est $\epsilon(u_0, t_0, t_E)$ qui va limiter le nombre d'événements attendus puisque si le t_0 est hors de l'intervalle de prise de donnée du relevé, l'efficacité sera très faible voire nulle.

Il est nécessaire d'avoir des données simulées les plus proches possibles des données réelles pour pouvoir correctement estimer ϵ et par extension N_{exp} . De plus les intervalles dans lesquels les paramètres des effets de microlentille sont simulés doivent être étendus pour inclure tous les événements potentiellement détectables (c'est pourquoi nous simulerons des lentilles jusqu'à $u_0 = 1.5$ et avec $t_0 \in [t_{\text{min}} - 2t_E, t_{\text{max}} + 2t_E]$).

2.4 Déviations du cas standard

L'approximation d'un effet de lentille PSPL ne suffit pas dans un certain nombre de cas. Nous listons ici quelques cas où la géométrie de l'effet de lentille diffère du cas standard.

2.4.1 Source de taille finie

En réalité, aussi petite soit la surface angulaire d'une étoile, la source n'est pas ponctuelle. Pour une étoile dans le LMC, la taille angulaire d'une étoile de $10 M_{\odot}$ située à 50 kpc est d'environ $\approx 10^{-12}$ arcsec. Tant que les angles entrant en jeu dans l'effet de lentille sont grands devant cet angle, l'hypothèse d'une source ponctuelle est valable. Dans le plan du déflecteur, nous notons U le rayon angulaire de l'étoile source en unité d'Einstein

$$U = \frac{r_{\star} D_d}{R_E D_s}. \quad (2.35)$$

La magnification totale de la source dépend des variations d'intensité lumineuse de la surface de la source. Dans le cas simplifié où la source est uniformément brillante (des cas plus complexes d'extinction limbée sont étudiés dans DOMINIK, 1996), il est possible d'écrire l'amplification comme

$$A(u_0, U) = \frac{2}{\pi U^2} \int_{|U-u_0|}^{|U+u_0|} \frac{u^2 + 2}{\sqrt{u^2 + 4}} \arccos \left(\frac{u^2 + u_0^2 - U^2}{2uu_0} \right) \\ + H(U - u_0) \left(1 - \frac{u_0}{U}\right)^2 \sqrt{1 + \frac{4}{(U - u_0)^2}} \quad (2.36)$$

où H est la fonction de Heaviside (calcul détaillé dans RENAULT et al., 1997). La courbe est alors toujours symétrique mais le pic d'amplification de la courbe de lumière est "aplatis". De la forme de la courbe de lumière il est possible d'estimer U qui permet alors de lever en partie la dégénérescence des paramètres physiques. L'amplification maximale pour $u_0 = 0$ n'est plus infinie mais est donnée par

$$A(u_0 = 0, U) = \sqrt{1 + \frac{4}{U^2}}. \quad (2.37)$$

Comme nous recherchons des effets de lentilles sur des étoiles situées à ≈ 55 kpc, provoqués par des objets de plusieurs dizaines ou centaines de masses solaires ($R_E \sim 100$ UA), l'effet de taille finie est négligeable dans notre étude.

2.4.2 Lentilles binaires

Il n'y a pas de raison de considérer que les défecteurs ne puissent être regroupés en systèmes doubles (voire de multiplicité supérieure). Dans ce cas les angles de déflexion s'ajoutent :

$$\mathbf{b}' - \mathbf{b} = \frac{D_d(D_s - D_d)}{D_s} \sum_i \frac{4GM_i}{c^2} \frac{\mathbf{b}'_i}{b_i'^2} \quad (2.38)$$

Des différences avec la courbe du cas PSPL n'apparaissent que dans les cas où les lentilles sont séparées par l'ordre de grandeur du rayon d'Einstein moyen. MAO et PACZYNSKI, 1991 estiment que cela arrive dans $\sim 10\%$ des cas, ce qui est corroboré par les observations de OGLE (MRÓZ et al., 2019) et MOA (SUMI et al., 2013) vers le centre galactique. Pour décrire entièrement un effet de lentille binaire, il est nécessaire d'introduire de nouveaux paramètres physiques : le rapport des masses, la distance entre les lentilles et l'angle entre la vitesse relative du système avec la source et l'axe des composantes du système. Un exemple d'événement provoqué par une lentille binaire est donné sur la figure 2.6.

La configuration géométrique provoque l'apparition de caustiques dans le plan du défecteur. Il s'agit de lignes continues de positions pour lesquelles l'amplification est infinie (comme lorsque la lentille et la source sont alignées dans le cas PSPL). L'ajustement d'un effet de lentille binaire à une courbe de lumière est difficile à cause de l'impossibilité de résoudre analytiquement l'équation de lentille dans ce cas.

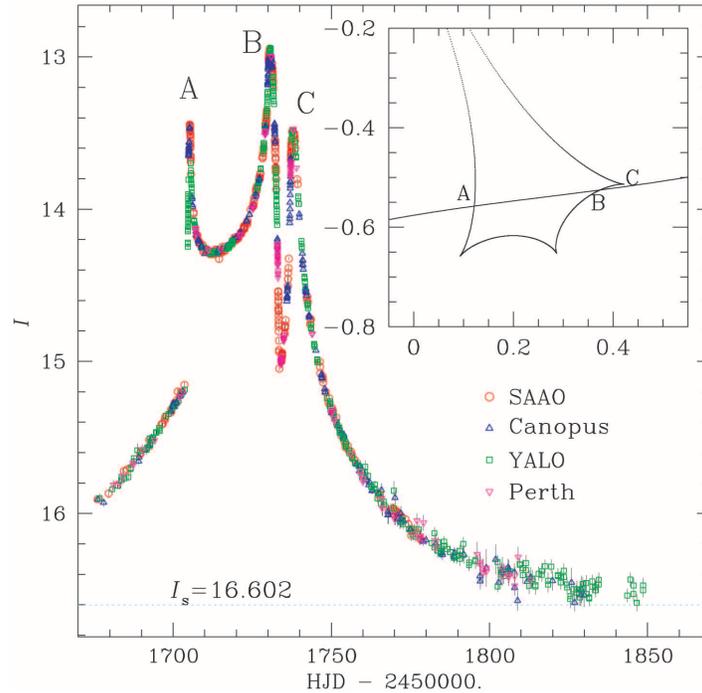


FIGURE 2.6 – Courbe de lumière de l'événement EROS-2000-BLG#5 présentant des traversées de caustiques (illustrées dans l'encart). L'événement a été suivi par des télescopes de la collaboration PLANET ce qui a permis un très bon échantillonnage temporel de l'événement. Figure extraite de AN et al., 2002.

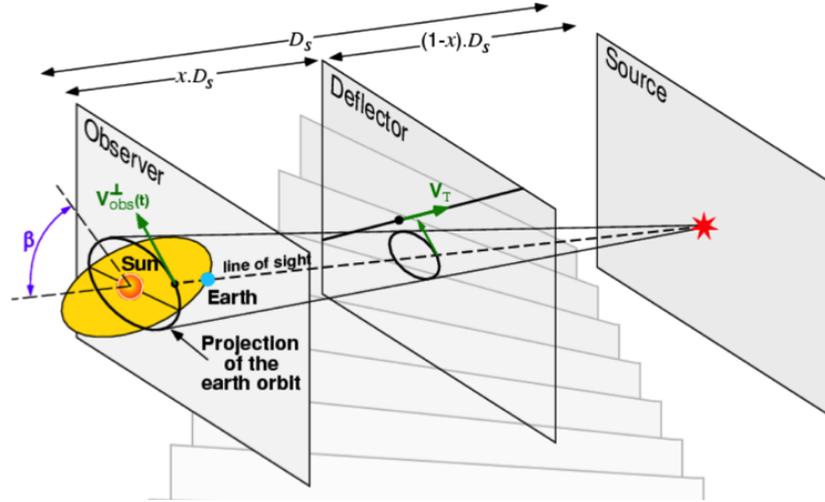


FIGURE 2.7 – Visualisation de la projection du mouvement de la Terre sur le plan du déflecteur.

2.4.3 Effet de la parallaxe

Dans le cas standard de microlensing, il est fait l'hypothèse que le mouvement projeté du déflecteur relatif à l'observateur est rectiligne et uniforme. L'effet de parallaxe intervient lorsqu'il n'est plus possible de négliger l'effet du mouvement de la Terre autour du Soleil sur la variation du flux lumineux reçu lors de l'observation d'un effet de microlentille. Les courbes de lumière peuvent alors parfois être considérablement modifiées par rapport à une courbe présentant un effet de microlentille simple.

Pour prendre en compte l'effet de la révolution terrestre sur une courbe de lumière (figure 2.7), il est nécessaire d'introduire deux nouveaux paramètres :

- $\pi_E = \frac{r_\oplus}{r_E} = \frac{r_\oplus}{R_E} (1 - x)$: le rapport entre le rayon de l'orbite terrestre r_\oplus (approximée par un cercle) et le rayon d'Einstein projeté. Plus ce rapport est élevé, plus l'effet de la parallaxe sera important.
- θ : l'angle entre le vecteur vitesse transverse du déflecteur et le vecteur directeur de la droite d'intersection entre le plan de l'écliptique et le plan du déflecteur (cf 2.8). Dans cette configuration le sens du vecteur vitesse devient lui aussi important et doit être pris en compte à travers le signe de t_E ou de u_0 (ici nous choisissons u_0).

De plus nous avons besoin de connaître la position de la source $(\beta_\star, \lambda_\star)$ en coordonnées écliptiques et la position de la Terre sur son orbite à un temps de référence, dans notre cas à t_γ , la date où la Terre est en direction du point vernal par rapport au Soleil, à l'équinoxe d'automne.

Les vecteurs position Soleil-Terre et Soleil-déflecteur, projetés sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée (voir figure 2.8) sont alors :

$$\mathbf{u}_\oplus(t) = \begin{bmatrix} -\pi_E \sin \phi(t) \\ \pi_E \cos \phi(t) \sin \beta_\star \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{u}_D(t) = \begin{bmatrix} -u_0 \sin \theta + \frac{t-t_0}{t_E} \cos \theta \\ u_0 \cos \theta + \frac{t-t_0}{t_E} \sin \theta \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

avec $\phi(t) = \omega(t - t_\gamma) - \lambda_\star$ la phase associée à l'orbite de la Terre. Alors la distance $u(t)$ de la lentille à la ligne de visée est donnée par $u^2(t) = \|\mathbf{u}_\oplus(t) - \mathbf{u}_D(t)\|$:

$$\begin{aligned}
u(t)^2 &= u_0^2 + \left(\frac{t - t_0}{t_E} \right)^2 \\
&+ \pi_E^2 (\sin^2 \phi(t) + \cos^2 \phi(t) \sin^2 \beta_\star) \\
&- 2u_0 \pi_E (\sin \theta \sin \phi(t) + \cos \theta \cos \phi(t) \sin \beta_\star) \\
&+ 2\pi_E \frac{t - t_0}{t_E} (\sin \phi(t) \cos \theta - \cos \phi(t) \sin \theta \sin \beta_\star)
\end{aligned}$$

t_0 est désormais le temps auquel la distance entre la lentille et la ligne *Soleil-source* est minimale, u_0 désigne cette distance (normalisée à R_E), qui est différente de la distance minimale entre la lentille et la ligne *Terre-source*. En d'autres termes, le maximum d'amplification de la courbe de lumière vu depuis la Terre n'est plus le même que celui vu depuis le Soleil.

Nous pouvons voir qu'un effet de parallaxe mesurable permet une levée partielle de dégénérescence sur les paramètres physiques en déterminant la vitesse du déflecteur projetée sur le plan de l'écliptique :

$$\tilde{v} = \frac{v_\perp}{1 - x} = \frac{v_\perp r_\oplus}{\pi_E R_E} = \frac{r_\oplus}{\pi_E t_E} \quad (2.40)$$

Connaître \tilde{v} nous permet alors de plus fortement contraindre la position et la masse de la lentille.

La première ligne de la figure 3.7 illustre les modifications qu'une courbe de lumière peut subir lorsque l'on prend en compte la parallaxe. Pour trois événements différents, la courbe de lumière vue depuis la Terre est en trait plein et la courbe de lumière du même événement vu depuis le Soleil a été tracée en pointillés. À noter que des déformations aussi extrêmes que celles des deux premiers événements sont très rares.

Dans le chapitre 3 nous noterons m_\oplus la courbe de lumière en magnitude avec parallaxe (vue depuis la Terre) et m_\odot sans parallaxe (vue depuis le Soleil).

2.5 *Blending* ou effet de confusion

Étant donnée la forte densité stellaire des champs observés pour la recherche de micro-lentille, il arrive que plusieurs étoiles ne soient pas distinguables les unes des autres par les instruments EROS comme MACHO. Ceci peut être clairement visualisé en comparant une image d'un télescope au sol avec la même image, plus profonde et plus résolue, d'un télescope spatial comme sur la figure 2.9. Les pics très définis dans l'image spatiale s'étalent et se mélangent les uns aux autres lorsqu'ils sont vus par un télescope au sol, notamment à cause des turbulences atmosphériques. Dans ce cas, le flux observé d'une source dans le catalogue combiné EROS2/MACHO est la somme des flux des objets qui la composent réellement, c'est l'effet de *blending* ou effet de confusion : si l'une des étoiles subit un effet de microlentille, seule l'une des composantes voit sa luminosité amplifiée. Cette effet ne se limite pas aux seules étoiles résolues dans un télescope spatial, mais s'étend aussi aux situations où des étoiles se mélangent même dans les images spatiales. Ces situations recouvrent le cas d'étoiles binaires ou multiples, qui sera traité dans le chapitre 7. Dans la suite nous nommerons **source** l'objet détecté par un relevé et listé dans son catalogue tandis que nous nommerons **étoile** un objet physique et réel qui entre dans la composition d'une source. Ainsi une source peut-être composée d'une (nous emploierons le terme source pure) ou plusieurs étoiles (nous emploierons le

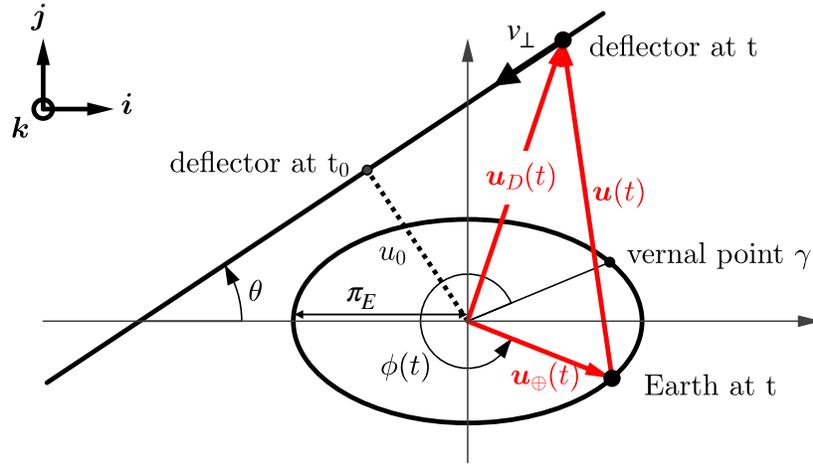


FIGURE 2.8 – Géométrie de l'effet de parallaxe dans le plan orthogonal à la ligne de visée, avec la trajectoire du déflecteur et la projection de l'orbite terrestre. L'origine est confondue avec la ligne Soleil-source, le plan est vu depuis la source en regardant vers le Soleil. \mathbf{k} est dirigé du Soleil vers la source, \mathbf{i} est l'axe d'intersection entre le plan du déflecteur et l'écliptique, de direction telle que la projection de \mathbf{j} sur l'écliptique soit dans la direction opposée à la source.

terme source *blendée*). De même nous parlerons d'effet de microlentille pur s'il a lieu sur une source pure et *blendé* s'il a lieu sur une source blendée.

2.5.1 Effets sur la courbe de lumière observée

Dans le cas où une étoile, dont le flux ϕ_1 est amplifié par un effet de microlensing d'un facteur $A(t)$, est mélangée avec la lumière d'une ou plusieurs autres étoiles dont le flux sommé est ϕ_2 , l'évolution du flux total de la source sera :

$$\phi(t) = \phi_1 A(t) + \phi_2. \quad (2.41)$$

Par la suite nous appellerons fraction de blend le rapport $f_b = \frac{\phi_1}{\phi_1 + \phi_2}$.

$$\phi(t) = (f_b A(t) + (1 - f_b))(\phi_1 + \phi_2). \quad (2.42)$$

L'amplification apparente ou effective A_{eff} de la source telle que perçue par l'observateur au sol est :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\phi(t)}{\phi_1 + \phi_2} = f_b(A - 1) + 1 \quad (2.43)$$

donc

$$\frac{A_{\text{eff}} - 1}{A - 1} = f_b < 1. \quad (2.44)$$

L'amplification apparente est donc systématiquement plus faible que l'amplification réelle A , à tout instant et notamment lors du maximum d'amplification. Le blending peut donc rendre l'amplification chromatique si les étoiles composant la source ont des spectres significativement différents car le facteur f_b dépend de la longueur d'onde. En effet si $\phi(t)$, ϕ_1 et ϕ_2 sont les flux

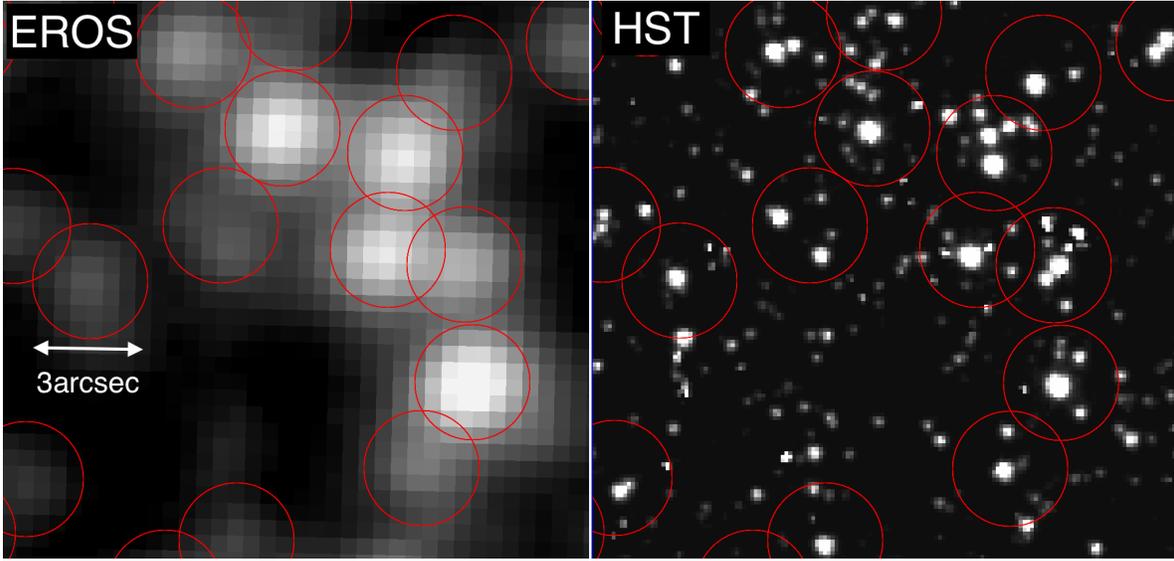


FIGURE 2.9 – Prise de vue de la même zone de ciel par EROS2 à gauche et par le télescope spatial HST (Hubble Space Telescope) (Wide Field Planetary Camera 2) à droite. Les cercles rouges d'un diamètre de 3 arcsec sont centrés sur les positions des sources du catalogue EROS2. La composition multiple des sources de EROS2 est clairement visible sur l'image HST.

de la source et des étoiles 1 et 2 mesurés à travers un premier filtre, et si $\phi'(t)$, ϕ'_1 et ϕ'_2 les flux des mêmes objets mesurés à travers un filtre différent :

$$f'_b = f_b \frac{\phi_1 + \phi_2 \phi'_1}{\phi'_1 + \phi'_2 \phi_1}. \quad (2.45)$$

L'amplification effective dépend donc elle aussi de la longueur d'onde.

La durée de l'événement sera elle aussi affectée. En effet, il est possible de relier l'amplification lumineuse A d'une source à la distance u séparant la ligne de visée et le défecteur (en unité de rayon d'Einstein) avec la formule

$$u(A) = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{1 - \frac{1}{A^2}}}} - 2. \quad (2.46)$$

Ainsi nous pouvons associer un paramètre d'impact apparent $u_{0\text{eff}}$ à l'amplification apparente d'une source subissant un effet de microlentille *blendé*. De même nous pouvons estimer un rayon d'Einstein $R_{E\text{eff}}$ à partir de $u_{0\text{eff}} = b/R_{E\text{eff}} = u_0 R_E/R_{\text{eff}}$. De ce rayon d'Einstein effectif nous pouvons évaluer un temps d'Einstein effectif $t_{E\text{eff}} = R_{E\text{eff}}/v_\perp$. Ainsi nous obtenons

$$\frac{t_{E\text{eff}}}{t_E} = \frac{R_{E\text{eff}}}{R_E} = \frac{u_0}{u_{0\text{eff}}} \quad (2.47)$$

Comme $A_{\text{eff}} < A$, le paramètre d'impact que nous en déduisons $u_{0\text{eff}} > u_0$, et donc $\frac{t_{E\text{eff}}}{t_E} < 1$: le temps d'Einstein effectif d'un événement avec blend est systématiquement plus court que celui d'un événement pur, l'événement apparaît moins long.

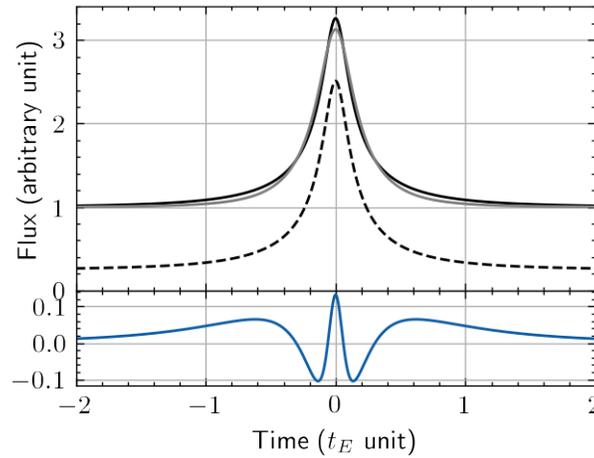


FIGURE 2.10 – Exemple d’une courbe de microlensing avec blend, où la composante amplifiée compte pour 25% du flux de base (courbe en pointillés), tracée en fonction du temps, en nombre de temps d’Einstein. Le flux total de la source est alors la courbe en noir, qui ne peut pas être décrite exactement par une courbe de microlensing pure. La courbe grise montre l’ajustement d’une courbe sans blend à la courbe noire et la courbe des résidus est la courbe bleue en bas.

De façon générale, la forme de la courbe est aussi différente, comme cela peut-être constaté sur la figure 2.10 et ne peut pas être parfaitement ajustée par une courbe d’amplification de microlentille pure.

2.5.2 Impact sur l’efficacité

Le blinding agit de plusieurs façons différentes sur l’estimation de l’efficacité d’une recherche de microlensing. D’une part la présence de *blend* doit être prise en compte pour estimer le nombre réel d’étoiles **observées** : si l’analyse porte sur un certain nombre de sources identifiées, chacune de ces sources peut être en fait l’addition de la lumière de plusieurs étoiles impossibles à résoudre par l’instrument. Alors un événement de microlensing peut avoir lieu sur chacune des étoiles composant la source, augmentant le nombre d’étoiles effectivement susceptibles de subir un effet de lentille par rapport au nombre de sources identifiées dans le catalogue.

D’autre part l’effet de *blinding* modifie directement la courbe de lumière issue d’un événement de microlensing puisque la lumière de l’étoile subissant l’effet de microlentille sera mélangée à celle des autres étoiles. Cela a pour effet de réduire l’efficacité de l’algorithme de recherche. D’abord parce que la forme de la courbe de lumière ne peut plus être exactement ajustée par celle d’un événement de microlensing pur, ce qui peut faire manquer des événements si le blinding est ignoré. Ensuite parce que l’amplification n’est plus achromatique : dans le cas d’un algorithme de recherche préjugant uniquement d’événements achromatiques cela peut réduire l’efficacité. Enfin, et surtout, parce que l’amplification maximale observée est plus faible que l’amplification maximale théorique, en d’autres termes le paramètre d’impact physique est plus petit que le paramètre d’impact mesuré. Puisque l’algorithme est moins efficace pour des faibles amplifications et que la distribution des paramètres d’impact est uniforme, nous détectons donc moins d’événements que dans le cas où les sources ne seraient que

des étoiles uniques (à nombre total d'étoiles égal).

Il faut aussi noter que le t_E retrouvé par un ajustement de la courbe d'un événement *blendé* par la courbe d'un événement pur est systématiquement plus petit que sa valeur réelle ce qui veut dire que, puisque l'efficacité de l'analyse dépend de la durée mesurée de l'événement, il y a là aussi une modification du nombre d'événements attendus difficile à estimer *a priori*. Cela implique aussi que nous sondons des masses plus grandes que si le *blending* était absent.

Tous ces effets agissent sur le nombre total d'événements attendus de façon non triviale et peut potentiellement fortement le modifier, il est donc nécessaire de correctement prendre en compte l'effet de *blending* lors de notre analyse.

2.5.3 Nombre effectif d'étoiles observées

Si nous ne tenons pas compte de l'efficacité de l'analyse (autrement dit que nous considérons que tous les événements dépassant une amplification apparente minimale sont détectés), il est possible d'évaluer le changement du nombre d'événements attendus lorsque le *blending* est pris en compte. Nous notons η le facteur entre le nombre d'événements attendus en prenant en compte le *blending* N_{blend} et le nombre d'événements attendus pour le même nombre de sources mais considérées toutes pures N_{simple} :

$$N_{\text{blend}} = \eta N_{\text{simple}}. \quad (2.48)$$

Ce facteur correspond à l'augmentation du nombre d'événements attendus que pourrait provoquer le *blending* sans tenir compte de l'efficacité de détection. Nous notons N_s le nombre de sources et N_\star le nombre d'étoiles : η n'est pas simplement $\frac{N_\star}{N_s}$ car comme nous l'avons vu le paramètre d'impact mesuré change avec le *blending*, cependant η peut-être calculé simplement.

Par exemple, considérons un seuil de détection tel que la courbe de lumière doit subir une amplification au moins égale à A_T pour être détectée, correspondant à un paramètre d'impact u_T dans le cas d'un effet de microlensing sans *blend* (habituellement nous prenons $u_T = 1$, soit $A_T = 1.34$). Le taux d'événements de microlensing avec une amplification supérieure à A_T est $\Gamma \propto u_T$ (équation 2.30) et le nombre total d'événements ayant eu lieu au bout d'un temps T_{obs} en considérant les sources comme étant pures est $N_{\text{simple}} = \Gamma N_s T_{\text{obs}} \propto u_T N_s = u_T N_\star$.

Or supposons qu'en réalité chaque source soit composée de deux étoiles, de fraction de *blend* f_b pour l'étoile 1 et $1 - f_b$ pour l'étoile 2. Comme précédemment établi, si une étoile de fraction f_b subit un effet de microlensing, l'amplification maximale apparente de la source $A_{\text{max,eff}}$ est plus faible que l'amplification réelle de l'étoile A_{max} . Pour que l'effet de lentille soit détecté l'inégalité $A_{\text{max,eff}} > A_T$ doit être vérifiée, ce qui d'après l'équation 2.43 se traduit pour l'amplification réelle maximale A_{max} de l'étoile par

$$A_{\text{max}} > \frac{A_T - 1 + f_b}{f_b} \quad (2.49)$$

Cette inégalité traduite en terme de paramètre d'impact devient

$$u_0 = u(A_{\text{max}}) < u\left(\frac{A_T - 1 + f_b}{f_b}\right).$$

Ainsi pour que l'effet de lentille soit détecté, l'étoile 1 doit être amplifié avec un paramètre d'impact (réel) inférieur à $u\left(\frac{A_T - 1 + f_b}{f_b}\right)$ et non plus juste inférieur à u_T . La surface derrière

laquelle doit se trouver l'étoile pour subir un effet de microlentille détectable sur la source est alors plus petite. De la même façon, pour l'étoile 2 de fraction de blend $1 - f_b$, ce paramètre d'impact seuil devient $u \left(\frac{A_T - f_b}{1 - f_b} \right)$.

Le nombre d'événements de microlensing qui peuvent potentiellement être détectés est donc

$$N_{\text{blend}} \propto N_s u \left(\frac{A_T - 1 + f_b}{f_b} \right) + N_s u \left(\frac{A_T - f_b}{1 - f_b} \right).$$

Ainsi, le nombre d'événements dans le cas où les toutes les sources sont issues du mélange de deux étoiles de fractions de blend f_b et $(1 - f_b)$ par rapport au nombre d'événements si les sources sont simples est

$$\eta = \frac{N_{\text{blend}}}{N_{\text{simple}}} = \frac{u \left(\frac{A_T - 1 + f_b}{f_b} \right) + u \left(\frac{A_T - f_b}{1 - f_b} \right)}{u_T}. \quad (2.50)$$

Par exemple si $f_b = 0.5$ et $A_T = 1.34$ (donc si chaque source est composée de deux étoiles de flux identiques), le facteur est $\eta = \frac{2u(2A_T - 1)}{u_T} \approx 1.395$: il est donc possible dans cet exemple de détecter jusqu'à 39.5% d'événements supplémentaires en faisant abstraction des changements d'efficacité de détection avec la durée et la forme des événements.

Nous pouvons généraliser cette relation pour N_s sources, dont chaque source j est composée de N_j étoiles contribuant chacune au flux total par des facteurs de blend $f_{b,i,j}$:

$$\eta = \frac{1}{u_T} \frac{1}{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} \sum_{i=1}^{N_j} u \left(\frac{A_T - 1 + f_{b,i,j}}{f_{b,i,j}} \right). \quad (2.51)$$

Par exemple, dans le cas asymptotique où chaque source est composée d'une infinité d'étoiles faibles de même flux, $\eta \rightarrow \frac{1}{A_T - 1} \approx 2.93$. L'augmentation du nombre d'événements potentiellement détectables est donc conséquente à cause du blinding, notamment dans les champs denses, où les sources détectées dans EROS2 et MACHO sont composées de nombreuses étoiles. Encore une fois, la perte d'efficacité de détection de l'algorithme pour des événements fortement *blendés* (pour les raisons mentionnées auparavant) vient contrebalancer cette augmentation et η tel que calculé par la formule 2.51 est un maximum théorique.

2.5.4 Séparation minimale entre les sources

Tant que la séparation entre deux étoiles confondues en une seule source est très grande devant l'angle d'Einstein, nous pouvons les considérer comme isolées et indépendantes dans le cadre du calcul du nombre d'événements attendus : nous sommes dans un régime de blinding classique. Au contraire si les étoiles sont angulairement très proches, séparées par une distance petite devant l'angle d'Einstein alors nous ne discernons qu'un seul pic, sans effet de blinding apparent, car la lumière des deux étoiles est amplifiée en même temps et de la même façon par le déflecteur, se comportant *de facto* comme une étoile unique au regard du microlensing. Cependant lorsque les étoiles sont séparées par une distance de l'ordre du rayon d'Einstein, nous entrons dans un régime intermédiaire où la courbe de lumière ne peut être décrite ni par un effet de microlensing simple ni par l'addition d'un flux constant à un flux amplifié. Nous pouvons alors observer l'addition de deux pics, d'amplifications différentes, plus ou moins

séparés sur la courbe de lumière. Cela peut résulter en deux pics nettement séparés ou en un pic d'amplification apparente asymétrique. Différents exemples de courbes d'amplification sont présentés sur la figure 2.11, avec les configurations géométriques correspondantes des sources et des défecteurs.

L'enjeu est d'estimer la séparation maximale en dessous de laquelle une paire d'étoiles peut-être considérée comme une source unique pour le microlensing. Le régime intermédiaire est problématique puisque que la probabilité de détection est réduite. D'abord l'algorithme de détection est moins efficace pour détecter ces événements parce que la forme de la courbe de lumière peut être radicalement différente d'une courbe de microlentille pure ; ensuite parce que la surface balayée par un défecteur susceptible de provoquer un effet de microlensing est plus petite : au lieu d'avoir la surface balayée par deux cercles (associés à chacune des deux étoiles), la surface balayée dans le cas intermédiaire l'est par une forme plus compacte (par exemple par les contours noirs des deux situations de la figure 2.11a). Cette surface balayée dépend notamment de la direction du défecteur par rapport à l'orientation de la paire d'étoiles.

Dans un champ où la distribution d'étoiles est uniforme et de densité n , une étoile a en moyenne

$$dN = 2\pi n \sin \alpha d\alpha \quad (2.52)$$

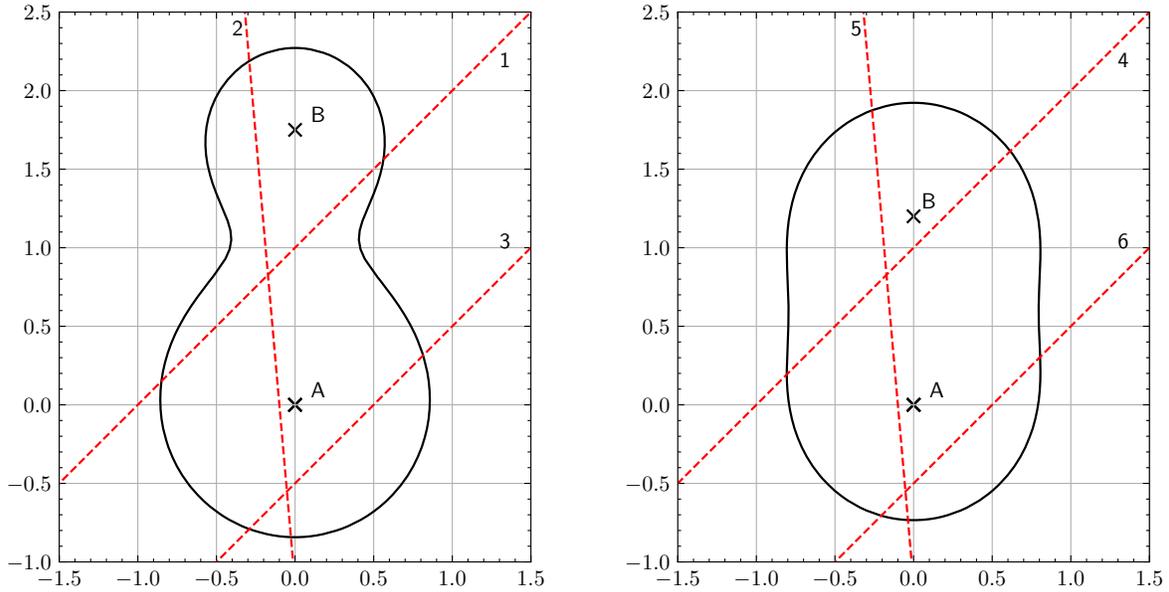
étoiles voisines dans un anneau de rayon α et d'épaisseur $d\alpha$. La quantité de paires accidentelles le long de la ligne de visée, séparées par moins de quelques rayons d'Einstein, est négligeable, même pour de grands rayons d'Einstein. En prenant une densité stellaire de 1500 étoiles/arcmin², dans le cas extrême d'une lentille de masse $1000M_{\odot}$ à $x = 0.2$, le nombre d'étoiles moyen qui se trouve à moins de $2\theta_E$ d'une étoile donnée est

$$N = 2\pi n \int_0^{2\theta_E} \sin \alpha d\alpha \quad (2.53)$$

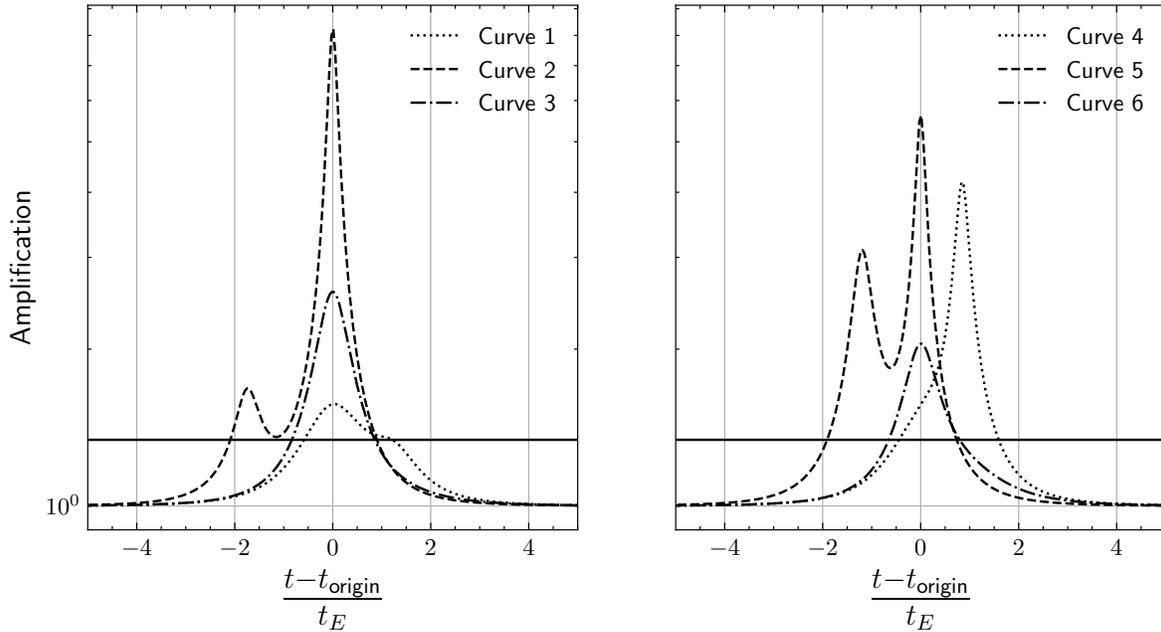
$$\simeq 4\pi n \theta_E^2 \simeq 0.007. \quad (2.54)$$

Ainsi il est clair que dans le cas où nous avons une distribution d'étoiles uniforme, trop peu de paires d'étoiles sont susceptibles d'être suffisamment proches pour donner lieu à des effets de blending dans ce régime intermédiaire ($< 1\%$ des sources). Cependant il se peut que les étoiles que nous observons soient groupées en systèmes multiples physiquement liés (voir chapitre 7), ce qui signifierait que le nombre d'étoiles proches entre elles pourrait être beaucoup plus grand que celui dû au simple hasard. Dans ce cas il faut savoir plus précisément ce qu'il se passe à des séparations de l'ordre du rayon d'Einstein.

La question des effets de microlentille sur des sources multiples a déjà été abordée sous cet angle par GRIEST et HU, 1992. En utilisant leurs résultats, nous pouvons dire qu'à partir de 1.5 rayons d'Einstein de séparation, l'ensemble des paires peuvent être considérées comme séparées, donc compter classiquement dans le blend. Pour simplifier, nous supposons qu'aucun des événements intermédiaires ne sont ignorés dans notre analyse (les seuls pouvant être réellement problématiques sont les cas rares à deux pics d'amplification). En s'appuyant sur les figures de GRIEST et HU, 1992 dont une est donnée ici en figure 2.12, nous décidons d'approcher, pour les systèmes binaires, le facteur η au nombre de paires par une fonction de rampe passant de 1 à η entre $0.1R_E$ et $1.75R_E$. Il vaut 1 pour de plus petits rayons puisque dans ce cas les paires se comportent comme des sources uniques. C'est cette fonction rampe que nous utiliserons dans le chapitre 7.



(a) Trajectoires de déflecteurs (tiret rouge) par rapport à deux étoiles A et B blendées en une seule source, à gauche l'étoile A a un $f_b = 0.8$, à droite le blend de l'étoile A est $f_b = 0.5$. Le contour noir correspond aux positions où doit être le déflecteur pour que la source subisse une amplification totale de 1.34. Les coordonnées sont données en unité de R_E du déflecteur.



(b) Courbes d'amplification de la source correspondant aux trajectoires de la figure (a), à gauche $f_b = 0.8$ pour l'étoile A, à droite $f_b = 0.5$. La ligne noire correspond à une amplification de 1.34. Le t_{origin} est l'instant pour lequel le déflecteur est le plus proche de l'étoile A (et ne correspond donc pas forcément à la date d'amplification apparente maximale). Les courbes 3 et 6 sont très proches d'être des courbes de microlensing avec blend classique car les déflecteurs passent loin de l'étoile B tandis que les autres présentent des déviations importantes.

FIGURE 2.11 – Exemples de courbe de microlensing dans le régime intermédiaire de blending.

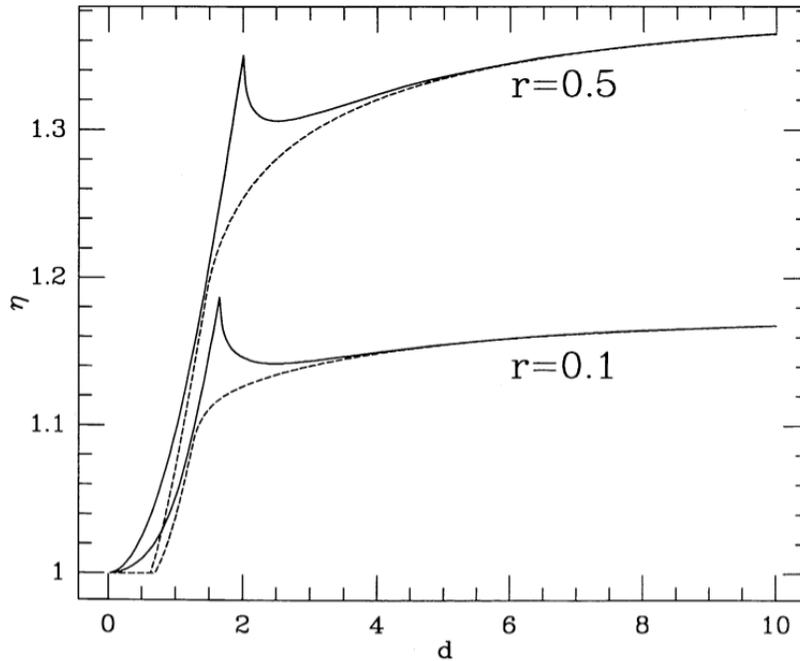


FIGURE 2.12 – Figure issue de GRIEST et HU, 1992. Évolution du facteur $\eta = \frac{N_{\text{blendé}}}{N_{\text{simple}}}$, dans le cas de paires dont la fraction de blend est notée ici r , en fonction de la séparation de la paire d en unité de R_E . Lorsque la séparation est nulle le facteur de correction est 1, lorsque la séparation est grande η tend vers la valeur donnée par la formule 2.50, toujours supérieur à 1. Ce graphe ne prend pas en compte l'éventuelle perte d'efficacité de l'algorithme de détection, par exemple en ce qui concerne la présence de deux pics. La courbe en pointillés est une approximation, donnée par les auteurs, de la courbe continue.

2.5.5 Effet de xallarap

De la même façon que le mouvement de la Terre autour du Soleil peut invalider l'approximation d'un mouvement relatif rectiligne uniforme entre source et déflecteur, le mouvement des composantes d'un système multiple autour de leur centre de gravité peut avoir un effet similaire. Cet effet a été baptisé xallarap et est mentionné par exemple dans GRIEST, 1991. Son impact est étudié plus en détail dans HAN et GOULD, 1997, pour des binaires de courte période et pour des déflecteurs de plus petites masses que celles que nous considérons. HAN et GOULD, 1997 concluent que les fluctuations estimées induites par le xallarap ne sont que de l'ordre du %, donc impossible à détecter dans EROS/MACHO.

Chapitre 3

Effet de la parallaxe sur l'efficacité

La parallaxe peut modifier les courbes présentant des effets de microlentille, à plus forte raison sur les événements longs de plusieurs années, où des déviations importantes par rapport à une courbe standard pourraient être attendues. Nous cherchons dans ce chapitre à évaluer l'effet qu'aurait la parallaxe sur l'efficacité de détection d'effets de microlentille, sur notre analyse, mais aussi de façon plus générale pour n'importe quelle recherche systématique de microlentilles vers le LMC ou le SMC.

3.1 Simulation des paramètres

Tout d'abord, nous simulons des jeux de paramètres physiques x , θ et v_{\perp} qui nous serviront à simuler des effets de lentilles avec parallaxe. x et \vec{v}_d sont tirés selon les deux modèles décrits dans la section 2.3.1, v_{\perp} et θ sont ensuite calculés à partir de ces deux paramètres. Dans ce chapitre nous n'utiliserons que la forme analytique des courbes de lumière, nous ne simulerons pas de mesures photométriques afin de rester le plus général possible. Ici sont rapidement présentés les résultats de la simulation.

Nous nous penchons d'abord sur les grandeurs physiques, la vitesse relative effective des défecteurs v_{\perp} et le ratio de distance x . Leurs distributions sont montrées en figure 3.1. Il est clair que dans le cas du disque épais, les défecteurs sont beaucoup plus ramassés sur le disque galactique puisqu'il n'y en a que peu au delà $x = 0.15$, comme attendu. Nous voyons aussi que la vitesse apparente des défecteurs est beaucoup plus faible dans le cas du disque épais que du halo. Cela est dû au fait que le Soleil et le défecteur sont entraînés dans la même rotation autour du centre galactique, de plus le LMC est trop loin pour que sa vitesse propre influe beaucoup.

Dans la figure 3.2 nous avons tracé la répartition de la parallaxe π_E en fonction du temps d'Einstein t_E , calculés à partir de x et v_{\perp} en fixant la masse des lentilles à 30 masses solaires. Les événements issus du disque épais présentent des parallaxes plus élevées que ceux du halo, ce qui fait nous attendre à des effets de parallaxe plus importants et plus nombreux. Les événements sont aussi plus longs en moyenne pour le disque épais, ce qui faciliterait en plus la mesure des parallaxes pour cette répartition de matière noire.

Il est à noter que la distribution de θ n'est pas uniforme et change avec la distance au LMC (voir figures 3.3).

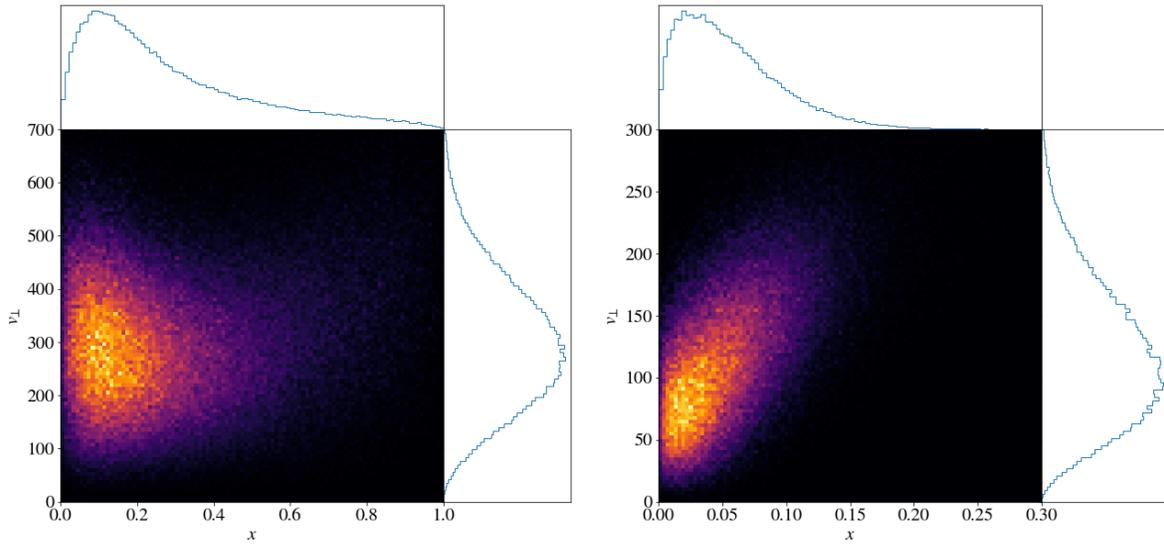


FIGURE 3.1 — *Distributions obtenues pour les paramètres x et v_{\perp} , pour le halo à gauche, pour le disque épais à droite.*

3.2 Quantification de la distorsion due à la parallaxe

A priori, l'effet de parallaxe peut fortement impacter la forme de la courbe de lumière perçue par l'observateur sur Terre. Celle-ci peut devenir très asymétrique et/ou présenter plusieurs pics d'amplification supplémentaires. Il convient d'estimer comment cet effet peut influencer sur différents aspects de l'analyse. Nous cherchons donc à définir des grandeurs permettant d'estimer "l'éloignement" entre un événement tenant compte de la parallaxe (c'est-à-dire vu depuis la Terre) et un événement standard (c'est-à-dire vu depuis le Soleil). Nous avons arrêté notre choix sur deux quantités :

- la première permettant d'évaluer l'impact de la parallaxe sur l'efficacité de détection des événements de microlensing (quelle proportion d'événements serait manquée en écartant la prise en compte de la parallaxe ?)
- la seconde permettant d'évaluer la détectabilité de l'effet de parallaxe lui-même (quelle proportion d'événements pourraient avoir un effet de parallaxe mesurable ?).

Dans toute la suite, nous ne considérerons que les courbes dont l'amplification maximale effective dépasse 1.34 ($u_0 < 1$) car c'est un critère qui a été très couramment appliqué par les expériences de recherche de microlentille dans leurs analyses.

3.2.1 Impact sur l'efficacité de détection

Les relevés historiques se sont concentrés sur la recherche d'événements standards et leurs algorithmes de recherche étaient optimisés pour ces événements simples. Étant donné les déformations induites, il est légitime de se demander dans quelle mesure le fait de négliger la parallaxe pourrait affecter à la fois la capacité de détection de l'analyse et son efficacité.

De façon générale, la recherche se faisait d'abord en général par une présélection, requérant notamment que les événements retenus présentent un pic à fort signal sur bruit. Plusieurs

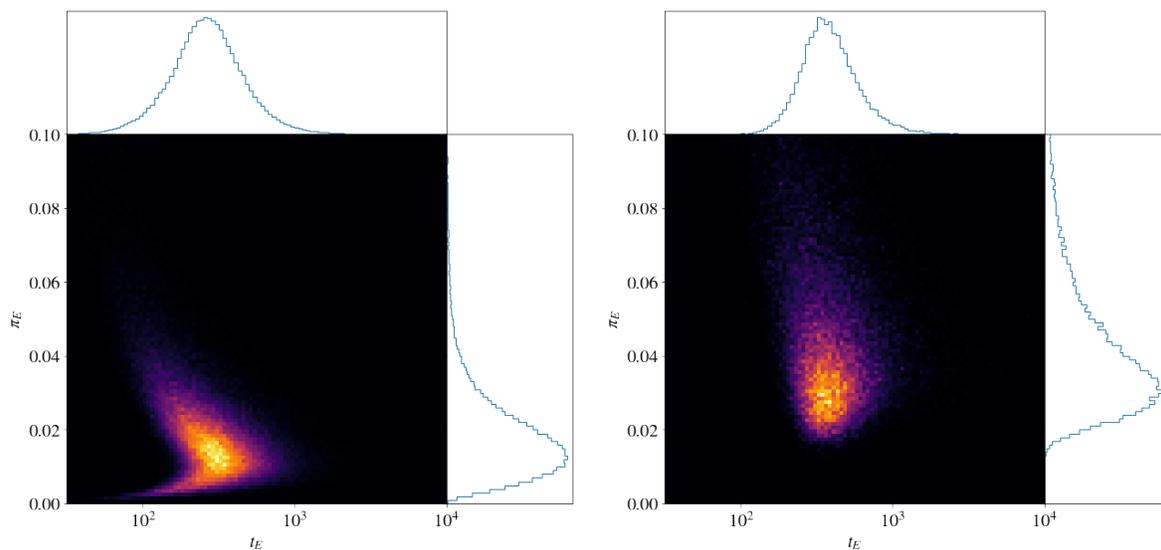


FIGURE 3.2 – Distributions obtenues pour les paramètres π_E et t_E , pour le halo à gauche, pour le disque épais à droite, pour des lentilles de $30 M_\odot$.

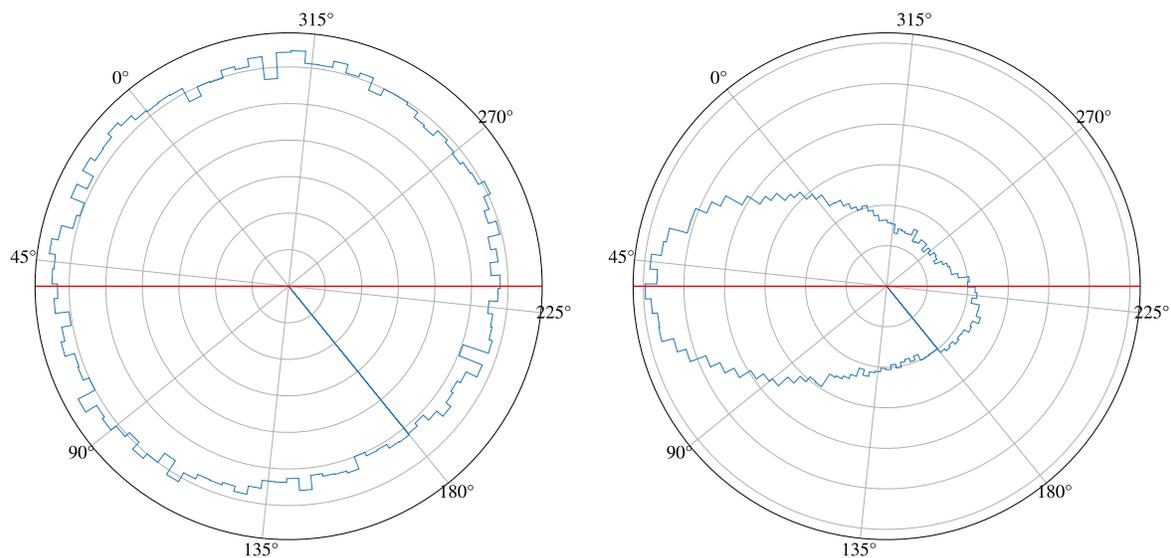


FIGURE 3.3 – Distributions obtenues du paramètre θ , pour le halo à gauche, pour le disque épais à droite. Les figures sont orientées de façon à ce que la ligne rouge soit parallèle au plan galactique.

milliers de courbes étaient alors ensuite inspectées visuellement pour rechercher des candidats. Dans un second temps, pour évaluer l'efficacité de détection de l'analyse, les données étaient analysées par un algorithme automatisé aux contraintes plus sévères que lors de la première recherche (conditions sur l'ajustement d'un effet de microlentille, élimination de variabilités connues, etc). Ainsi certains événements peuvent ne pas être retenus dans la sélection finale à cause des distorsions induites par la parallaxe.

3.2.1.1 Écart photométrique minimal

Nous ne simulons ni les données d'une expérience particulière, ni leur algorithme de recherche. Nous utilisons donc une grandeur très générique. Ainsi la première mesure retenue est obtenue en minimisant l'écart absolu maximal entre la courbe avec parallaxe, fixée, et une courbe sans parallaxe dont nous faisons varier les paramètres u_0, t_0 et t_E :

$$D_\pi = \min_{t_E, t_0, u_0} \left\{ \max_t |m_\oplus(t) - m_\odot(t, t_E, t_0, u_0)| \right\} \quad (3.1)$$

En partant du principe qu'une différence suffisamment importante, même localisée, entre les deux courbes pourrait perturber un algorithme simple de détection, cette distance permet d'avoir une première idée de la sévérité des déformations induites par la parallaxe sur l'efficacité de détection. À titre d'exemple, sur la deuxième ligne de la figure 3.7, la courbe de lumière vue depuis le Soleil correspondant à la distance minimale D_π est tracée en rouge.

3.2.1.2 Nombre de pics

En complément de l'écart photométrique minimal, le nombre de pics que présente la courbe avec parallaxe est calculé. En effet la plupart des critères de présélection requièrent qu'un seul pic significatif soit observé, alors que dans des cas de fort effet de parallaxe, des pics secondaires peuvent apparaître. Nous définissons le nombre de pics par le nombre de maximums locaux dépassant un seuil, séparés par un minimum local sous ce même seuil. Ici, nous considérons une courbe de lumière calculée sur une durée de $2t_E + 2000$ jours, centrée en t_0 , avec un échantillonnage d'une mesure par jour. Cet échantillonnage étant bien meilleur que celui des expériences passées et futures nous faisons une estimation conservatrice du nombre de pics (de façon générale les éventuels pics dus à un fort effet de parallaxe sont séparés par environ un an ; les cas où la séparation est de l'ordre de quelques jours correspond à des configurations géométriques très particulières et par conséquent très rares).

3.2.1.3 Quantification de la probabilité de manquer un événement

Une fois D_π estimé pour tous les jeux de paramètres, nous calculons le rapport entre le nombre de courbes qui dévient d'une valeur seuil donnée en au moins un point et le nombre total de courbes. Pour rappel nous ne considérons que les courbes de lumière dont l'amplification maximale correspond à $u_0 < 1$ à la fois au numérateur et au dénominateur. Ce résultat est présenté dans la figure 3.4.

Par exemple pour MACHO+EROS2, la précision photométrique optimale était de l'ordre de $\sigma_{phot} = 0.05$ mag (pour des sources de 18-19 mag), c'est de façon générale l'ordre de grandeur de la meilleure précision photométrique pour les relevés historiques. Nous pouvons voir que 5% des courbes présentent des déviations plus grandes que 0.05 mag pour des lentilles

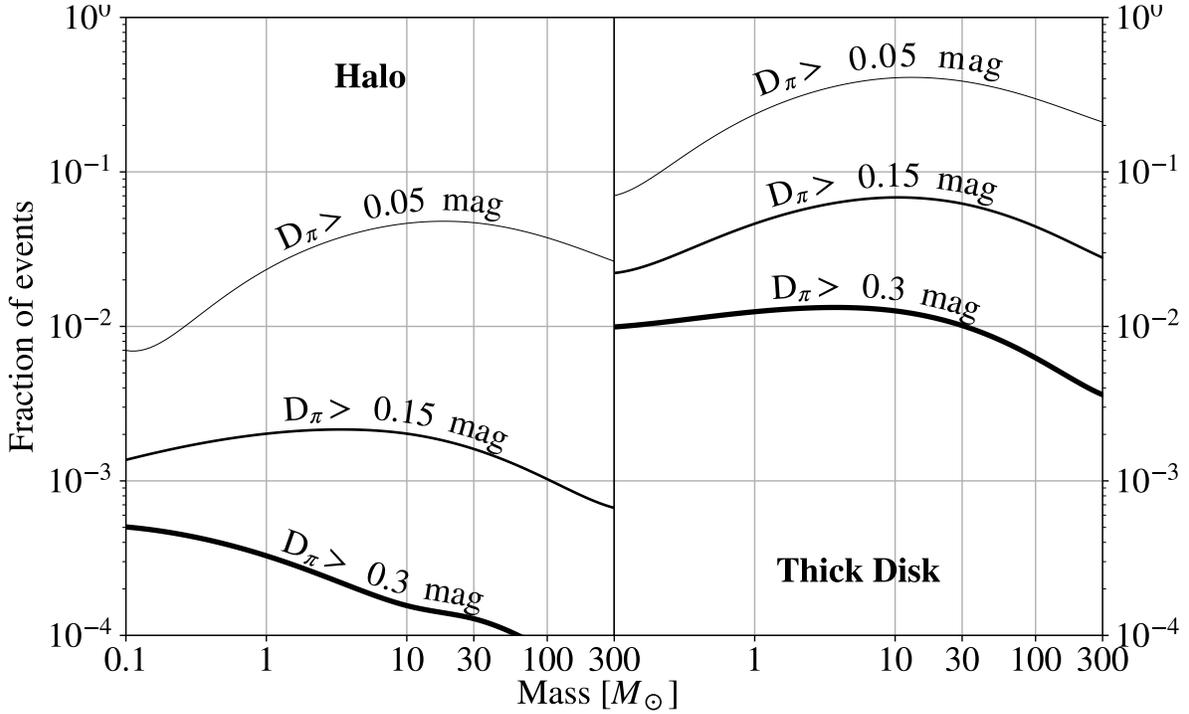


FIGURE 3.4 – Fraction des courbes de lumière pour lesquelles D_{π} dépasse un certain seuil. À gauche dans le cas du modèle de halo sphérique, à droite dans le cas du modèle de disque épais.

dans le halo, et jusqu'à 40% pour des lentilles dans le disque épais. Ce seuil de 0.05 mag est assez conservateur et ne reflète sûrement pas la réalité de la souplesse de la présélection. Si nous considérons un seuil à $3\sigma_{phot}$ comme étant significatif alors la fraction d'événements dont la déviation est supérieure à ce seuil est réduite à moins de 1% pour le halo et à moins de 8% pour le disque épais.

De plus, en requérant que la courbe présente plus d'un seul maximum local (comme défini dans le paragraphe précédent) pour être rejeté par un algorithme, une plus faible fraction encore des événements sont rejetés (voir figure 3.5). Nous observons que pour n'importe quel seuil entre 0.05 mag et 0.5 mag et pour n'importe quelle masse, cette fraction n'est clairement plus significative (moins de 0.6% dans tous les cas).

Ainsi l'analyse de la distribution des distances D_{π} nous montre donc que seul un pourcentage faible d'événements seraient indûment écartés par des analyses classiques même dans le cas d'algorithmes peu tolérants. Dans tous les cas moins de 5% des événements provenant d'un halo de matière noire pourraient être manqués. Si les lentilles sont toutes situées dans le disque épais, alors même si les distorsions peuvent plus fréquemment dépasser 0.05 mag, les événements ne devraient pas être rejetés par les coupures de présélection classique (ni même, dans 92% des cas, être rejetés par un algorithme complet pouvant tolérer des déviations de l'ordre de 0.15 mag).

Cependant pour une expérience avec une meilleure précision photométrique telle que LSST (~ 0.005 mag, LSST SCIENCE COLLABORATION et al., 2009), une fraction importante d'événements pourrait présenter des déviations significatives. Il sera donc nécessaire de prendre en compte cet effet lors de l'élaboration des algorithmes de recherche pour ces expériences et de

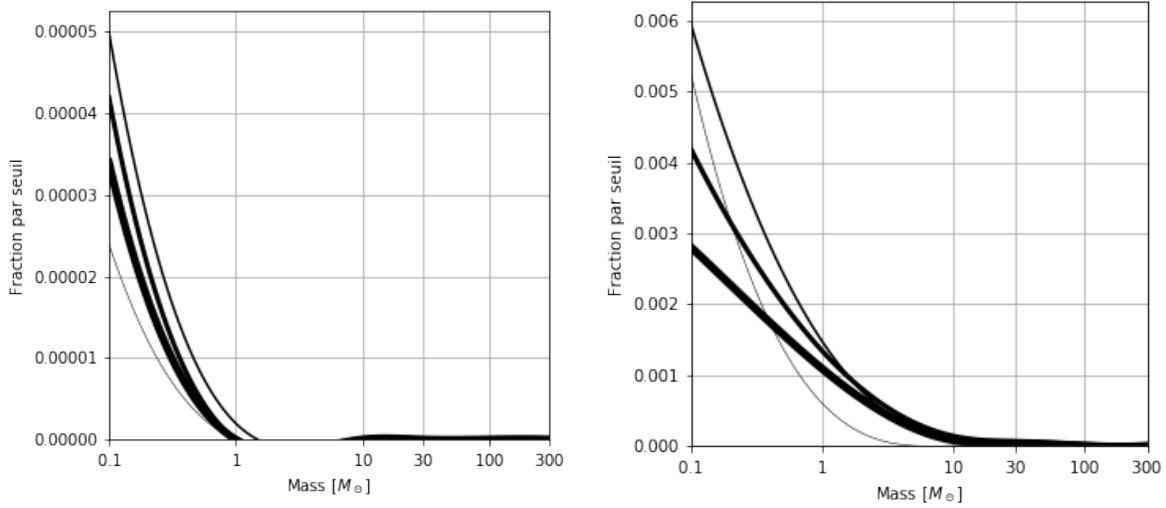


FIGURE 3.5 – Fraction d'événements présentant plus d'un pic, tel que définit dans le paragraphe sur le nombre de pics, pour le halo à gauche, pour le disque épais à droite, du trait le plus fin au plus épais, pour des seuils de 0.05, 0.15, 0.3, 0.5 mag.

l'évaluation de leur efficacité, d'autant plus qu'un examen visuel sur toutes les courbes présentant des variations intéressantes sera rendu impossible par le nombre de sources observées (dans le cas de LSST au moins).

Nous avons détaillé dans la figure 3.6 la proportion d'événements dont la distance D_π dépasse un certain seuil pour différentes masses en fonction de t_E , dans le cas où l'amplification maximale est supérieure à 1.34. Notons que cette proportion est relativement plus grande pour des événements longs ($\gtrsim 1000$ jours) par rapport aux événements courts, même si elle reste faible dans l'absolu.

3.2.2 Probabilité de détection de la parallaxe

Comme mentionné auparavant, la modification d'une courbe présentant un effet de microlentille induite par la parallaxe permet d'obtenir de nouvelles informations sur les paramètres physiques de la lentille. Il est notamment possible d'estimer sa masse de façon plus précise. Être capable de détecter l'effet de la parallaxe est donc très important. Dans la suite, nous essayons d'estimer la proportion d'événements de microlentille dont la parallaxe pourrait être détectée et nous présentons les résultats pour EROS2+MACHO et pour LSST.

3.2.2.1 Écart photométrique intégré minimal

Pour estimer si une courbe de lumière, considérée comme ayant subi un effet de microlentille, présente ou non un effet de parallaxe, le plus naturel est de calculer la différence de χ^2 entre l'ajustement d'une courbe avec et sans parallaxe. Cependant, comme précédemment noté, nous ne disposons que des courbes mathématiques, sans simuler une expérience en particulier. Ainsi, par analogie avec une courbe de lumière discrète, nous définissons un pseudo- χ^2

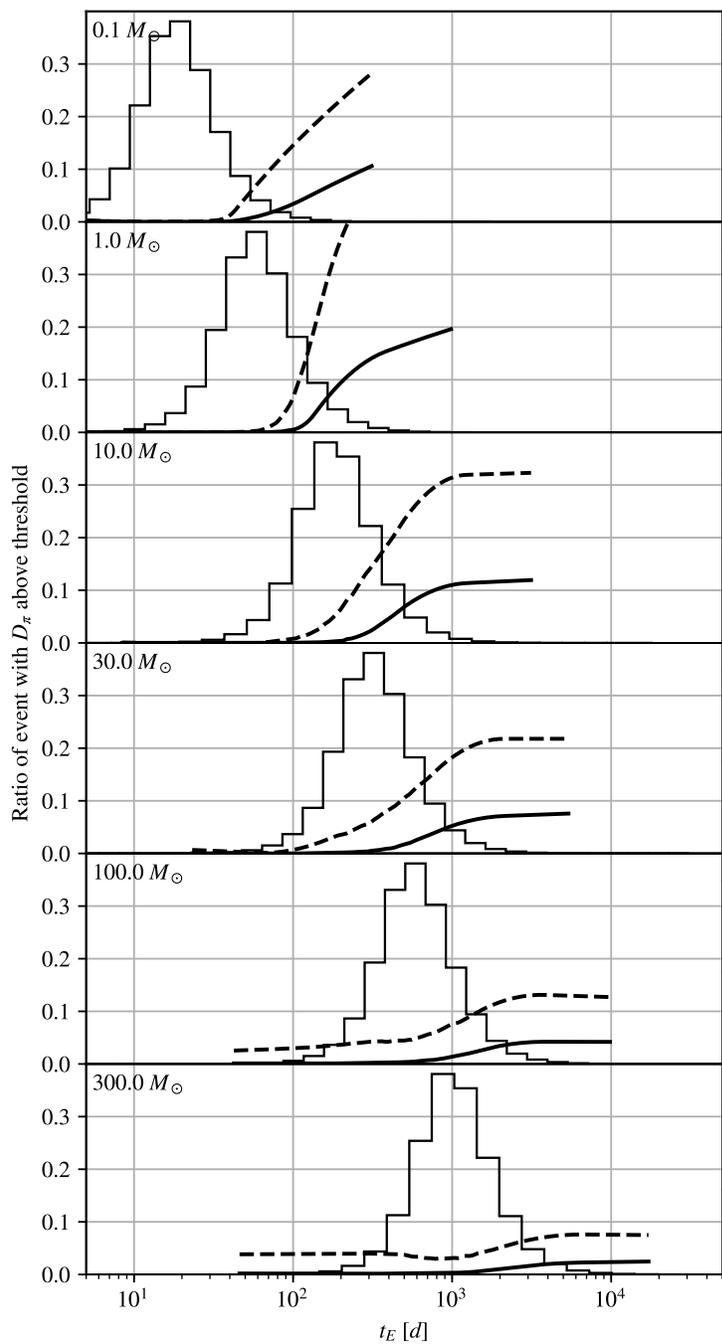


FIGURE 3.6 — Ces courbes donnent les fractions d'événements dont D_{π} dépasse le seuil de 0.1 mag (trait plein) ou 0.05 mag (pointillés), en fonction de t_E . L'histogramme en noir montre la distribution d'événements en fonction de t_E .

pour N_{obs} degrés de liberté¹, que nous minimisons :

$$\tilde{\chi}_\pi^2 = N_{\text{obs}} + \min_{t_E, t_0, u_0} \int_0^{T_{\text{obs}}} \frac{(m_\odot(t, t_E, t_0, u_0) - m_\oplus(t))^2 dt}{\sigma^2 \Delta t} \quad (3.2)$$

$$= N_{\text{obs}} + \frac{f_s}{\sigma^2} \min_{t_E, t_0, u_0} \int_0^{T_{\text{obs}}} (m_\odot(t, t_E, t_0, u_0) - m_\oplus(t))^2 dt \quad (3.3)$$

$$\approx N_{\text{obs}} + \frac{f_s}{\sigma^2} \min_{t_E, t_0, u_0} \int_{-\infty}^{+\infty} (m_\odot(t, t_E, t_0, u_0) - m_\oplus(t))^2 dt \quad (3.4)$$

où T_{obs} est la durée totale d'observation, f_s la fréquence d'échantillonnage, $\Delta t = \frac{1}{f_s}$ l'intervalle moyen entre deux mesures, N_{obs} le nombre d'observations, σ est l'erreur photométrique moyenne en magnitude et m_\odot (resp. m_\oplus) est la magnitude de la source observée depuis le Soleil (resp. depuis la Terre). Ce $\tilde{\chi}_\pi^2$ est la valeur vers laquelle tendrait le χ^2 d'un ajustement d'un effet de microlentille vu depuis le Soleil sur une courbe de lumière vue depuis la Terre pour un nombre infini de réalisations de la même observation.

Dans cette étude nous avons uniquement calculé l'intégrale à l'infini, les paramètres f_s , N_{obs} et σ peuvent être fixés *a posteriori* pour évaluer la fraction d'événements avec un effet de parallaxe significatif pour un échantillonnage temporel et une précision photométrique donnés. Pour des événements de longue durée, l'irrégularité de l'échantillonnage temporel influe peu, du moment qu'il n'y a pas d'intervalles de l'ordre de l'année sans mesure. Cependant l'utilisation de $\tilde{\chi}_\pi^2$ ne se substitue évidemment pas à une simulation dédiée de courbes selon les paramètres d'une expérience puisque :

- La variation de la précision photométrique avec la magnitude n'est pas prise en compte.
- Certains événements peuvent être significativement différents d'un événement simple pour une durée supérieure à celle de l'expérience et amener à surévaluer $\tilde{\chi}_\pi^2$, étant donné le fait que nous calculons l'intégrale entre $-\infty$ et ∞ , plutôt que sur la durée d'une expérience.
- Le cadencement a une importance sur la détection des événements plus courts ou/et très amplifiés.

Sur la figure 3.7, sur la dernière ligne, la courbe de lumière qui correspond au $\tilde{\chi}_\pi^2$ minimum obtenu est tracée en bleu. Elle est en général proche de celle qui correspond au D_π minimum pour les courbes aux déviations faibles.

3.2.2.2 Quantification de la probabilité de détection de la parallaxe.

En pratique, pour évaluer $\tilde{\chi}_\pi^2$, nous ajustons une courbe de microlensing simple à la courbe simulée. $\tilde{\chi}_\pi^2$ est obtenu en minimisant l'intégrale du carré de la différence entre les deux courbes (cf équation 3.2). De cette valeur nous pouvons calculer la p-value pour déduire le degré de confiance que l'événement ne soit pas confondu avec un événement de microlentille simple :

$$\text{p-value} = 1 - CDF_{\chi^2}(\tilde{\chi}_\pi^2, N_{\text{obs}})$$

1. Nous supposons que le nombre de degrés de liberté peut se confondre avec le nombre d'observations, c'est-à-dire $N_{\text{obs}} \gg 6$

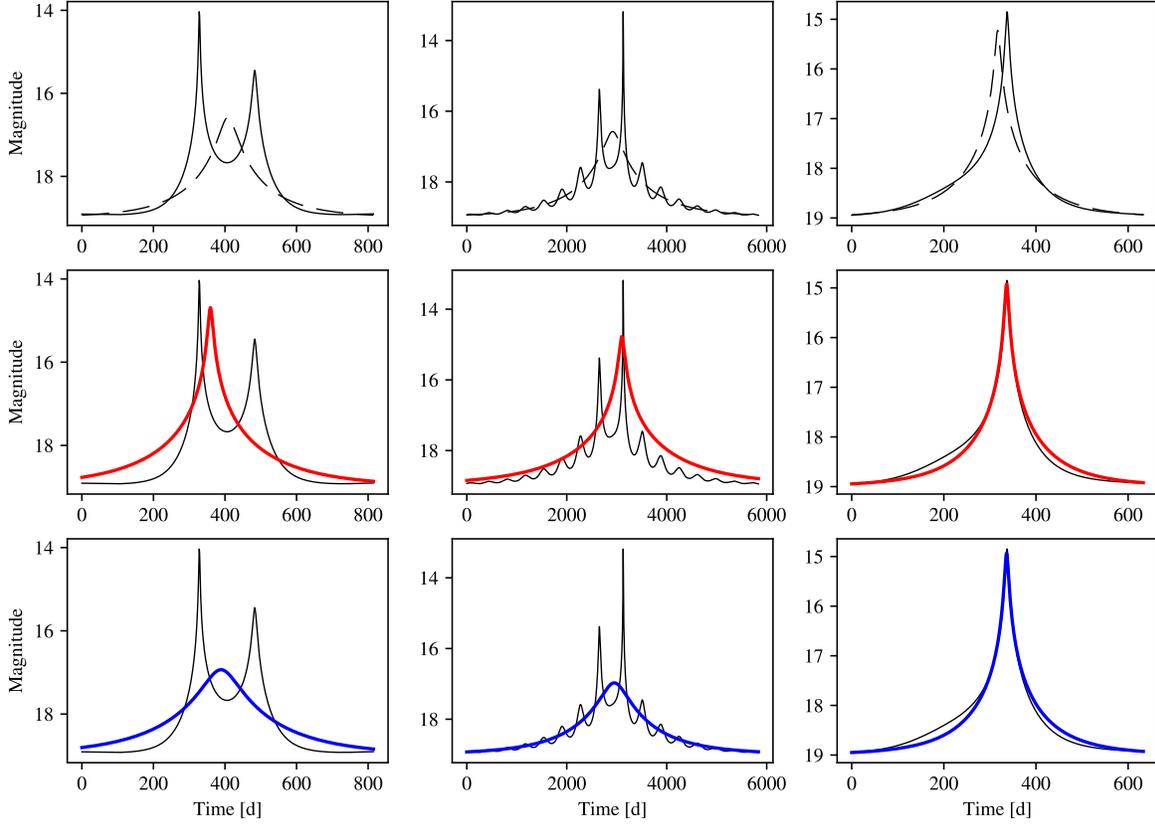


FIGURE 3.7 – Les trois colonnes correspondent chacune à un événement différent, dont la courbe de lumière est en trait plein noir sur les trois lignes. Sur la première ligne est représentée la courbe de lumière du même événement vu depuis le Soleil (en pointillés). Sur la deuxième ligne est représentée la courbe de microlensing vu depuis le Soleil qui minimise D_π (en rouge). Sur la troisième ligne est représentée la courbe de microlensing vu depuis le Soleil qui minimise $\tilde{\chi}_\pi^2$ (en bleu).

Paramètres	courbe 1	courbe 2	courbe 3
u_0	0.108	0.110	0.031
t_E (jours)	204	1458	-158
π_E	0.41	0.18	0.123
θ (rad)	0.50	3.22	5.11
v_\perp (km.s ⁻¹)	18	4	-78
x	0.12	0.42	0.13
M (M_\odot)	0.1	0.1	1

TABLE 3.1 – Paramètres des 3 effets de microlentilles de la figure 3.7

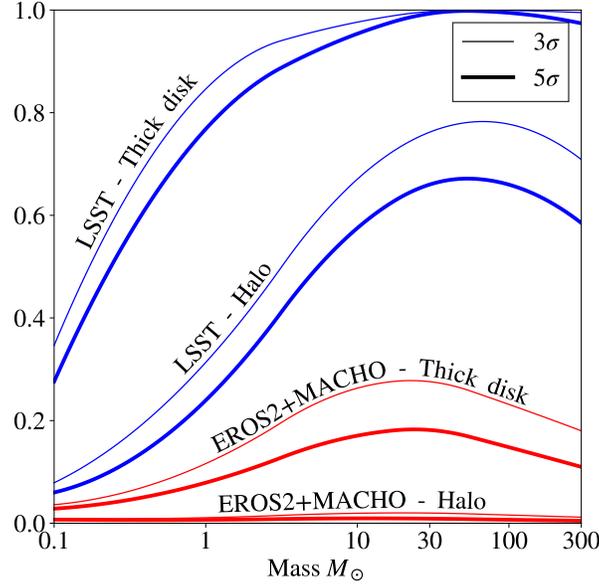


FIGURE 3.8 – Fraction de courbes dont la parallaxe est mesurable avec une signifiante supérieure à 3σ (resp. 5σ) en trait fin (resp. épais) en fonction de la masse des défecteurs.

CDF_{χ^2} est la fonction de répartition cumulée de la distribution du χ^2 et $N_{\text{obs}} = f_s T_{\text{obs}}$. Il est aussi possible de calculer une valeur approchée pour un nombre d'observations N_{obs} suffisamment grand :

$$\begin{aligned} \text{p-value} &= \frac{1}{2\pi} \int_{\sqrt{2\tilde{\chi}_\pi^2} - \sqrt{2N-1}}^{\infty} e^{-x^2/2} dx \\ &= \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\frac{\sqrt{2\tilde{\chi}_\pi^2} - \sqrt{2N-1}}{\sqrt{2}} \right) \\ &= \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\sqrt{\tilde{\chi}_\pi^2} - \sqrt{N - \frac{1}{2}} \right) \end{aligned}$$

ou encore :

$$\begin{aligned} \text{p-value} &= \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{\tilde{\chi}_\pi^2 - N}{\sqrt{2N}}}^{\infty} e^{-x^2/2} dx \\ &= \frac{1}{2} \text{erfc} \left(\frac{\tilde{\chi}_\pi^2 - N}{2\sqrt{N}} \right) \end{aligned}$$

De cette grandeur nous pouvons évaluer la proportion d'événements où l'effet de parallaxe est mesuré de façon significative.

En prenant les paramètres projetés pour LSST ($\sigma = 0.005$ mag, $f_s = 1/4j^{-1}$ et $T_{\text{obs}} = 4000$ j) et pour l'ensemble MACHO+EROS2 ($\sigma = 0.05$ mag, $f_s = 1/5j^{-1}$ et $T_{\text{obs}} = 4000$ j), nous obtenons les courbes montrées en figure 3.8.

Nous partons du principe qu'aucun événement n'est manqué malgré la parallaxe. Dans le cas du modèle de halo, nous constatons que si, dans une étude conjointe de MACHO et

EROS2, peu d'événements ont une parallaxe significative, la proportion d'événements dont la parallaxe pourra être mesurée dans LSST est bien plus conséquente (pour des masses $M > 0.1 M_{\odot}$). Ceci grâce à la bien meilleure précision photométrique. Dans le cadre du modèle de disque épais, les conclusions sont les mêmes, au détail près que la parallaxe devrait aussi être mesurable dans une fraction non négligeable de cas pour EROS+MACHO au-delà de $10 M_{\odot}$.

3.3 Effet du blinding

Rappelons que le blinding (ou effet de confusion) est l'addition des flux de plusieurs étoiles dans une seule courbe de lumière. Lorsqu'une de ces étoiles subit du microlensing, seule sa contribution est amplifiée. L'amplification apparente de la courbe de lumière est donc plus faible que si elle ne comprenait que le flux d'une étoile unique (voir section 2.5). Pour quantifier le blinding, un paramètre est nécessaire par couleur, le facteur de *blend* f_b . Quand $f_b = 1$ aucune étoile n'est confondue avec l'étoile subissant l'effet de microlentille, quand f_b est proche de 0, le flux de celle-ci est noyé dans la lumière d'autres étoiles.

Le blinding induit alors deux effets concurrents sur l'impact de la parallaxe. Pour les mêmes paramètres :

- Il réduit l'amplification maximale effective d'une courbe de lumière : le seuil d'amplification maximale étant constant, seuls les événements avec de plus petits u_0 pourront être détectés, donc ceux dont les distorsions dues à la parallaxe sont **plus marquées**. La diminution du u_0 effectif est visible dans la figure 3.9.
- Il réduit la différence relative entre flux de la source avec parallaxe et sans parallaxe. Les distorsions dues à la parallaxe deviennent alors systématiquement **moins importantes**.

Dans tous les cas, le blinding réduit le nombre total d'événements avec une parallaxe problématique, mais la fraction relative de courbes de lumière fortement distordues n'évolue pas de façon triviale puisque les deux effets entrent en concurrence.

Pour étudier cette effet, les paramètres de microlensing ont à nouveau été générés en ajoutant un paramètre de blend f_b , tiré uniformément entre 0 et 1.

La figure 3.10 montre l'évolution de la fraction des événements dont D_{π} est supérieur à différents seuils, entre des événements ayant un blend $f_b > 0.9$ et des événements avec une valeur de blend $0.45 < f_b < 0.55$. Cette fraction est visiblement peu affectée par le blend que ce soit dans le cas du halo ou du disque épais (mis à part, pour le halo, une augmentation de $\approx 6\%$ à $\approx 10\%$ de la fraction de courbes dont D_{π} est supérieur à 0.05 mag). Il se peut que ces changements ne soient du qu'au blinding en lui-même (puisque lui-même change la forme des courbes de lumières) et peu ou pas accentués par la parallaxe. Nous n'avons pas vérifié si le blinding seul induisait des déformations importantes. Toujours est-il que jusqu'à un paramètre de blend raisonnable, les conclusions à propos de l'impact de la parallaxe sur l'efficacité sont les même avec et sans blend.

3.4 Conclusions

Nous avons considéré le cas d'algorithmes classiques, rejetant les courbes de lumière possédant plus d'une bosse et dont les déformations, par rapport à une courbe de microlensing simple, sont de l'ordre de la précision photométrique. Dans ce cas, l'effet de parallaxe, dans

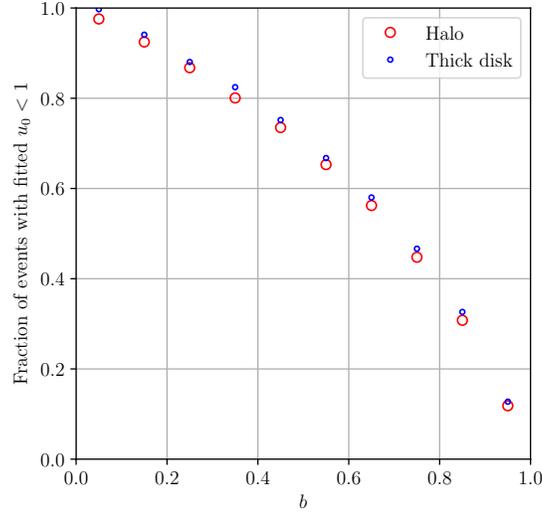


FIGURE 3.9 – Fraction des courbes de lumières dont le u_0 effectif est inférieur à 1 par rapport au nombre de courbe dont le u_0 généré est inférieur à 1, pour différents intervalles de paramètres de blend.

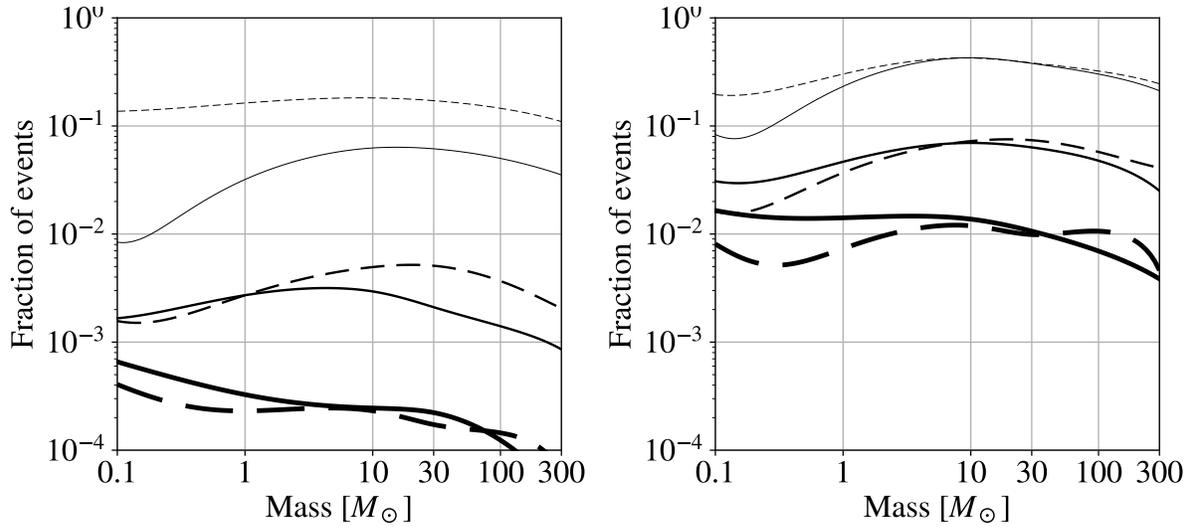


FIGURE 3.10 – Fraction des courbes de lumière pour lesquelles D_π dépasse un certain seuil. À gauche dans le cas du modèle de halo sphérique, à droite dans le cas du modèle de disque épais. Les seuils sont du plus au moins épais 0.3, 0.15 et 0.05 mag. Les courbes pleines correspondent à des courbes avec un paramètre de blend $f_b > 0.9$ et les courbes en pointillés ont un paramètre de blend compris entre 0.45 et 0.55.

le cadre des modèles habituels de matière noire galactique, n'aura que peu d'impact sur l'efficacité de détection des microlentilles de longue durée en direction du LMC. Nous avons aussi pris en compte le blending, qui ne change pas significativement l'impact de la parallaxe et les conclusions restent donc inchangées en sa présence.

Si l'efficacité de détection n'est pas fortement modifiée par la parallaxe, il en va autrement de la proportion d'événements dont l'effet de parallaxe est détectable. Avec MACHO+EROS2 seulement, nous ne pourrions pas en général distinguer l'effet de la parallaxe dans le cas d'une répartition de matière noire en halo sphérique, mais si la matière noire est principalement distribuée dans le disque épais, nous pourrions en distinguer jusqu'à une vingtaine de pourcents. En revanche LSST (ou des dispositifs de précision semblable) serait capable de mesurer cet effet sur la majorité des courbes de lumière, au moins pour des lentilles de masse $M \gtrsim 1 M_{\odot}$, et ce pour les deux modèles considérés.

Chapitre 4

Combinaison des catalogues

La nouveauté de l'analyse présentée dans cette thèse est l'utilisation de plusieurs relevés vers le LMC afin de mettre bout à bout leurs courbes de lumière pour obtenir de très longues durées d'observation. Dans ce chapitre nous décrivons les expériences que nous utilisons, EROS2 et MACHO, et leur catalogues respectifs, puis leur combinaison.

4.1 Présentation des expériences

Dans cette section sont présentés succinctement les expériences MACHO et EROS. Les caractéristiques générales des instruments et des programmes d'observation sont détaillées ainsi qu'un résumé de la manière dont les données photométriques de chaque expérience ont été produites.

4.1.1 MACHO

L'expérience MACHO, du nom des objets qu'elle recherche (*MA*ssive *CO*mcompact *HA*lo *Ob*jects), commence ses observations en juillet 1992 et les termine en décembre 1999. Cette collaboration américano-australienne utilisait un télescope dédié de 1.27 m, le *Great Melbourne Telescope*, installé à l'observatoire du Mont Stromlo en Australie. Le télescope était équipé d'un système d'optique adaptative, son ouverture optique était de $f/3.9$ pour un champ de vue de 1° . Les images sont prises simultanément dans deux couleurs en utilisant de la même façon que EROS un prisme dichroïque, par une caméra composée de 2×4 CCD de 2048×2048 pixels. La zone du ciel couverte par la caméra en une exposition est de 42×42 arcmin². La taille du pixel est de $15 \mu m$ qui correspond à une taille sur ciel de $0.635''$. La durée d'exposition vers le LMC était de 300 s, 600 s vers le SMC et 150 s vers le centre galactique. Le télescope est monté sur une monture équatoriale allemande, les observations peuvent être effectuées d'un côté ou de l'autre du pilier ("east of pier" ou "west of pier"), ce détail est important pour la suite. Chaque CCD possède deux amplificateurs de lecture. Les CCD sont numérotés de 0 à 3 pour le côté rouge, 4 à 7 pour le côté bleu, les amplificateurs sont numérotés x.0 et x.1 pour chaque CCD x. L'amplificateur 0.0 était défectueux, aucune mesure n'a pu être effectuée sur cet ampli. Le plan focal est encore subdivisé en plus petites régions, nommées *chunks*, 16 par CCD pour des raisons pratiques de traitement des images. L'organisation du plan focal est résumée par la figure 4.1.

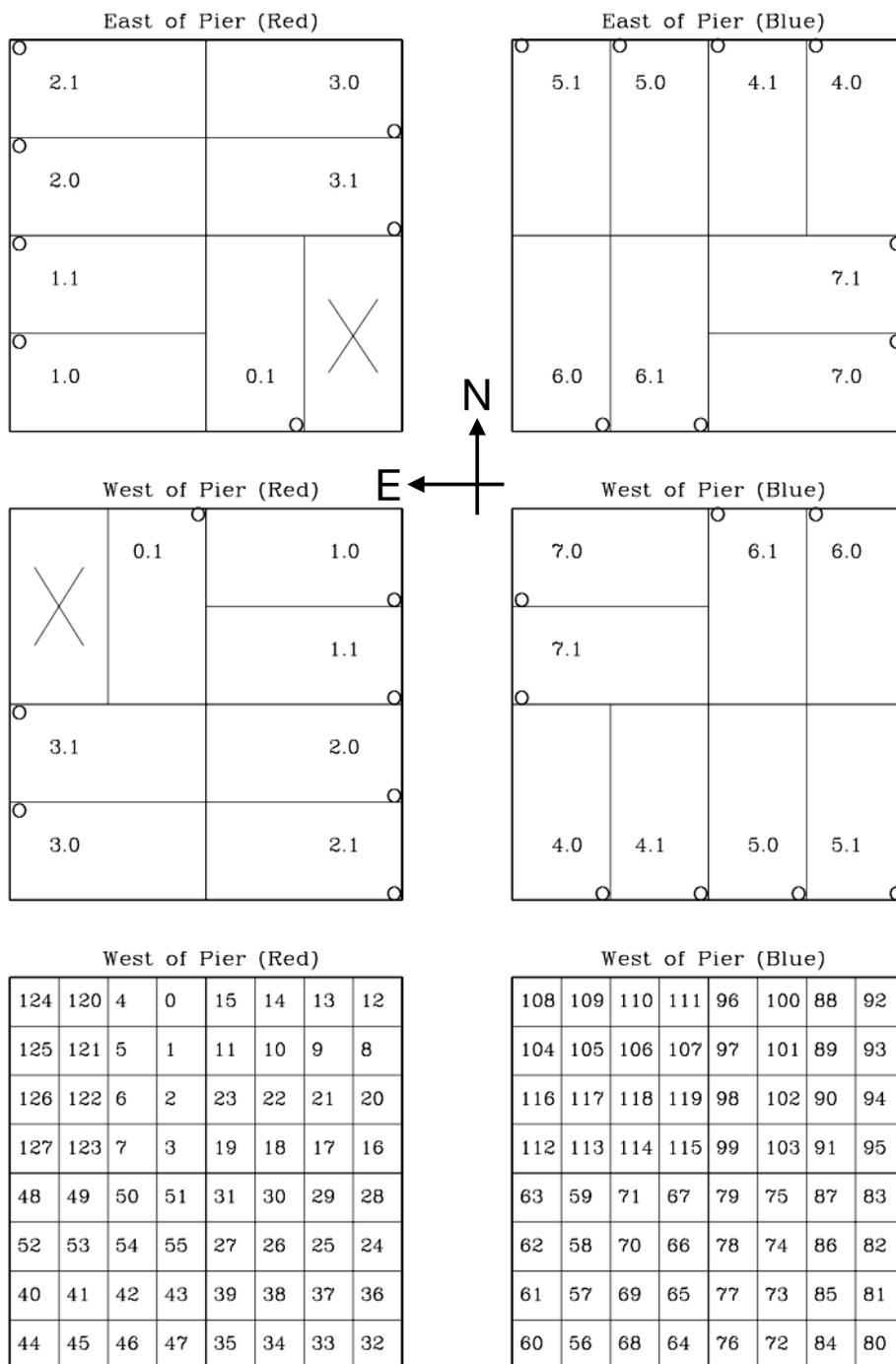


FIGURE 4.1 – Découpage du plan focal de MACHO dans le filtre rouge pour les figures de gauche et dans le filtre bleu pour les figure de droite. Les figures du haut et du milieu représentent la disposition des amplis dans les deux configurations du télescope. L'amplificateur défaillant est noté par une croix. Les CCD sont découpés en chunks numérotés dans les figures du bas. De la même façon que les amplis, les chunks subissent une rotation de 180° lors du passage d'une configuration du télescope à une autre. Figure extraite de ALCOCK et al., 1999.

4.1.1.1 Réduction photométrique

La réduction photométrique a été effectuée avec le logiciel SoDOPHOT, un dérivé du logiciel DOPHOT optimisé pour les images MACHO. Nous résumons brièvement le processus ici (plus de détails dans ALCOCK et al., 1999). Pour un champ, une image de référence a été sélectionnée parmi les images produites lors des premiers mois de l'expérience, en privilégiant la profondeur et le nombre d'étoiles observées. Une liste d'étoiles contenues dans cette image de référence est générée en utilisant SoDOPHOT. Pour la réduction des autres images, les étoiles les plus brillantes du champ sont détectées par SoDOPHOT, leurs magnitudes et positions mesurées. Elles permettent de trouver la position d'une quarantaine d'étoiles brillantes fiducielles (pré-sélectionnées auparavant sur l'image de référence). Celles-ci servent à déterminer la forme de la PSF¹ de l'image et à obtenir une transformation astrométrique précise. Ces étoiles fiducielles sont donc sujettes à un ajustement d'une PSF gaussienne à 7 paramètres (2 paramètres de position, 3 paramètres partagés pour caractériser la gaussienne bi-dimensionnelle, 1 paramètre pour l'amplitude de la PSF et 1 paramètre pour prendre en compte le fond de ciel). Ensuite pour chaque étoile identifiée dans l'image de référence du champ est effectué un ajustement à deux paramètres pour estimer le flux de ces étoiles (luminosité et fond de ciel uniquement car la position de l'étoile est fixée par le catalogue et les trois paramètres de la forme de la PSF sont réutilisés pour l'ensemble des sources de l'image). Cet ajustement peut-être fait simultanément pour deux étoiles proches mais pas plus de deux à la fois. D'autres manipulations sont effectuées pour éliminer les rayons cosmiques ou des pixels chauds, et l'algorithme est à nouveau itéré si nécessaire pour préciser la mesure en flux des étoiles dont la mesure est problématique après un premier passage.

4.1.1.2 La question de l'amplificateur déficient

La perte d'un amplificateur signifie la perte de toutes les mesures dans le rouge pour 12.5% des étoiles. Pour palier à la perte de l'amplificateur 0.0, l'équipe de MACHO a tiré profit de la monture du télescope pour observer dans les deux configurations possibles et obtenir des mesures dans les deux configurations. Les étoiles sur l'ampli 0.0 dans la configuration *east of pier* se retrouvaient sur les amplis 2.0 et 2.1 dans la configuration *west of pier*. En contrepartie une partie des étoiles des amplis 2.0 et 2.1 se retrouvent alors sur l'ampli 0.0. Ainsi des mesures dans les deux couleurs sont disponibles pour toutes les étoiles (même si le nombre total de mesure reste inférieur au cas où l'ampli serait fonctionnel).

Cependant cela a nécessité de construire de façon particulière les images de référence, puisque dans le rouge il manquait un huitième du champ, et que les étoiles devaient être détectées dans l'image de référence pour que leur flux puissent ensuite être mesuré dans les images courantes. L'équipe de MACHO a donc décidé d'utiliser une image composée à partir des CCD 1, 2 et 3 d'une image prise dans une configuration du télescope et du CCD 2 d'une image prise de l'autre configuration (et, dans le bleu, des CCD 4, 5, 6 d'un côté et du CCD 5 de l'autre, même si ça n'est pas nécessaire pour le bleu). Les CCD 0 et 7 n'ont donc pas été utilisés lors de la création des images de référence. Dans le catalogue de référence des positions de MACHO, la configuration dans laquelle l'étoile est détecté ainsi que le numéro du *chunk* sont conservés.

1. *Point Spread Function*, c'est la fonction qui décrit la forme que prend une source ponctuelle sur l'image, elle est commune à toutes les étoiles d'une image.

La nature de la production des images de référence a un effet visible sur la densité d'étoiles détectées pour certains champs, où elle est manifestement différente suivant la partie *east of pier* ou *west of pier* où les étoiles sont détectées. Cela a aussi un effet sur leur photométrie (plus de détails dans la section 5.1.1).

4.1.1.3 Programme d'observation

Les observations de MACHO ont visé le centre galactique (97 champs), le Grand (82 champs) et le Petit (21 champs) Nuage de Magellan. Dans notre analyse nous avons utilisé les données vers le Grand Nuage de Magellan, soit 82 champs de MACHO, numérotés de 1 à 82 comme montré dans la figure 4.5. Les analyses de l'équipe de MACHO (ALCOCK et al., 2000) ont utilisé au plus 30 champs vers le centre du LMC, les mieux échantillonnés ; nous utiliserons pour notre part l'ensemble des 82 champs observés. De plus, la durée totale d'observation vers le LMC a été d'environ 7.7 ans mais seules les 5.7 premières années de données ont été utilisées pour les publications des contraintes par MACHO. Le nombre d'observations de chaque champ varie beaucoup (cf figure 8.4). Les champs les moins bien échantillonnés sont en effet peu utiles pour la recherche d'événements de courte durée mais sont utiles pour des événements plus longs, et plus particulièrement lorsqu'ils sont couplés avec les mesures d'EROS2.

4.1.2 EROS2

EROS2 est la seconde itération de l'expérience EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres). C'est la suite de EROS1 qui observa un champ dans le LMC d'octobre 1990 à avril 1993 sur plaque photographique, et qui observa de décembre 1991 à mars 1995 deux champs (un dans le LMC et l'autre dans le SMC) en utilisant une mosaïque de CCD. Cette campagne a permis de poser de fortes contraintes sur les objets compacts de masses comprises entre $10^{-7}M_{\odot} < M < 10^{-3}M_{\odot}$ (RENAULT et al., 1997).

Le programme EROS2 utilisait le télescope MarLy, doté d'un miroir principal de 1 m, installé à l'observatoire de La Silla au Chili. Tout comme le télescope de MACHO, il était équipé d'un filtre dichroïque séparant en deux faisceaux la lumière incidente vers deux caméras CCD. Ces caméras étaient chacune composées d'une mosaïque rectangulaire de 8 CCD couvrant 0.95 deg^2 ($1.38 \times 0.69 \text{ deg}^2$). Chaque CCD avait 2048×2048 pixels de $15 \mu\text{m}$ chacun, correspondant à une surface de $0.602 \times 0.602 \text{ arcsec}^2$ sur ciel. Les CCD sont numérotés de 0 à 7, pour les deux couleurs, et subdivisés en quarts de CCD notés k, l, m et n . L'organisation du plan focal est résumé par la figure 4.2. Les images étaient donc prises simultanément dans les deux filtres. Les temps d'exposition variaient suivant le champ observé et ont changé entre le début et la fin de l'expérience : entre 180s et 900s vers le LMC avant fin 1999, entre 180 et 600s après. La durée d'observation était plus courte vers les champs denses et plus longue vers les champs clairsemés.

4.1.2.1 Production photométrique

La production photométrique du catalogue vers le LMC est décrite en détail dans la thèse de Patrick Tisserand (TISSERAND, 2004) et ce sont les données issues de cette thèse que nous utilisons par la suite. En résumé pour chaque quart de CCD sont effectuées :

- la fabrication d'une image de référence en composant une dizaine d'images de bonne qualité.

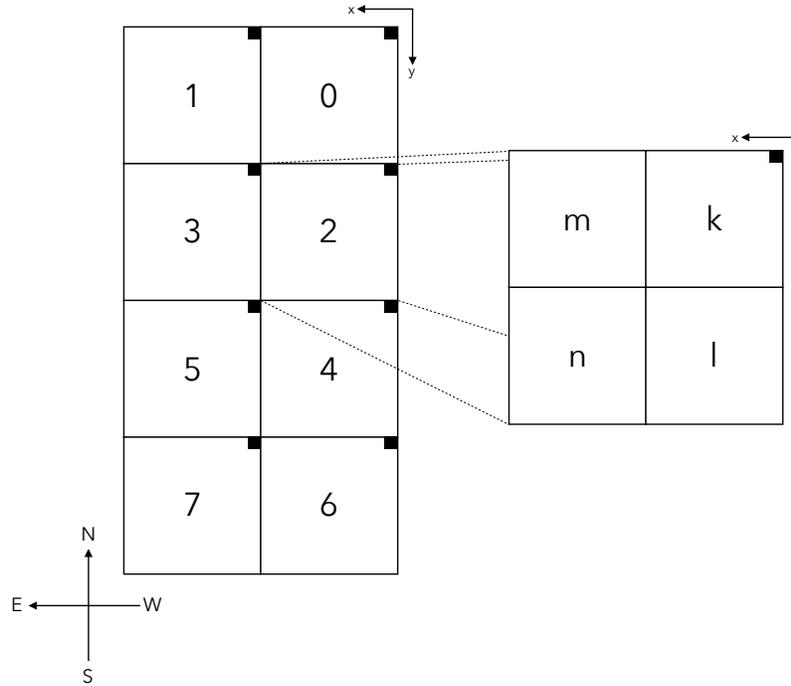


FIGURE 4.2 – Organisation du plan focal EROS. La nomenclature est la même pour les CCDs des filtres rouge et bleu.

- la détection photométrique et astrométrique sur les images de référence des étoiles et la fabrication d'un catalogue.
- la réduction photométrique sur toutes les images pour fabriquer les courbes de lumière de chaque étoile.

Les images de référence doivent être de très bonne qualité : c'est de ces images que sera tiré la liste des étoiles détectées qui seront alors suivies photométriquement. Il faut une très bonne précision astrométrique et photométrique. La détection des étoiles sur ces images est effectuée grâce au logiciel CORRFIND développé pour cet usage (PALANQUE-DELABROUILLE, 1997).

L'obtention des mesures photométriques pour chaque image est similaire à celle de MACHO décrite précédemment dans la section 4.1.1.1. Pour obtenir le flux des étoiles d'une image courante, celle-ci est alignée à l'image de référence. La position des étoiles sur l'image courante est alors fixée par le catalogue construit sur l'image de référence. La forme de la PSF est estimée à partir d'environ 500 étoiles par image, la PSF utilisée ici est aussi une gaussienne bi-dimensionnelle, à trois paramètres. La mesure du flux est ensuite faite individuellement pour chaque étoile en n'ajustant que deux paramètres, l'amplitude et le fond de ciel, en prenant en compte le flux des étoiles voisines à l'intérieur d'une fenêtre de quelques pixels de large, dont la taille dépend du *seeing* (l'étalement des sources dû aux perturbations atmosphériques).

4.1.2.2 Programme d'observation

L'expérience EROS2 a effectué des observations vers différentes cibles pour un total de 227 champs observés. La répartition de ces champs suivant leur cible était :

1. 29 champs vers les bras spiraux, répartis dans quatre directions différentes

2. 80 champs vers le centre galactique
3. 88 champs vers le LMC
4. 10 champs vers le SMC

La zone observée vers le LMC était vaste et très étendue autour du Nuage. L'idée au moment de la conception de l'expérience était de pouvoir étudier la répartition spatiale en (α, δ) des événements si un fort signal était présent. La répartition des champs dans le LMC, ainsi que la densité des sources est donné dans la figure 4.4.

4.1.3 Les catalogues

Les données de MACHO sont disponibles publiquement sur le site <http://macho.nci.org.au/>. S'y trouvent le catalogue des positions des étoiles, l'ensemble des courbes de lumière (LMC + SMC + centre galactique) ainsi que les images astrométrées ayant été utilisées pour la production des courbes de lumière. L'ensemble des fichiers de courbes de lumière vers le LMC, sous forme d'archives compressées, représente 680 Go de données. L'ensemble des images de MACHO représente environ ~ 10 To de données (tous programmes d'observation confondus).

Les données de EROS2 que nous utilisons sont celles qui sont issues du travail de thèse de Patrick Tisserand (TISSERAND, 2004). L'ensemble des données des relevés EROS est stocké au CC-IN2P3. L'organisation des données est assez compliquée, mais il faut essentiellement savoir que les fichiers de courbes de lumière, appelés fichier de suivi ont été stockés dans un format spécifique à l'expérience EROS. Ce sont ces fichiers, vers le LMC, que P. Tisserand a fabriqués puis nettoyés pour obtenir des courbes de lumière stockées dans le format ASCII que nous utilisons, avec un catalogue des positions et des magnitudes de référence. Les images FITS d'EROS2 représentent au total ~ 15 To de données, dont ~ 6 To vers le LMC. Au moment de l'écriture de cette thèse la base de donnée n'est pas publique mais elle peut être accessible si la demande en est faite. Un travail de revalorisation de ces données est en cours (plus d'informations sont disponibles sur <https://groups.lal.in2p3.fr/erosanastasis/>).

La figure 4.3 montre la surface du ciel couverte par les champs des deux catalogues. Les figures 4.5 et 4.4 montrent la densité stellaire selon les catalogues et la numérotation des champs des deux relevés. Les bandes passantes des filtres utilisés par les deux expériences sont montrées sur la figure 6.1.

4.2 Association astrométrique

Pour pouvoir analyser les données EROS2+MACHO et combiner les courbes de lumière entre elles, il faut tout d'abord associer correctement les étoiles d'un catalogue à l'autre.

4.2.1 Constatations concernant l'astrométrie des catalogues

Étant donné que nous avons accès aux catalogues de EROS et de MACHO, dans un premier temps, nous avons décidé d'associer entre elles les étoiles les plus proches entre elles. C'est-à-dire que nous associons deux étoiles si l'étoile la plus proche d'une étoile MACHO dans le catalogue EROS est aussi la voisine la plus proche dans EROS de cette étoile MACHO. Cependant nous avons rapidement repéré des problèmes astrométriques, notamment du côté de MACHO, qui empêchent malheureusement d'utiliser directement les coordonnées données dans les catalogues.

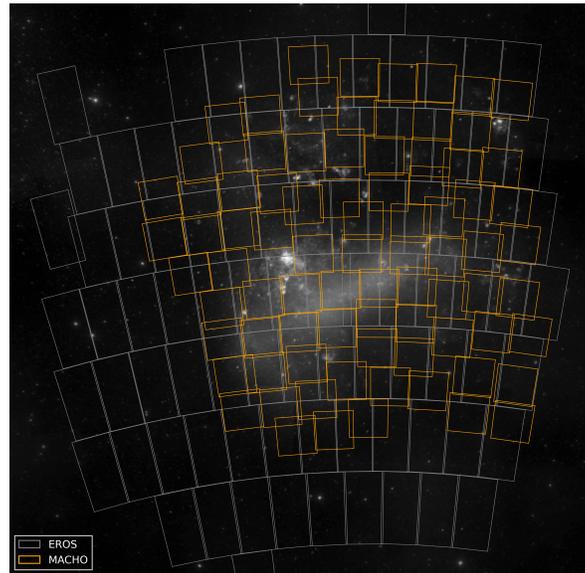


FIGURE 4.3 – Agencement des champs des relevés EROS (en gris) et MACHO (en orange) superposé à une image du LMC (depuis le Centre de Données astronomiques de Strasbourg, images du Digitized Sky Survey).

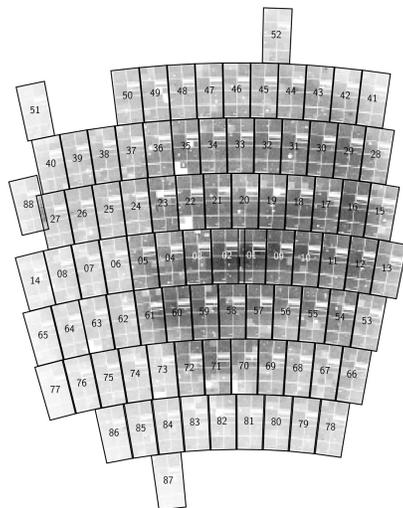


FIGURE 4.4 – Position des champs EROS2 et carte de la densité des sources dans le catalogue. Les déficiences du CCD 2 sont clairement visibles ainsi que l'échec de la production pour 22 quarts de CCD, notamment dans les champs 35 et 22 (TISSERAND, 2004).

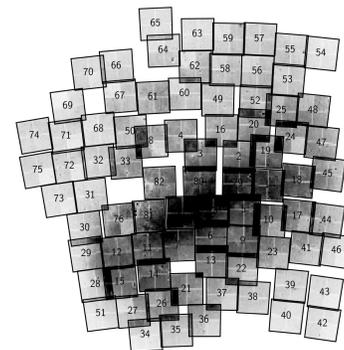


FIGURE 4.5 – Position des champs MACHO et carte de la densité des sources dans le catalogue. Les recouvrements importants sont nettement visibles puisque que les doublons sont comptés pour chaque champ.

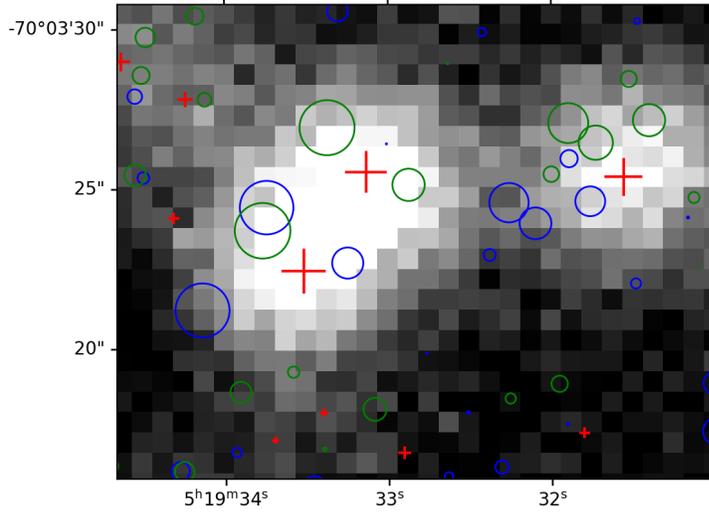


FIGURE 4.6 – Petite zone d’une image MACHO. Les croix rouges sont les emplacements des étoiles du catalogue EROS2. Les cercles verts sont ceux des étoiles du champ 78 de MACHO. Les cercles bleus sont ceux des étoiles du champ 6 de MACHO. La taille des cercles et des croix dépend de la magnitude de la source. Toutes les positions ont été obtenues en convertissant les coordonnées (α, δ) issues des catalogues EROS2 et MACHO en pixels en utilisant le WCS de l’image MACHO.

4.2.1.1 MACHO

Les problèmes astrométriques de MACHO sont très visibles en comparant directement les écarts de positions entre les étoiles dans MACHO et celles dans EROS. Les écarts dans certains champs sont catastrophiques et seule une fraction des étoiles sont correctement associées entre elles. Pour vérifier que les problèmes sont bien issus de MACHO, la même comparaison a été faite avec des étoiles du catalogue *Gaia*, avec les mêmes résultats (*Gaia* est un télescope spatial effectuant un relevé d’étoiles à l’astrométrie très précise, cette mission est présentée plus en détail dans le chapitre 7). Nous constatons aussi que dans les régions où plusieurs champs MACHO se chevauchent, les positions des étoiles sont très différentes d’un champ à l’autre. Cela est d’autant plus surprenant que les images FITS de MACHO sont correctement astrométrées. En superposant les positions des étoiles du catalogue EROS aux images MACHO, en utilisant le WCS (*World Coordinate System*²) de l’en-tête des images, nous retrouvons une bonne superposition entre les positions des étoiles du catalogue d’EROS2 et l’image, contrairement aux étoiles du catalogue MACHO (voir figure 4.6). Il semblerait donc que les étoiles dans MACHO aient été correctement identifiées et que leurs positions relatives soient justes mais que leur positions absolues aient été imparfaitement évaluées lors de la construction du catalogue final. Dans tous les cas il est impossible d’exploiter l’astrométrie de MACHO telle quelle car dans certains champs, utiliser simplement les étoiles les plus proches d’un catalogue à l’autre revient à associer aléatoirement deux étoiles.

2. Ensemble d’informations permettant de passer d’un système de coordonnées à un autre et habituellement utilisé pour convertir les coordonnées en pixels d’une image en coordonnées sur la sphère céleste.

4.2.1.2 EROS

EROS2 n'est pas exempt de défauts non plus, le plus directement visible étant un décalage global des étoiles d'environ 0.25 arcsec le long de l'axe de l'ascension droite, visible en comparant EROS2 à *Gaia* ou aux positions des étoiles de OGLE-III. De plus l'astrométrie EROS n'est pas non plus totalement juste, comme cela peut-être constaté pour certains CCDs.

4.2.2 Association simple

Dans un premier temps, nous avons appliqué une simple translation sur les *chunks* dans MACHO, en utilisant les étoiles EROS comme référence. Cela permettait d'assez rapidement utiliser les données, et de corriger à la fois EROS2 et MACHO, relativement l'un à l'autre.

Pour chaque champ et *chunk* de MACHO, les positions des étoiles de MACHO et EROS sont projetées. Pour chaque étoile MACHO, l'étoile EROS la plus proche est recherchée, et vice versa. Seules les paires où les étoiles MACHO et EROS sont respectivement les plus proches sont considérées. Alors le déplacement en ascension droite et déclinaison moyen est calculé et corrigé dans la position de MACHO. Ce processus est itéré plusieurs fois jusqu'à ce que la différence de position moyenne soit sous un certain seuil, car étant donné les écarts d'astrométrie dans certains *chunk* la distribution des appariements aléatoires réduit le déplacement moyen. Les déplacements sont identiques sur 4 *chunks*, soit un quart de CCD, même si nous faisons ici ces corrections individuellement sur chaque *chunk*. Il peut arriver que l'algorithme ne converge pas dans des zones où les déformations sont particulièrement importantes, cependant l'algorithme converge en général dans l'un des trois autres *chunks*, donc nous utilisons la transformation de celui-ci comme point de départ pour ceux qui n'ont pas convergé.

Cette correction est frustrante mais suffit dans un grand nombre de cas, même si les différences dues aux déformations sont parfois suffisamment importantes d'un bout à l'autre d'un *chunk* pour rendre une simple translation insuffisante et potentiellement provoquer à la fois la perte d'associations correctes EROS2-MACHO en plus d'amener des sources indûment associées dans le catalogue combiné. La figure 4.7 présente ce cas : les étoiles MACHO ont clairement subi une sur-corrrection significative de leur positions par une rotation ; une simple translation des positions ne suffit donc pas pour compenser les différences de positions sur les bords du *chunk*, où beaucoup de paires sont alors issues d'appariement aléatoires. Lors du déroulement de la thèse, nous avons utilisé cette association dans un premier temps ; la fraction de mauvaises associations dues aux décalages trop forts entre EROS et MACHO après cette simple correction était estimée à $\approx 5\%$. Pour les dernières analyses nous avons à nouveau corrigé les erreurs d'astrométrie d'une meilleure façon, que nous décrivons dans la suite.

4.2.3 Association avancée

Pour mieux corriger les erreurs astrométriques dans MACHO et dans EROS2, nous avons décidé de corriger les positions *a priori* en les comparant avec les positions des étoiles du catalogue *Gaia* EDR3. Nous appliquons les transformations suivantes : translation, rotation, homothétie, cisaillement.

Dans le cas de EROS2, ces transformations ne suffisent pas à corriger complètement les positions car des transformations d'ordre plus élevé semblent avoir été appliquées. Elles permettent néanmoins de corriger le décalage systématique en ascension droite et de compenser

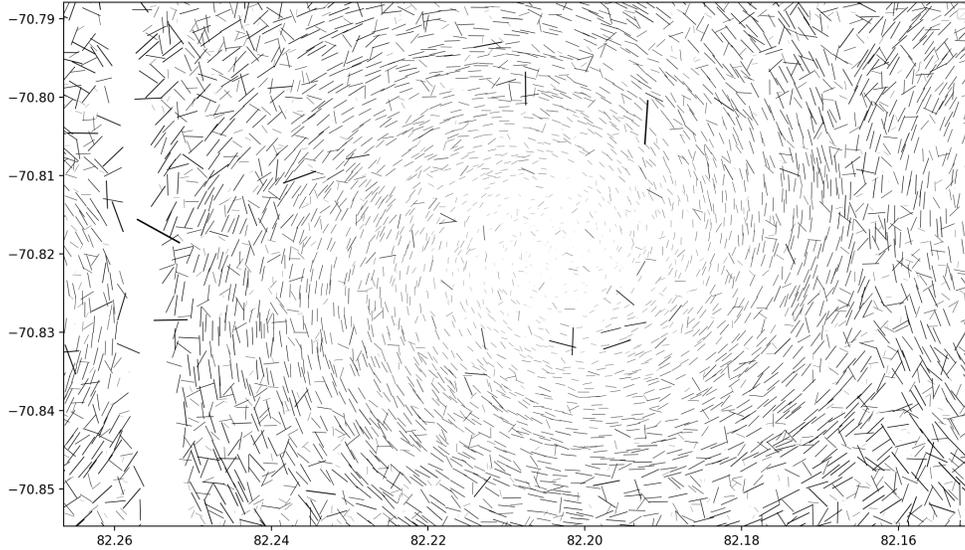


FIGURE 4.7 – Déplacement des étoiles entre *EROS2* et *MACHO*, après avoir corrigé les positions *MACHO* par une simple translation. Les traits représentent les vecteurs reliant une étoile *EROS* à sa contrepartie dans *MACHO*. Leurs longueurs et épaisseurs sont proportionnelles à la séparation entre les positions dans les catalogues des deux étoiles associées (mais les longueurs sont exagérées pour rendre plus visibles les déplacements).

en partie les autres déformations, déjà assez faibles. En pratique pour chaque quart de CCD dans *EROS* ou groupe de 4 *chunks* dans *MACHO* nous itérons les opérations suivantes :

- une transformation astrométrique est appliquée aux coordonnées des étoiles.
- les coordonnées transformées sont converties en coordonnées cartésiennes (tridimensionnelles) pour des raisons de rapidité
- le voisin le plus proche dans *Gaia* est cherché pour chaque étoile du catalogue
- les distances angulaires d_i entre étoiles du catalogue et plus proche voisine dans *Gaia* sont calculées
- la grandeur \mathcal{E} est calculée $\mathcal{E} = \frac{1}{\sum_i \left(\frac{1}{d_i + 0.1 \text{arsec}} \right)}$ qui est minimisée par itérations successives afin d’obtenir la meilleure transformation astrométrique.

L’estimateur \mathcal{E} a été choisi sous cette forme pour minimiser les distances des associations correctes. Un estimateur du type $\mathcal{E} = \sum_i d_i$ a tendance à favoriser la réduction des distances entre étoiles éloignées donc en majorité des associations incorrectes plutôt que d’étoiles déjà proches entre elles (et tend aussi à minimiser le nombre d’étoiles associées). Nous ajoutons 0.1 arcsec aux d_i pour que \mathcal{E} ne diverge pas et que l’algorithme ne favorise pas la minimisation d’une seule distance d_i vers 0, au détriment des autres. Si l’algorithme échoue à améliorer l’astrométrie, nous le refaisons passer une nouvelle fois en restreignant les paramètres possibles pour les transformations astrométriques, dont les bornes sont assez lâches à la première itération.

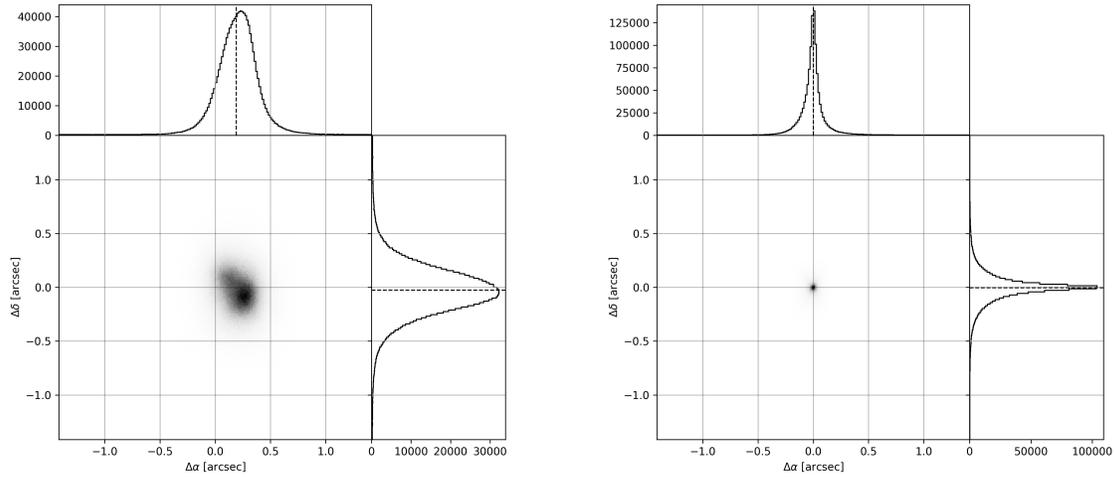


FIGURE 4.8 – *Distribution des écarts entre étoiles Gaia et leurs voisines dans EROS à moins de 2 arcsec, le long des ascensions droites en abscisse et le long des déclinaisons en ordonnée. À gauche avant correction des positions des étoiles EROS, à droite après correction. Les histogrammes sont les projections des distributions bi-dimensionnelles. Les lignes pointillées sont les moyennes de ces distributions.*

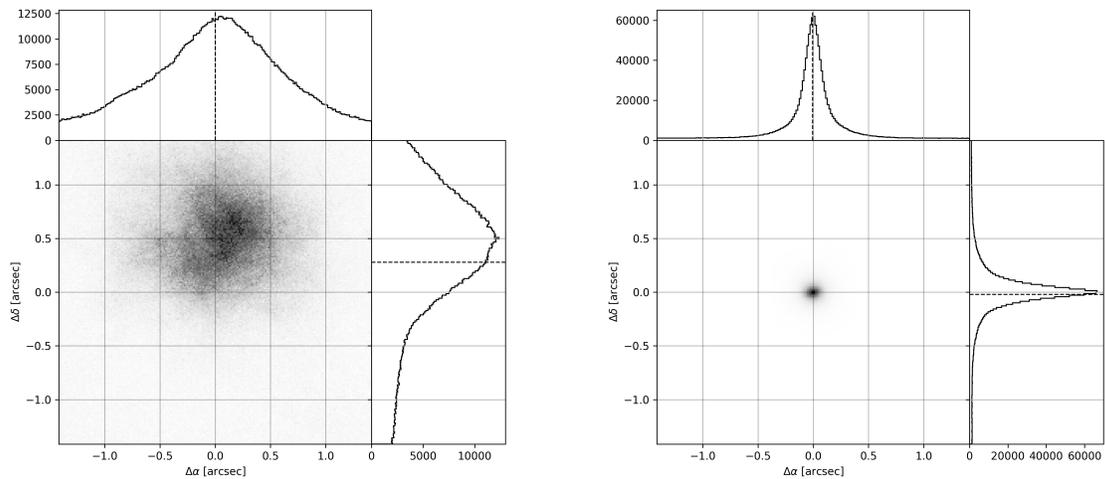


FIGURE 4.9 – *Même chose que la figure 4.8 mais pour MACHO.*

4.2.4 Catalogue combiné

Après correction de l'astrométrie nous pouvons à nouveau associer simplement les étoiles des deux relevés comme décrit précédemment : une étoile est associée si sa plus proche voisine dans l'autre catalogue a pour plus proche voisine la première. Cependant, un nouvel obstacle est

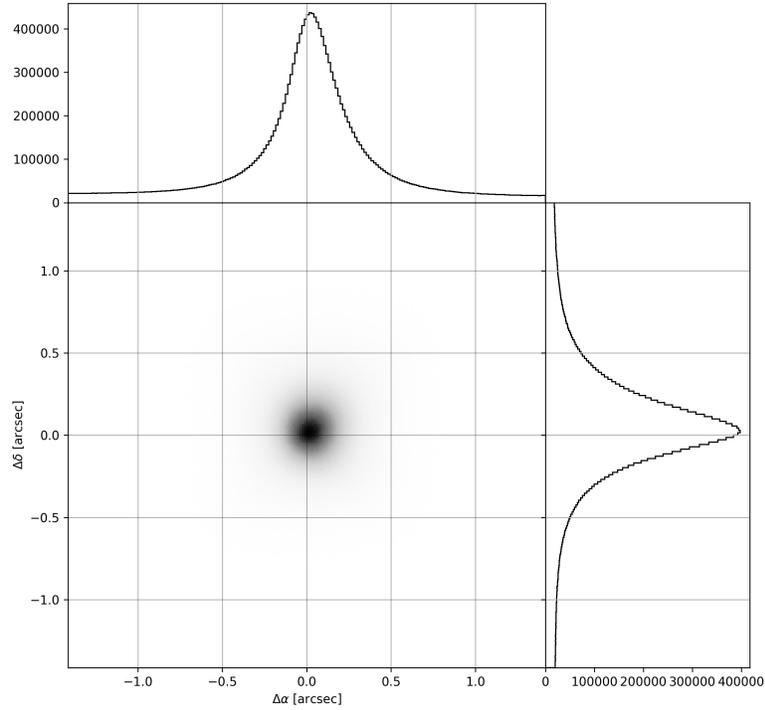


FIGURE 4.10 – *Dispersion entre positions des étoiles EROS2 et des voisines dans MACHO.*

la présence des doublons, c'est-à-dire des étoiles apparaissant deux fois dans le catalogue mais faisant référence à la même source physique, ce qui peut arriver si des champs se recouvrent par exemple. Les données EROS2 ont été purgées des doublons en éliminant les bords des CDD qui se recouvraient ce qui résulte en une fraction de doublons basse $\lesssim 1\%$. Par contre ça n'est pas le cas de MACHO ; les recouvrements importants entre champs, souvent dans les zones les plus denses, ont pour conséquence un nombre de doublons élevé. Nous estimons à $\approx 12\%$ la proportion de doublons dans MACHO (c'est-à-dire que le nombre d'étoiles réel dans MACHO est $\approx 6\%$ plus bas que le nombre d'entrées dans le catalogue, nous ignorons ici les étoiles comptées trois fois à l'intersection de certains champs). Nous avons décidé de traiter indépendamment les courbes de lumière issues des doublons, c'est-à-dire que pour un doublon, les courbes de lumières ne sont pas fusionnées et le traitement est effectué indépendamment pour chacune, qu'elles aient une contrepartie EROS2 ou non. Il y a aussi quelques doublons au bord des CCD MACHO dans certains champs (champ 24 par exemple) qui sont dus là encore au processus de création des images de référence de MACHO : les images d'un même champ ne sont jamais parfaitement alignées et il arrive que le décalage entre les deux images composant une image de référence soit suffisant pour faire légèrement se recouvrir les deux parties. Cependant le nombre de doublons ayant cette origine est suffisamment faible par rapport aux recouvrements entre champs pour que nous les négligions. En pratique l'association

est faite champ par champ EROS et champ par champ MACHO ainsi les étoiles EROS2 sont associées séparément à chaque doublon MACHO. Il faudra cependant prendre en compte ces doublons lors du calcul du nombre d'événements attendus par l'analyse.

4.2.4.1 Limitations de l'association

Si les deux relevés ont une résolution angulaire quasi-identique – ce qui nous évite beaucoup de problèmes notamment dans le cadre de l'effet de *blending* – les profondeurs des catalogues peuvent être différentes. En effet il peut arriver que l'une ou l'autre des expériences puisse avoir une magnitude limite plus élevée (à cause des instruments, des temps de pose et de la façon dont sont fabriquées les images de références). Alors elle détecte des étoiles que l'autre expérience ne peut pas détecter, ces étoiles ne sont donc pas associées. De plus il existe un intervalle de magnitudes où les deux expériences sont plus ou moins incomplètes ; dans ce cas, les catalogues des étoiles concernées ne se recouvrent pas complètement et des étoiles sans contrepartie existent dans les deux catalogues.

Par exemple dans les champs les moins denses, EROS2 avait un temps de pose plus long que MACHO, 450s contre 300s (voire jusqu'à 900s dans certains champs pour les observations datant d'avant 1999). Même si EROS2 utilisait un télescope un peu plus petit, le plus long temps de pose vers ces champs, couplé à la fabrication d'images de référence co-additionnées fait que EROS peut détecter des étoiles plus faibles que MACHO. Au contraire dans les champs centraux, très encombrés, le temps de pose était plus court pour EROS2, 180s contre 300s, et c'est MACHO qui détecte alors le plus d'étoiles faibles. Ces différences dans les temps de pose expliquent la variation de magnitude limite entre les champs et les deux relevés. L'effet qui en résulte sur les associations peut-être constaté dans la figure 4.11. Ces figures ont été réalisées à partir d'étoiles situées dans des zones où les deux relevés n'ont pas de zones mortes pour pouvoir directement comparer le nombre d'étoiles de chaque intervalle en magnitude. Dans la zone la moins dense, EROS2 a une magnitude limite plus élevée que MACHO et la grande majorité des étoiles dont la magnitude dans EROS est supérieure à 21 n'ont pas de contrepartie dans MACHO. Dans la zone dense la magnitude des deux relevés est limitée par le fond de ciel important dû au grand nombre de sources trop faibles pour être individuellement détectées. Dans ce cas nous constatons que MACHO est plus complet que EROS.

C'est une chose qu'il faut garder en tête lorsque étudierons plus en profondeur l'effet de confusion dans le chapitre 6.

4.2.4.2 Caractéristiques principales

Nous résumons ici les caractéristiques principales des relevés et du catalogue combiné :

Relevé	Dates	Durée (an)	Nombre de sources ($\times 10^6$)
MACHO	7/92 - 01/00	7.7	22.3
EROS2	7/96 - 02/03	6.7	29.9
EROS2/MACHO	07/92 - 02/03	10.6 (3.4)	38.2 (14.1)

Le nombre de sources est le nombre de sources listées dans les relevés, ces nombres incluent donc aussi les doublons. Les chiffres entre parenthèses dans la dernière ligne correspondent à la durée commune des relevés et au nombre de sources en commun à EROS2 et MACHO. Ces courbes de lumière ont des mesures dans un total de quatre filtres, deux dans chaque

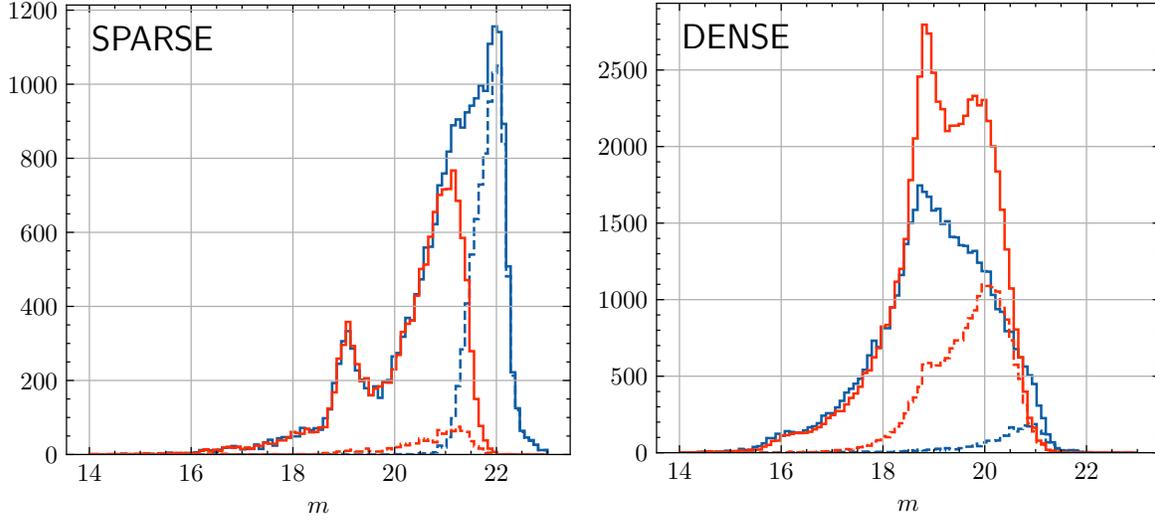


FIGURE 4.11 – Les histogrammes en traits pleins correspondent aux distributions des magnitudes des étoiles dans la zone du ciel considérée, en rouge les étoiles dans le catalogue MACHO, en bleu les étoiles dans le catalogue EROS. Les histogrammes en traits pointillés correspondent aux distribution des magnitudes des étoiles d’un catalogue qui n’ont pas de contrepartie dans l’autre catalogue. La magnitude des étoiles MACHO a été obtenue de la façon décrite dans la section 5.1.1.1.

expérience. Dans la suite nous nous référerons à ces filtres par les termes rouge EROS, bleu EROS, rouge MACHO et bleu MACHO que nous abrégeons respectivement RE, BE, RM et BM.

4.3 Principe de l’analyse

Nous devons trouver un moyen d’exploiter ces courbes de lumière, composées de quatre couleurs différentes. Convertir les flux mesurés à travers les filtres d’une expérience vers ceux mesurés dans l’autre est ardu. Aussi appliquer cette conversion pour n’obtenir que deux courbes de lumière sur lesquelles ajuster un effet de microlentille n’est pas satisfaisant. Les filtres sont trop différents pour pouvoir finement convertir les flux d’une expérience à l’autre.

En fait nous considérons les quatre courbes de lumière issues d’une source telles quelles, et essayons d’ajuster un effet de microlentille de la même façon que nous le ferions pour deux courbes de lumière. Nous ajustons donc, dans le cas d’un effet de lentille PSPL, 7 paramètres : u_0 , t_0 et t_E pour la lentille et un flux de base pour chacune des quatre couleurs. Cet ajustement est effectué par minimisation du χ^2 . Nous notons χ_μ^2 la valeur du χ^2 de l’ajustement d’un effet de lentille. De façon générale, les courbes de lumière qui seront retenues comme candidates devront avoir un χ_μ^2/N_{dof} proche de 1 (N_{dof} est le nombre de degrés de liberté).

Cependant, une courbe de lumière de flux constant peut aussi être parfaitement ajustée par un effet de microlentille (avec $u_0 \gg 1$ ou avec un pic hors des observations). Pour distinguer les courbes de lumière sans variations à celles avec un effet de lentille, nous essayons d’ajuster une courbe de lumière constante (le χ^2 en résultant est noté χ_{flat}^2). Nous introduisons alors la

grandeur

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi_{\text{flat}}^2 - \chi_{\mu}^2}{\chi_{\mu}^2/N_{\text{dof}}} \frac{1}{\sqrt{2N_{\text{dof}}}} \quad (4.1)$$

régulièrement utilisée depuis les premières recherches de microlentilles qui compare les χ^2 des deux ajustements. Elle quantifie l'amélioration de la qualité d'un ajustement de lentille par rapport à celui d'une constante. La différence entre χ^2 est normalisée par $\chi_{\mu}^2/N_{\text{dof}}$ afin de compenser une sur- ou sous-estimation globale des erreurs.

Une méthode plus rigoureuse qui aurait pu être utilisée est le test de Kolmogorov-Smirnov sur les résidus. Ce test permet d'estimer si la distribution des résidus après l'ajustement d'une fonction de microlensing est compatible avec une distribution gaussienne. Mais la réalité des données étant ce qu'elle est, les distributions sont parfois (souvent) loin d'être gaussiennes, avec des dispersions et des moyennes diverses. Le test de Kolmogorov-Smirnov étant assez sensible à ces déviations de la distribution normale, il est impraticable pour vérifier de la compatibilité de la distribution des résidus après un ajustement. Cependant il peut être utilisé pour vérifier si les distributions des résidus des ajustements constants et microlensing sont significativement différentes. Nous ne l'avons pas utilisé au final dans les sélections de candidats, mais nous l'avons utilisé comme contrôle durant les réglages de l'analyse.

Ce sont ces deux grandeurs $\Delta\chi^2$ et $\chi_{\mu}^2/N_{\text{dof}}$ qui seront utilisées pour écarter la majorité des courbes de lumière des données et ne conserver que les plus intéressantes. Évidemment d'autres sélections sont nécessaires et seront présentées dans le chapitre 8.

Chapitre 5

Réexamen photométrique et nettoyage des catalogues

5.1 Photométrie des catalogues

Les magnitudes EROS dans le catalogue dont nous disposons ont été calculées à partir d'une transformation simple des flux vers des magnitudes rouges et bleues, proches de I Cousins et V Johnson, en utilisant des constantes de calibration différentes selon les CCD mais en ne faisant pas intervenir de terme de couleur. Les magnitudes MACHO sont des magnitudes instrumentales, non-calibrées, directement issues du nombre de photo-électrons n_{e^-} dans la PSF de l'étoile :

$$m = -2.5 \log_{10}(n_{e^-}/100). \quad (5.1)$$

En pratique nous n'avons pas besoin que les courbes de lumière soient inter-calibrées. En effet lors de l'analyse nous considérons chaque courbe de lumière obtenue dans chaque filtre (entre 1 et 4 par source surveillée) et nous ajustons un flux de base pour chaque filtre indépendamment des autres. ALCOCK et al., 1999 donne la calibration vers les filtres R et V Kron-Cousins à partir des magnitudes de référence de MACHO (qui ne sont pas dans le catalogue).

5.1.1 Décalage des magnitudes dans MACHO

L'un des problèmes les plus flagrant concernant la photométrie des catalogues est la présence d'offsets en magnitude pouvant être très importants dans les champs MACHO (jusqu'à une magnitude de décalage). En effet en observant la distribution des magnitudes en rouge ou en bleu, ou en observant le diagramme magnitude couleur, il est possible de remarquer sur certains champs la présence d'une part importante des étoiles dont la magnitude est clairement plus grande ou plus petite que les autres. En regardant plus en détail la provenance de ces étoiles, nous remarquons qu'elles ne proviennent que d'un seul CCD pour un champ donné. En fait la différence systématique des magnitudes est corrélée à l'origine sur l'image de référence des étoiles et au découpage de cette dernière en deux parties (comme expliqué précédemment dans la section 4.1.1.2). La figure 5.1 montre le pic des géantes rouges pour chaque champ MACHO, pour les étoiles des deux parties de l'image de référence. Nous constatons que la grande majorité des champs sont touchés et que quelques champs ont des écarts de quasiment

une magnitude. Une bonne chose est que ces décalages ne sont pas significativement différents dans le bleu et le rouge ce qui veut dire que la couleur n'est pas affectée par ces anomalies.

Dans le catalogue MACHO les magnitudes sont des mesures instrumentales mais la collaboration MACHO propose une calibration de ses données photométriques dans ALCOCK et al., 1999. Malheureusement, il n'a pas été possible de corriger ces offsets même en utilisant la calibration proposée dans cet article. La figure 5.2 montre la distribution des magnitudes instrumentales et calibrées pour le champ 24 où le décalage est particulièrement fort. Dans ce champ les étoiles localisées dans la partie de l'image de référence prise du côté Est du pilier du télescope ont le pic des géantes rouges situé au même emplacement, vers la magnitude instrumentale $m_{BM} = -5$, tandis que les étoiles localisées sur la partie prise du côté Ouest du pilier ont leur pic des géantes rouges fortement décalé, vers $m_{BM} = -4.25$. Le décalage est tout aussi important après calibration, de l'ordre de 0.75 mag. Les points zéro proposés sont communs à l'ensemble d'un champ et par conséquent ne peuvent expliquer ces différences et les corrections par *chunk* sont trop petites pour pouvoir corriger ces différences. Ces points zéro dépendent de l'airmass de l'image de référence (par exemple dans le bleu, la constante de calibration est $a_0 = 18.410 - 0.279X_t$ avec X_t la valeur de l'airmass pour l'image de référence). Peut-être que les deux parties de l'image de référence ont des airmass suffisamment différents pour expliquer la différence, malheureusement les valeurs de l'airmass des images de référence ne sont pas présentes dans le catalogue disponible publiquement. Cependant la dépendance à l'airmass ne suffit de toutes façons pas à expliquer des décalages de plusieurs 1/10 de magnitude (à moins d'avoir des différences d'airmass d'au moins une unité entre les deux parties des images de référence). Pour calculer les magnitudes calibrées de la figure 5.2 nous avons fixé l'airmass à 1.3, qui est l'airmass typique des images de référence des champs utilisés dans ALCOCK et al., 1999.

La présence de ces difficultés dans la photométrie nous a convaincus qu'une conversion parfaite des couleurs de l'un des relevés vers l'autre est vaine. Traiter les quatre couleurs telles quelles est plus robuste aux systématiques dans la photométrie. Ces décalages ne posent donc pas de problème à notre algorithme de recherche puisqu'il ajuste une ligne de base couleur par couleur, étoile par étoile indépendamment du reste des données. Ils deviennent problématiques lorsque nous voulons classer et discriminer ces étoiles par leur magnitude et leur couleur, en particulier pour identifier les *blue bumpers* (cf section 8.2.5.2) ou pour écarter des étoiles "anormales" (en avant-plan du LMC par exemple). Pour ce faire nous ne requérons pas une précision importante sur la luminosité absolue des étoiles mais des écarts de l'ordre la magnitude restent trop élevés pour ne pas être corrigés.

5.1.1.1 Correction et conversion des magnitudes

Pour corriger ces problèmes et ainsi pouvoir directement comparer les magnitudes MACHO avec celles d'EROS lors de certains critères de sélection, nous décidons de calculer des équations de couleur pour convertir les magnitudes EROS en magnitudes MACHO et vice-versa. Ainsi nous considérons le catalogue EROS comme référence et pour chaque CCD MACHO et chaque origine sur la référence (partie Est ou Ouest) nous ajustons une fonction pour chaque filtre MACHO afin d'obtenir des magnitudes équivalentes dans les filtres EROS :

$$m_{RE} = m_{RM} + m_{0,RE} + a_{RE}(m_{RM} - m_{BM}) \quad (5.2)$$

$$m_{BE} = m_{RM} + m_{0,BE} + a_{BE}(m_{RM} - m_{BM}). \quad (5.3)$$

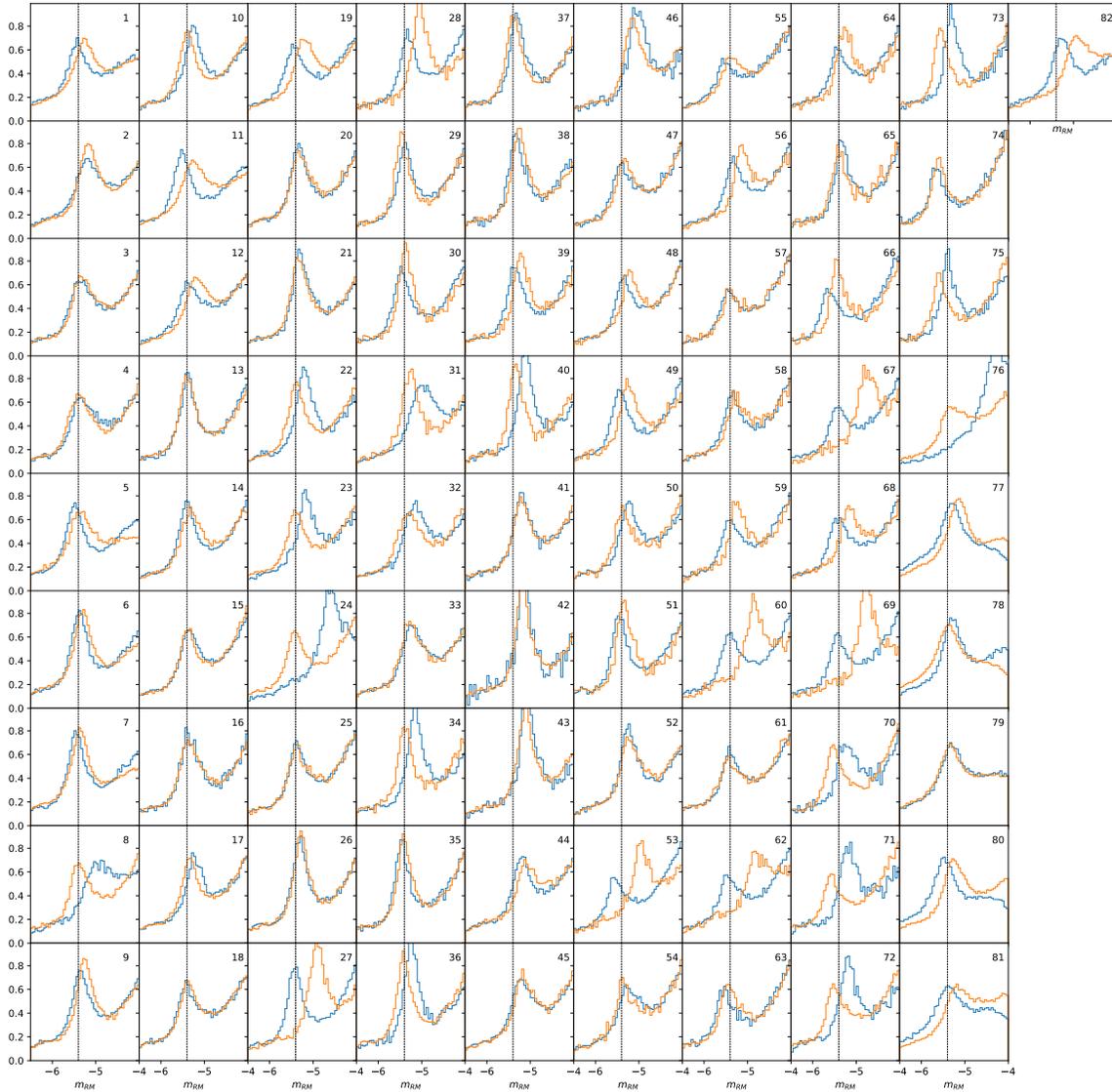


FIGURE 5.1 – Pour les 82 champs MACHO, distributions normalisées de la magnitude des étoiles autour du pic des géantes rouges. En orange pour les étoiles du côté "ouest", en bleu pour les étoiles du côté "est". Le côté de la majorité des étoiles n'est pas toujours le même suivant les champs. La ligne pointillée noire est donnée pour référence et fixée à une magnitude instrumentale de -5.4 . La forme et la position des pics peuvent changer de champ en champ en partie à cause de l'effet de blending, outre l'effet considéré dans cette section. Les magnitudes sont les valeurs de la ligne de base renvoyées par l'ajustement que nous utilisons pour la recherche de microlentille.

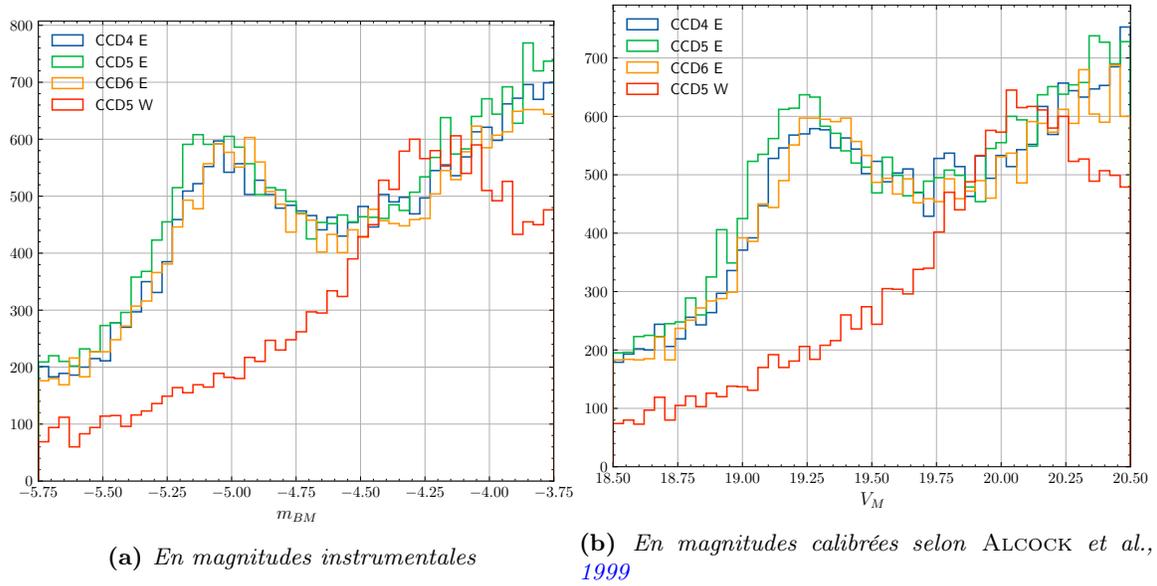


FIGURE 5.2 – Distribution en magnitude bleue MACHO des étoiles autour du pic des géantes rouges selon leur provenance sur l'image de référence, dans le champ 24 (pour lequel la différence de position du pic entre parties de l'image de référence est particulièrement marquée, voir figure 5.1) : pour les étoiles tombant sur les CCD 4, 5 et 6 du côté east of pier de l'image référence et sur le CCD 5 du côté west of pier de l'image de référence.

L'ajout de termes quadratiques ne s'avère pas nécessaire. Ces équations de couleur absorbent donc les écarts de magnitudes. Cette correction s'avère possible car l'ensemble des champs MACHO sont comprises dans la surface couverte par les champs EROS. Les coefficients pour chaque champ et chaque origine sur la référence sont montrés dans la figure 5.3. Nous vérifions sur cette figure qu'il n'y a pas de différence sensible entre les couleurs des étoiles détectées de la partie majoritaire de l'image de référence et des étoiles détectées dans la partie minoritaire de l'image de référence.

Lors de l'ajustement des courbes d'effet de lentille et d'une courbe constante, nous n'avons pas besoin de convertir les flux MACHO en flux EROS, de plus nous utilisons les magnitudes non calibrées. Encore une fois, cela est rendu possible car chaque source est considérée indépendamment des autres sources.

5.1.2 Comportement des incertitudes photométriques

Les incertitudes jouent un grand rôle dans notre analyse puisque nous calculons des χ^2 pour chaque courbes de lumière. Nous nous devons donc d'y porter particulièrement attention.

5.1.2.1 Dispersion des magnitudes moyennes

Dans un premier temps nous testons la validité des incertitudes en comparant les magnitudes moyennes et les incertitudes associées de deux sous-échantillons aléatoires d'une courbe de lumière. Nous calculons par étoile la moyenne pondérée \overline{m}_1 sur la moitié des points de mesure choisis aléatoirement, puis \overline{m}_2 la moyenne sur la moitié complémentaire. La moyenne

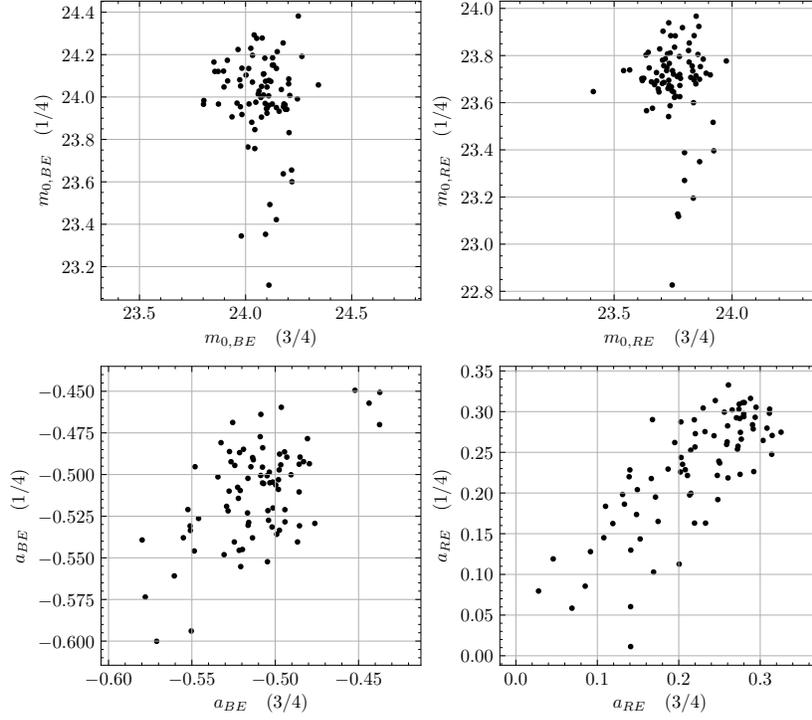


FIGURE 5.3 – Coefficients des équations de couleur pour chaque champ, avec leur valeur du coefficient dans la partie minoritaire du champ en fonction de leur valeur dans la partie majoritaire.

est définie comme tel :

$$\bar{m} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i / \sigma_i}{\sum_{i=1}^N 1 / \sigma_i} \quad (5.4)$$

$$\sigma_{\bar{m}} = \frac{\sqrt{N}}{\sum_{i=1}^N 1 / \sigma_i} \quad (5.5)$$

et nous notons la différence des moyennes de deux moitiés et son incertitude associée :

$$\Delta \bar{m} = \bar{m}_1 - \bar{m}_2 \quad (5.6)$$

$$\sigma_{\Delta \bar{m}} = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_{\bar{m},1}^2 + \sigma_{\bar{m},2}^2} \quad (5.7)$$

Si les erreurs sont correctement estimées et suivent bien une distribution normale, la distribution de $\Delta \bar{m} / \sigma_{\Delta \bar{m}}$ devrait suivre une distribution gaussienne, de moyenne 0 et de variance 1.

EROS Pour EROS nous obtenons la figure 5.4 qui donne la distribution du rapport $\Delta \bar{m}_{RE} / \sigma_{\Delta \bar{m}_{RE}}$ (c'est-à-dire pour le filtre rouge EROS2). Nous avons utilisé pour la tracer 50000 étoiles prises au hasard dans l'ensemble du catalogue combiné. Cette distribution semble satisfaisante, puisqu'elle est en assez bon accord avec la distribution normale de moyenne nulle et d'écart-type 1, la présence de queues importantes rend cet accord moins satisfaisant. Néanmoins, si nous

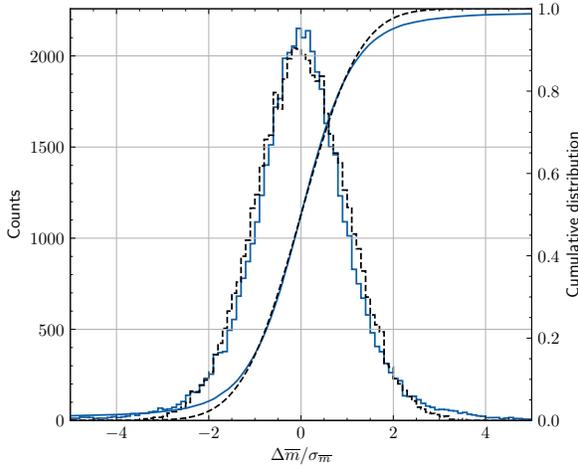


FIGURE 5.4 – Distribution du rapport $\Delta\bar{m}_{RE}/\sigma_{\Delta\bar{m}_{RE}}$ pour un échantillon de 50000 courbes de lumière (ligne bleue). L’histogramme en pointillés noir est la distribution normale pour le même nombre de réalisations. Les courbes bleue et en pointillés noirs sont les distributions cumulées normalisées correspondant à ces deux distributions.

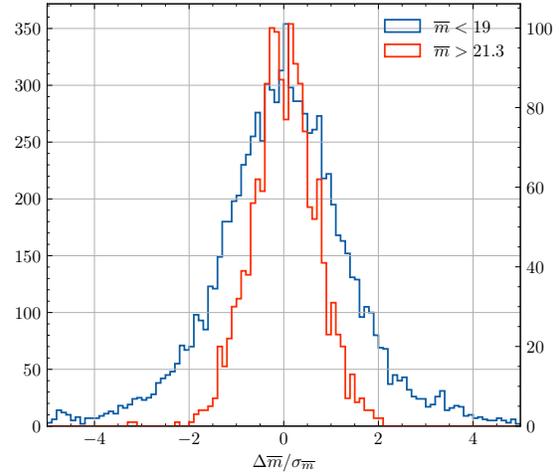


FIGURE 5.5 – Dans le même échantillon de 50000 courbes de lumière que la figure 5.4, histogrammes de la distribution des courbes de lumière de magnitude moyenne $m_{RE} < 19$ (ligne bleue) et $m_{RE} > 21.3$ (ligne rouge). L’écart-type de la distribution pour $m_{RE} < 19$ sur cet intervalle est 1.35 alors que celui de la distribution pour $m_{RE} > 21.3$ est de 0.69.

traçons la même distribution mais pour deux sous-échantillons de magnitudes différentes un problème apparaît (voir figure 5.5) : la largeur de la distribution change avec la magnitude de l’étoile. Pour les étoiles plus faibles les incertitudes ont l’air d’être sur-estimées alors que c’est l’inverse pour les étoiles brillantes. Nous détaillons ces observations dans la section suivante.

MACHO Nous pouvons tracer la même distribution pour les magnitudes rouges dans MACHO (cette fois pour ~ 70000 courbes de lumière). Là aussi la distribution de $\Delta\bar{m}_{RM}/\sigma_{\Delta\bar{m}_{RM}}$ suit assez bien une loi normale centrée en 0 mais d’écart-type 1.34. Les incertitudes du catalogue MACHO semblent donc systématiquement sous-estimées. En revanche si nous divisons l’échantillon entre étoiles brillantes ($m_{RM} < -4$ correspondant à $m_{RE} \lesssim 19.8$ en rouge EROS) et étoile faibles ($m_{RM} > -4$ correspondant à $m_{RE} \gtrsim 20.8$) nous constatons que les distributions ne sont pas significativement différentes l’une de l’autre (figure 5.7) ce qui est une bonne chose.

5.1.2.2 Comparaison entre dispersion des mesures et incertitudes typiques

Une autre manière de faire est de comparer la dispersion des points de mesure (en calculant l’écart-type de la distribution des magnitudes pour chaque courbe de lumière) avec l’incertitude typique sur ces points de mesure (nous prenons l’incertitude médiane pour éviter d’être trop affecté par les *outliers*). Nous traçons la distribution de l’une en fonction de l’autre dans la figure 5.8. Dans le cas idéal, si les incertitudes sont bien estimées, la dispersion des mesures devrait correspondre à l’incertitude typique de cette courbe de lumière (en supposant que nous sommes dominés par des étoiles de flux constant). Or nous constatons à nouveau que MACHO

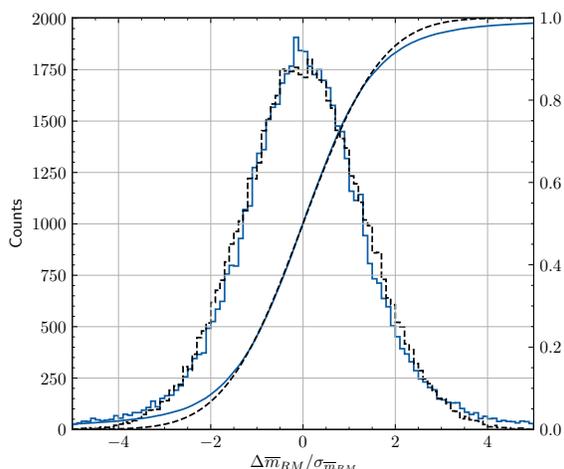


FIGURE 5.6 – Distribution du rapport $\Delta\bar{m}_{RM}/\sigma_{\Delta\bar{m}_{RM}}$ pour un échantillon de 70000 courbes de lumière (ligne bleue). L’histogramme en pointillés noirs est une distribution normale d’écart-type 1.34 pour le même nombre de réalisations. Les courbes bleue et en pointillés noirs sont les distributions cumulées normalisées correspondant à ces deux distributions.

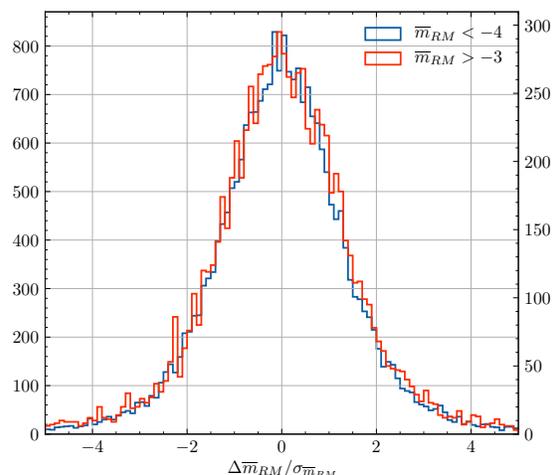


FIGURE 5.7 – Dans le même échantillon de courbes de lumière que la figure 5.6, histogrammes de la distribution des courbes de lumière de magnitude moyenne $m_{RM} < -4$ (ligne bleue) et $m_{RM} > -3$ (ligne rouge). Il n’y a pas de différence significative entre ces deux distributions.

à tendance à sur-estimer la précision de ses mesures. La même chose est vraie de EROS2 à un degré moindre ; par contre pour les étoiles dont les mesures sont très dispersées (écart-type de $m_{RE} \gtrsim 0.7$) les incertitudes du catalogue EROS sont très sur-estimées. Il se peut que pour les étoiles les plus brillantes la précision des mesures soit suffisamment grande pour que notre hypothèse devienne invalide (puisqu’en réalité toute étoile est plus ou moins variable), mais cela ne concerne qu’une petite fraction des étoiles observées et n’explique pas l’écart entre dispersion des magnitudes et incertitude moyenne.

5.1.2.3 Distribution des incertitudes par mesure

Enfin nous pouvons directement étudier le comportement des mesures dans leur ensemble. Nous traçons la distribution de $d_i = \frac{\phi_i - \bar{\phi}}{\sigma_i}$ pour un ensemble d’étoiles. ϕ_i est le flux de la i -ème mesure, d’incertitude σ_i , d’une étoile dont le flux de base est $\bar{\phi}$ (nous choisissons la encore le flux médian). Encore dans l’hypothèse de courbes de lumière constantes, dans le cas idéal où les incertitudes sont bien estimées, la distribution de cette valeur doit être une gaussienne centrée en 0 de variance 1.

La figure 5.9 monte la distribution de cette valeur pour les deux relevés pour différents intervalles de magnitudes médianes. Dans EROS la distribution de d_i est satisfaisante pour les étoiles de magnitude < 19 par contre elle est très différente d’une gaussienne pour les étoiles les plus faibles. Elle est alors très peu dispersée, ce qui indique que les incertitudes sont probablement trop grandes. Ce sont ces étoiles faibles qui posent problème sur les figures 5.5 et 5.8. En fait en regardant la figure 5.10 – qui montre la distribution d_i en fonction de la magnitude m_i des mesures individuelles – nous pouvons constater l’évolution de la dispersion

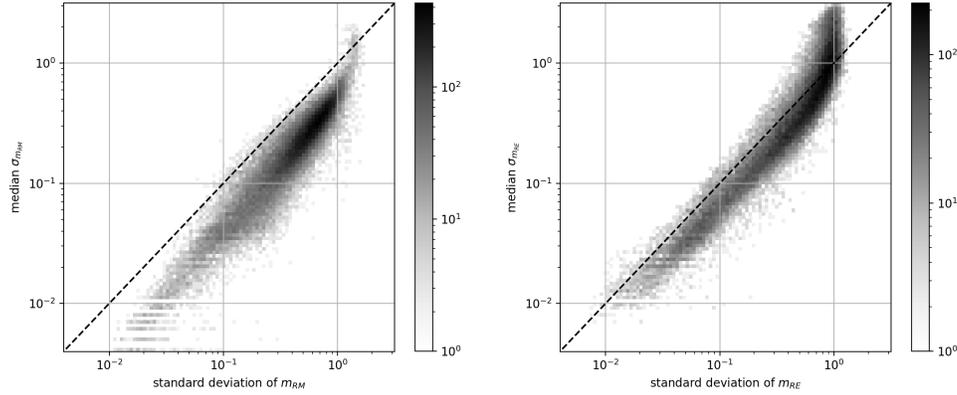


FIGURE 5.8 – *Distribution des médianes des incertitudes sur les magnitudes en fonction de la dispersion des mesures de magnitude. À gauche, dans le rouge MACHO, à droite dans le rouge EROS. Chaque point correspond à une courbe de lumière.*

de d_i en fonction de la luminosité des mesures. Ce sont les mesures les plus faibles qui sont problématiques. D'une part les valeurs sont biaisées vers des $d_i < 0$: c'est compréhensible car si les étoiles dont le flux de référence était trop faible ont été éliminées des catalogues, les étoiles proches de ce seuil ont parfois des mesures individuelles qui peuvent être plus faibles encore que ce flux de référence. Ces mesures sont conservées parce qu'il s'agit de mesures individuelles faisant partie d'une courbe de lumière. Ainsi, toutes les mesures situées à des flux inférieurs au flux limite du catalogue seront systématiquement plus petit que le flux de référence de l'étoile. Par contre, et c'est ce qui pose problème, les incertitudes ont été sur-estimées, puisque nous nous attendrions plus ou moins à une gaussienne tronquée pour la distribution de d_i des mesures faibles. Or la dispersion est visiblement très faible.

C'est aussi le cas dans MACHO, dans une moindre mesure. En revanche dans MACHO, les étoiles les plus brillantes voient leur barres d'erreur *a priori* sous-estimées, au contraire de EROS qui les sur-estime un peu plus que les étoiles de luminosité plus commune.

Il faut aussi prendre en compte le fait que puisque les catalogues nous donnent les mesures photométriques en magnitude, nous n'avons donc pas accès aux mesures de flux négatives. Cet effet biaise aussi les distributions de la figure 5.9.

5.1.2.4 Conclusion sur les incertitudes

Nous faisons donc face à deux difficultés relatives à la photométrie.

La première est la mauvaise estimation des incertitudes photométriques, différentes dans les deux relevés. Que les erreurs soient systématiquement sur- ou sous- estimées ne poserait pas de problème lors de l'ajustement d'une fonction par minimisation du χ^2 si nous n'analysons que l'une des deux expériences, puisque quel que soit le facteur entre incertitudes listées dans le catalogue et incertitudes réelles des mesures, la fonction ajustée serait la même et seule la valeur du χ^2 serait modifiée d'un facteur global. En revanche, étant donné que nous ajustons l'effet de microlentille sur quatre filtres en même temps, il se peut que pour une courbe de lumière donnée, les filtres d'une des expériences pèsent trop dans le calcul du χ^2 par rapport aux autres,

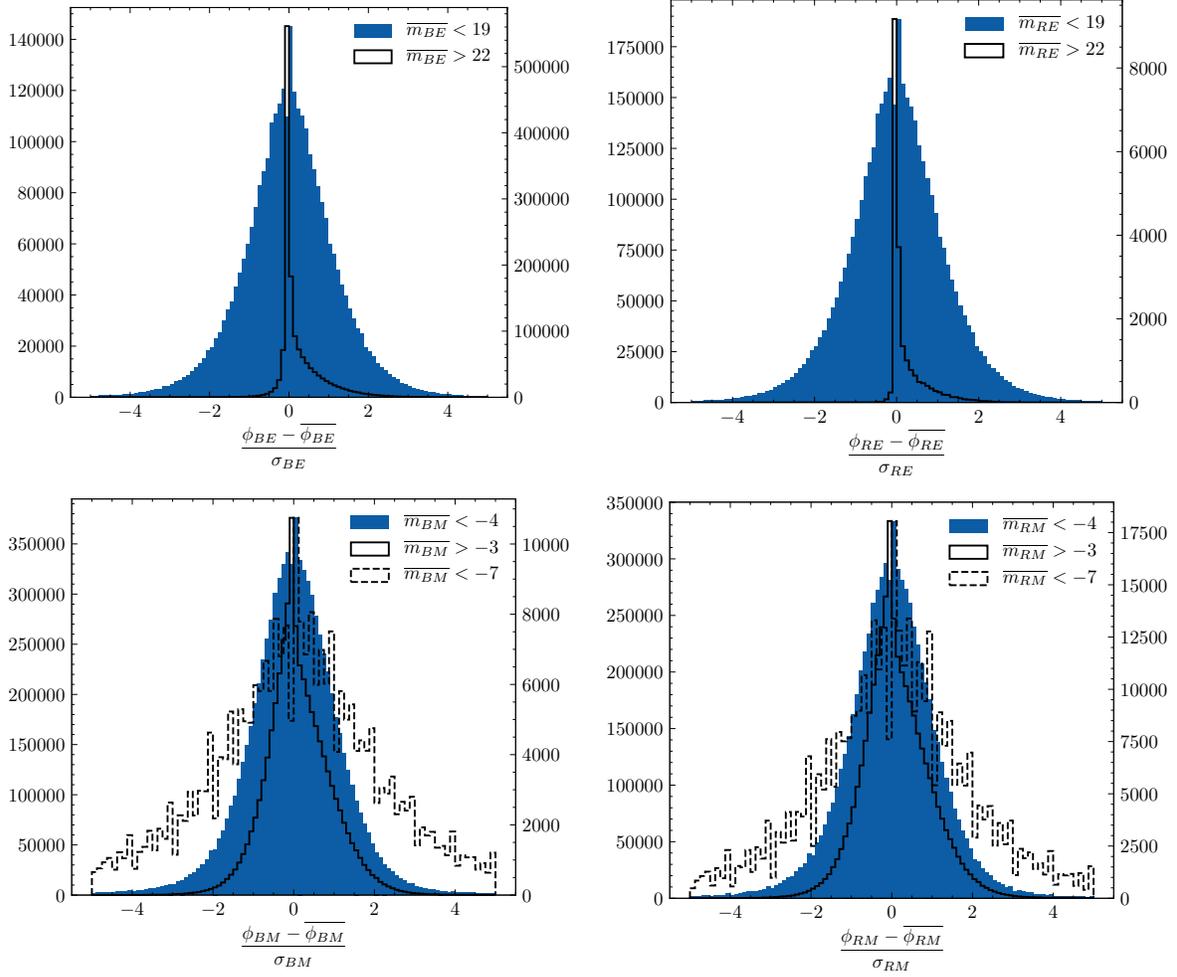


FIGURE 5.9 – Distribution de $\frac{\phi_i - \bar{\phi}}{\sigma_i}$ pour un échantillon d'étoiles dans chaque filtre, pour différents intervalles de magnitude. La présence d'un pic aigu dans le canal central des histogrammes est un artefact dû au choix de la médiane comme \bar{m} .

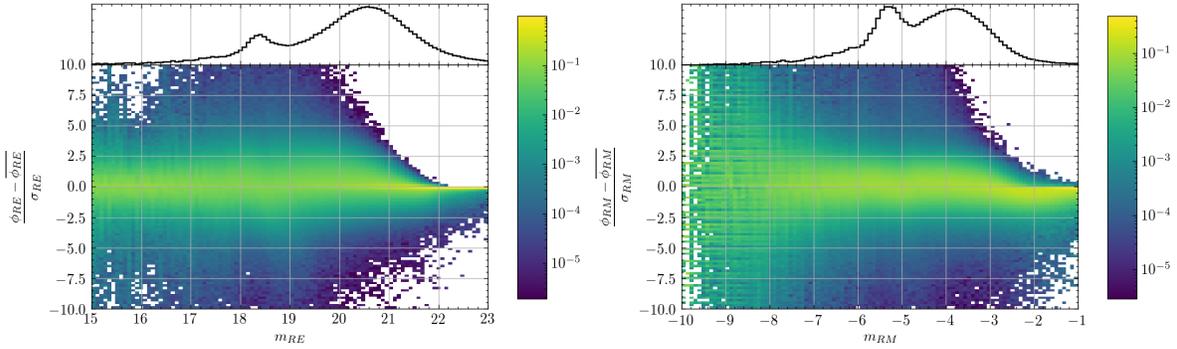


FIGURE 5.10 – Histogrammes bi-dimensionnels de $\frac{\phi_i - \bar{\phi}}{\sigma_i}$ en fonction des mesures individuelles (en magnitudes) m_i pour le rouge EROS à gauche et le rouge MACHO à droite. L’histogramme 2D est normalisé par tranches verticales pour pouvoir comparer la dispersion de $\frac{\phi_i - \bar{\phi}}{\sigma_i}$ en fonction de l’intervalle de magnitude de la mesure. En haut sont tracés les histogrammes des distributions des magnitudes des mesures (autrement dit la projection de l’histogramme bi-dimensionnel le long de l’ordonnée). Les mesures avec $m_{BE} > 22$ correspondent à peu près toutes à des fluctuations basses des courbes de lumière, ce qui explique la déformation des distributions à magnitude élevée.

au delà des différences de précision dues aux caractéristiques différentes des expériences. Alors l’ajustement favoriserait trop un filtre sur un autre et pourrait faire manquer des événements de microlentille. Nous corrigeons ce problème dans la section suivante.

Le deuxième effet et celui qui pose le plus problème est la variation de l’estimation des incertitudes avec la luminosité des étoiles, et notamment la surestimation des incertitudes pour les étoiles faibles dans EROS2. Pour les étoiles les plus faibles, la grande quantité de mesures dont l’incertitude est surestimée a pour effet de noyer les mauvais ajustements d’une fonction lors du calcul du χ^2 . Cela affecte la valeur du χ^2/N_{dof} qui est sous-estimé et par conséquent celle du $\Delta\chi^2$. Nous n’avons malheureusement pas réussi à corriger ces déficiences dans la photométrie, à cause notamment de l’asymétrie de d_i pour les étoiles faibles qui rend difficile l’estimation de la bonne correction à appliquer. Nous en avons cependant tenu compte lors de l’analyse et la sélection des événements.

5.1.3 Équilibrage des χ^2

Nous devons éviter le déséquilibre du calcul du χ^2 par l’estimation erronée des incertitudes différente d’un relevé à l’autre. Pour corriger ce déséquilibre, nous calculons pour chaque courbe de lumière, et pour chaque filtre, une grandeur que nous appelons χ^2 interne défini comme suit :

$$\chi_{int}^2 = \sum_{i=2}^{N-1} \frac{(\phi_i - \phi_{i-1} - r_i(\phi_{i+1} - \phi_{i-1}))^2}{\sigma_i^2 + (1 - r_i)^2 \sigma_{i-1}^2 + r_i^2 \sigma_{i+1}^2} \quad (5.8)$$

avec $r_i = \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}$. Une représentation graphique du calcul de cette grandeur est donnée sur la figure 5.11. Le χ_{int}^2 permet de quantifier la dispersion des mesures par rapport aux incertitudes photométriques associées, et ce même si la courbe de lumière varie, du moment que ces variations sont lentes par rapport à la fréquence d’échantillonnage. En pratique, nous calculons pour chaque point de mesure la différence entre celui-ci et la valeur obtenue par l’interpolation de ses deux points de mesure voisins, divisée par la combinaison de leurs incertitudes. Cet

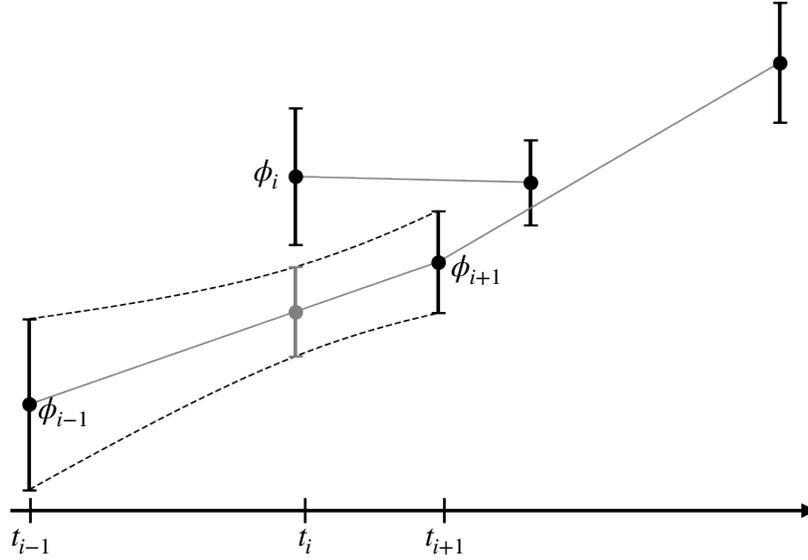


FIGURE 5.11 – Schéma permettant de visualiser le principe du calcul de χ_{int}^2 .

"éloignement" doit suivre une loi normale centrée en 0 et d'écart-type 1. En effet, en supposant que la courbe de lumière suit localement une fonction de la forme $\phi_i = at_i + \phi_0$, en notant $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ la loi normale de moyenne μ , de variance σ^2 :

$$\begin{cases} \phi_{i-1} \sim \mathcal{N}(at_{i-1} + \phi_0, \sigma_{i-1}^2) \\ \phi_i \sim \mathcal{N}(at_i + \phi_0, \sigma_i^2) \\ \phi_{i+1} \sim \mathcal{N}(at_{i+1} + \phi_0, \sigma_{i+1}^2) \end{cases} \quad (5.9)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} (1 - r_i)\phi_{i-1} \sim \mathcal{N}((1 - r_i)(at_{i-1} + \phi_0), (1 - r_i)^2\sigma_{i-1}^2) \\ r_i\phi_{i+1} \sim \mathcal{N}(r_i(at_{i+1} + \phi_0), r_i^2\sigma_{i+1}^2) \end{cases} \quad (5.10)$$

$$\Rightarrow \phi_i - \phi_{i-1}(1 - r_i) - r_i\phi_{i+1} = \phi_i - \phi_{i-1} - r_i(\phi_{i+1} - \phi_{i-1}) \quad (5.11)$$

$$\sim \mathcal{N}(0, \sigma_i^2 + (1 - r_i)^2\sigma_{i-1}^2 + r_i^2\sigma_{i+1}^2) \quad (5.12)$$

$$\Rightarrow \frac{\phi_i - \phi_{i-1} - r_i(\phi_{i+1} - \phi_{i-1})}{\sqrt{\sigma_i^2 + (1 - r_i)^2\sigma_{i-1}^2 + r_i^2\sigma_{i+1}^2}} \sim \mathcal{N}(0, 1) \quad (5.13)$$

En théorie si les erreurs sont bien estimées et si les termes de la somme sont décorrélés, $\chi_{int}^2/(N - 2)$ devrait donc suivre une distribution de χ^2 réduit, à $N - 2$ degrés de liberté. Or ça n'est pas le cas puisque chaque mesure est utilisée plusieurs fois dans la somme. Cependant $\chi_{int}^2/(N - 2)$ tend bien vers 1 comme attendu (c'est ce qui nous importe) mais sa dispersion est plus faible que la dispersion de χ^2 réduit à $N - 2$ degrés de liberté¹. À noter qu'en ne sommant qu'un terme sur trois nous obtenons bien pour le χ_{int}^2 ainsi obtenu une distribution de χ^2 à $(N - 2)/3$ degrés de liberté, cette fois avec le bon écart-type.

1. Nous l'avons vérifié avec une simulation simple de courbes de lumière avec des erreurs gaussiennes et des variations sinusoïdales.

Utilisation du χ_{int}^2 Le but ici est moins d’avoir une estimation correcte des erreurs dans un filtre qu’un moyen d’uniformiser les relevés entre eux, sans être affecté dans cette correction par d’éventuelles variations de la courbe de lumière. Nous posons

$$\Xi_{int} = \sqrt{\chi_{int}^2 / (N - 2)}. \quad (5.14)$$

Ainsi en multipliant les incertitudes photométriques par Ξ_{int} nous corrigeons d’éventuelles mauvaises estimations globales des incertitudes : si nous mésestimons les incertitudes d’un facteur k dans une courbe de lumière (avec $\sigma'_i = k\sigma_i$ les incertitudes du catalogue), 5.9 est inchangé. Par contre il faut remplacer les σ_i par σ'_i dans le dénominateur de 5.13 :

$$\chi_{int}^2 = \sum_{i=2}^{N-1} \frac{(\phi_i - \phi_{i-1} - r_i(\phi_{i+1} - \phi_{i-1}))^2}{\sigma_i'^2 + (1 - r_i)^2 \sigma_{i-1}'^2 + r_i^2 \sigma_{i+1}'^2} \quad (5.15)$$

$$= \frac{1}{k^2} \sum_{i=2}^{N-1} \frac{(\phi_i - \phi_{i-1} - r_i(\phi_{i+1} - \phi_{i-1}))^2}{(\sigma_i^2 + (1 - r_i)^2 \sigma_{i-1}^2 + r_i^2 \sigma_{i+1}^2)} \quad (5.16)$$

$$\implies \chi_{int}^2 \sim \frac{1}{k^2} \chi^2(N - 2) \quad (5.17)$$

Alors en multipliant les incertitudes mesurées par Ξ_{int} nous compensons le facteur k . Évidemment, dans le cas d’une étoile rapidement variable, nous surestimons les incertitudes en corrigeant par Ξ_{int} (d’ailleurs ce terme est aussi utilisé pour chercher des sources variant rapidement, en le comparant avec l’incertitude moyenne, par exemple dans DERUE et al., 2002 ou HABIBI, 2011). Cependant si un effet de microlentille a effectivement lieu sur une courbe variable, le fait de trop surestimer les barres d’erreurs fait que l’événement ne sera pas manqué en requérant une valeur du χ^2 réduit de l’ajustement d’un effet de microlentille inférieure à une certaine limite, ce qui est une bonne chose.

En pratique dans nos données, avant d’ajuster les fonctions constante et de microlentille, nous calculons Ξ_{int} pour chaque filtre séparément. Dans ce calcul nous ne prenons pas en compte les points de mesure dont les incertitudes dépassent 60% du flux de base. Cela évite d’être affecté par le mauvais comportement des incertitudes à très basse luminosité, dont la sur-estimation par rapport à la dispersion des mesures augmente rapidement avec la diminution de leur luminosité. Par exemple pour une courbe de lumière composée en majorité de mesures très faibles avec de très grandes incertitudes et d’un pic de mesures plus brillantes, dont les incertitudes sont mieux estimées, Ξ_{int} serait trop petit en prenant toutes les mesures en compte et compenserait certes les mesures faibles mais réduirait beaucoup trop les incertitudes des mesures plus lumineuses qui sont à l’origine à peu près bien estimées. De plus lors du calcul du Ξ_{int} nous écartons 1% des mesures qui contribuent le plus à sa valeur totale (nous calculons tous les termes de la somme dans Ξ_{int} , et nous supprimons le percentile des valeurs les plus hautes, puis nous faisons la somme). Cette manipulation est nécessaire car un ou deux points de mesure aberrants peuvent drastiquement augmenter la valeur Ξ_{int} sans que cela soit dû à une mésestimation globale. Ignorer 1% des mesures biaise systématiquement Ξ_{int} vers des valeurs plus faibles mais c’est un moindre mal puisque encore une fois, c’est l’uniformité de la correction des incertitudes entre filtres qui nous importe le plus.

Nous pouvons voir le résultat de l’application de ce facteur sur les incertitudes sur les figures 5.12 et 5.13. Ces figures montrent les distributions de χ^2 réduits partiels de l’ajustement d’une

courbe constante. Après l’ajustement de la courbe constante sur les courbes de lumière, les valeurs des χ^2 sont calculées individuellement dans les quatre filtres, alors les valeurs que nous appelons χ^2 réduits partiels sont définies par :

$$\chi_{flat,EROS}^2/N_{EROS} = \frac{\chi_{flat,RE}^2 + \chi_{flat,BE}^2}{N_{RE} + N_{BE} - 2} \quad (5.18)$$

$$\chi_{flat,MACHO}^2/N_{MACHO} = \frac{\chi_{flat,RM}^2 + \chi_{flat,BM}^2}{N_{RM} + N_{BM} - 2}. \quad (5.19)$$

Ces valeurs sont calculées à partir de la courbe ajustée à toutes les couleurs (et pas à partir d’un ajustement spécifique au filtre en question). Il est possible de calculer les χ^2 réduits partiels pour une couleur, mais nous avons rassemblé ici les filtres d’une même expérience pour des raisons de lisibilité des figures et parce que les plus grandes différences de traitement des incertitudes ont lieu entre les deux relevés. Nous constatons d’abord sur les figures 5.13a et 5.13c le fait que les incertitudes de MACHO sont plus sous-estimées, ou moins sur-estimées, que celles d’EROS2 : les valeurs de $\chi_{flat,EROS}^2$ sont plus souvent plus petites que celles de $\chi_{flat,MACHO}^2$. Il est possible de voir sur la figure 5.13c l’effet de la sur-estimation des incertitudes des étoiles faibles dans EROS sur les valeurs du χ_{flat}^2/N_{dof} , qui sont très petites pour EROS sans que les valeurs de MACHO descendent beaucoup sous 0.5, et décorréliées entre les deux relevés. La figure 5.12 rend claire la façon dont les valeurs des χ^2 individuels sont corrigées. $\chi_{flat,EROS}^2/N_{EROS}$ et $\chi_{flat,MACHO}^2/N_{MACHO}$ après correction sont piqués à la même valeur, avec une distribution plus étroite qu’auparavant et plus proche des valeurs théoriques. Cependant nous voyons que la correction n’est pas parfaite pour les étoiles les plus faibles dans EROS. De plus, le pic ne se situe pas en $\chi_{flat}^2/N_{dof} = 1$ mais vers une valeurs plus grande, en partie au moins parce que 1% des mesures sont ignorées lors du calcul de Ξ_{int} .

La correction des incertitudes par Ξ_{int} remplit l’objectif de rééquilibrer les poids des deux relevés (tout en étant encore imparfaite pour les étoiles faibles, comme nous le constatons dans la figure 5.13d).

5.2 Nettoyages supplémentaires des courbes de lumière

Ayant accès aux catalogues décrits dans la section 4, les données ont déjà subi un traitement extensif, avec l’élimination des mauvaises étoiles, mauvaises images, mauvaises mesures (par exemple le catalogue EROS2 comprend 29.2×10^6 sources contre 69.9×10^6 avant nettoyage, au sortir de la production photométrique de TISSERAND, 2004).

Il reste cependant dans nos données des points de mesure manifestement aberrants sur les courbes de lumière, qui viennent polluer notre analyse. En effet pour une fraction non négligeable de courbes de lumière ($\sim 5\%$), un ou plusieurs points de mesure sont situés très loin de la ligne de base, avec de très faibles incertitudes. L’ajustement favorise alors un événement de microlensing très fort et très court pour accommoder ces points de mesure, avec une très forte amélioration de la valeur du χ_{μ}^2 par rapport au χ_{flat}^2 , et parfois un χ_{μ}^2/N_{dof} suffisamment petit pour ne pas être rejeté par notre sélection. Pour y remédier nous rejetons d’emblée les points de mesure dont les incertitudes ne sont pas définies (valeurs négatives, erreurs de 9.999 dans EROS2) ou invalides (valeurs nulles dans MACHO).

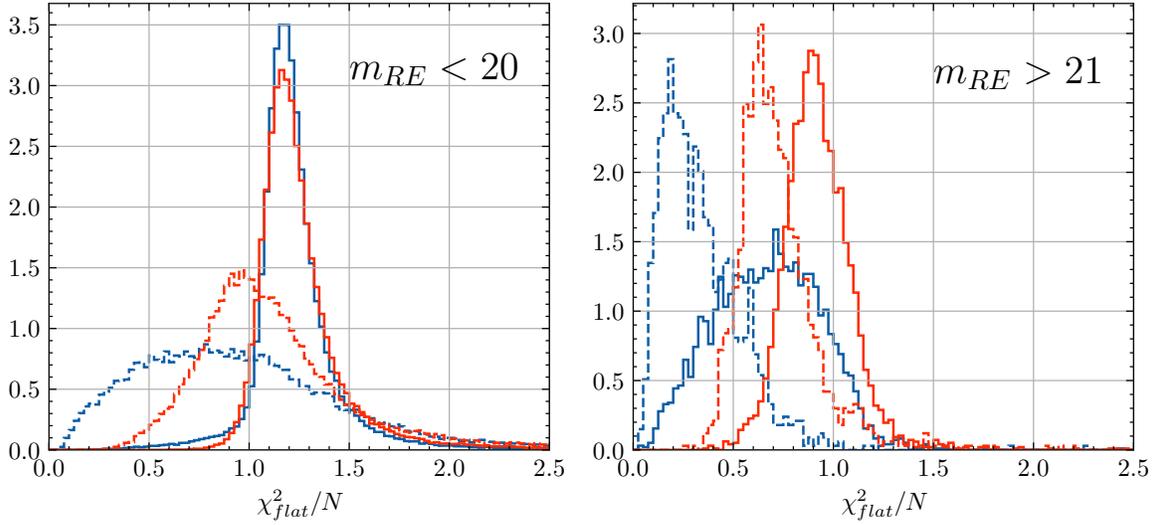


FIGURE 5.12 – Distributions des χ_{flat}^2/N_{dof} partiels de MACHO en rouge et de EROS2 en bleu. Les histogrammes en lignes pointillées sont les distributions avant la correction des incertitudes, et en lignes continues après la correction. L'échelle verticale est arbitraire. La figure de gauche correspond aux étoiles de magnitude $m_{RE} < 20$ et celles de droites aux étoiles faibles, $m_{RE} > 21$.

5.3 Élimination de mauvaises images

Nous filtrons d'abord les mauvaises images qui n'ont pas été éliminées dans la fabrication des catalogues en utilisant une méthode statistique se basant uniquement sur la photométrie. Dans le cas de MACHO, nous rassemblons les mesures individuelles par image, c'est-à-dire par date d'observation et par amplificateur (16 amplificateurs différents, 8 pour chaque couleur). Pour chaque image nous calculons la fraction d'étoiles dont le point de mesure correspondant est à plus de 5σ de la magnitude de référence (que nous choisissons être la médiane), nous notons $r_{5\sigma}$ cette grandeur. Si pour une image $r_{5\sigma} > 0.05$ alors cette image est retirée de notre analyse. Mais pour éviter de retirer trop de points de mesure pour une courbe de lumière donnée, nous limitons le nombre total d'images retirées pour un amplificateur à 5% du nombre total d'images, en ne retirant que celles qui ont les plus grandes proportions de mauvaises mesures. La distribution des fractions $r_{5\sigma}$ est donnée dans la figure 5.14. Une sélection globale peut-être faite car la distribution des fractions de mauvaises images ne dépend pas de la date, de l'amplificateur ou du champ. Cela peut se constater sur la figure 5.15. La seule distribution anormale est due à l'ampli 1.1 entre les jours 50982 et 51287 environ (date julienne modifiée). Les images de cet ampli sur cette période présentent de gros défauts de lecture du CCD (exemple donné sur la figure 5.16d). Nous éliminons toutes ces images.

La vaste majorité des images écartées montrent un dédoublement des étoiles, signe probable d'un défaut dans l'entraînement ou le guidage du télescope (figure 5.16b). La plupart des autres images écartées présentent un flou important (figure 5.16c). Occasionnellement les images peuvent présenter divers autres défauts comme une gamme dynamique très réduite ou des traces de satellites.

Du côté de EROS2 le catalogue dont nous disposons, issu d'une thèse précédente (TISSERAND, 2004), est déjà très nettoyé ; il subsiste néanmoins suffisamment de mauvaises images pour per-

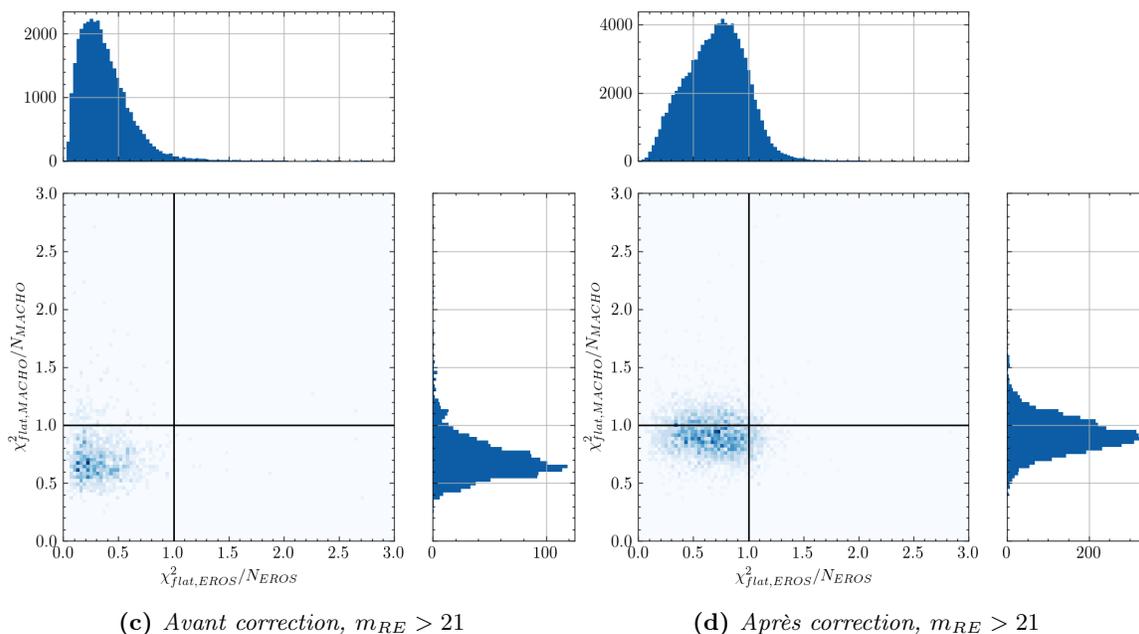
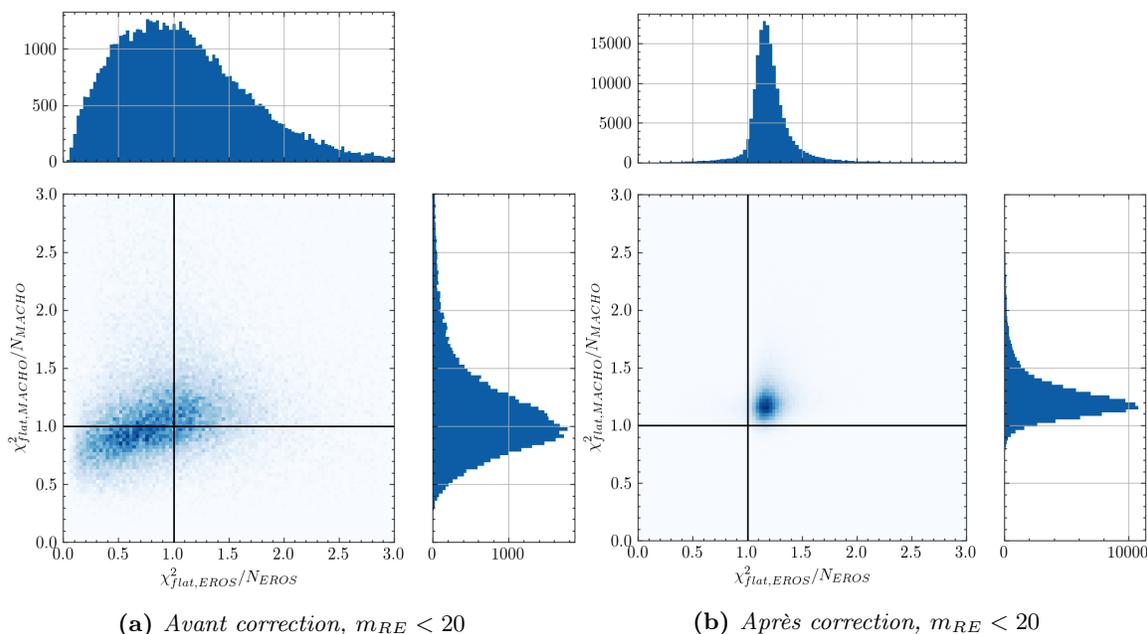


FIGURE 5.13 – Distributions des χ^2 réduits partiels de l’ajustement de courbe constante pour les deux relevés. Seules les sources ayant des mesures dans les quatre filtres sont prises en compte sur ces figures. Les figures de gauche montrent la distribution des χ^2 réduits avant la correction des incertitudes décrites dans cette section (pour un échantillon de 60000 courbes de lumière), les figures de droite montrent les distribution de χ^2 après correction (pour un échantillon de 170000 courbes de lumière). Les figures du haut montrent ces distributions pour des étoiles raisonnablement brillantes, celles du bas sont restreintes aux étoiles les plus faibles dans EROS, dont les courbes de lumière sont composées de beaucoup de mesures avec des incertitudes très sur-estimées. Ces étoiles composent une fraction plus faible (mais non négligeable) de notre échantillon (25% contre 43% pour les étoiles $m_{RE} < 20$).

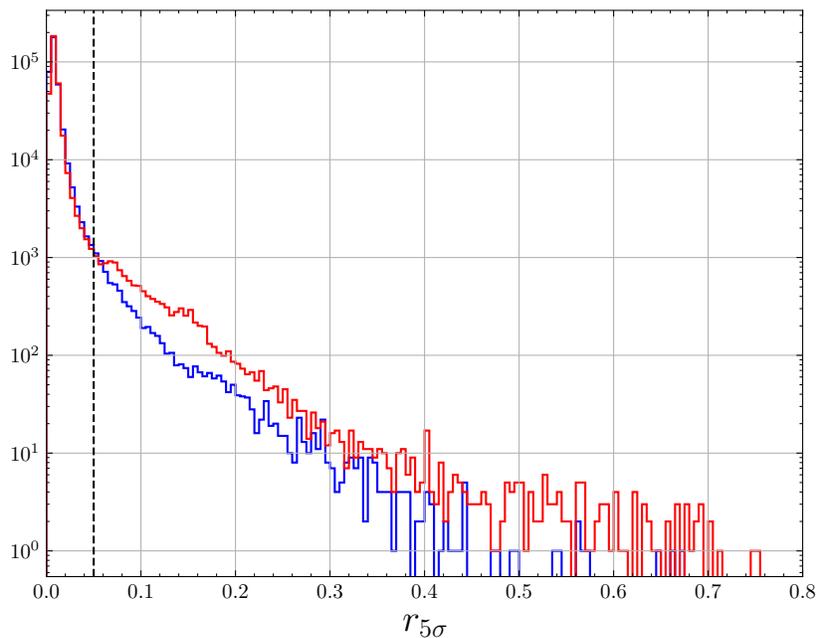


FIGURE 5.14 – Distribution des fractions de mauvaises mesures par image dans les deux couleurs, rouge et bleu dans MACHO. Il y a une entrée par image et par amplificateur.

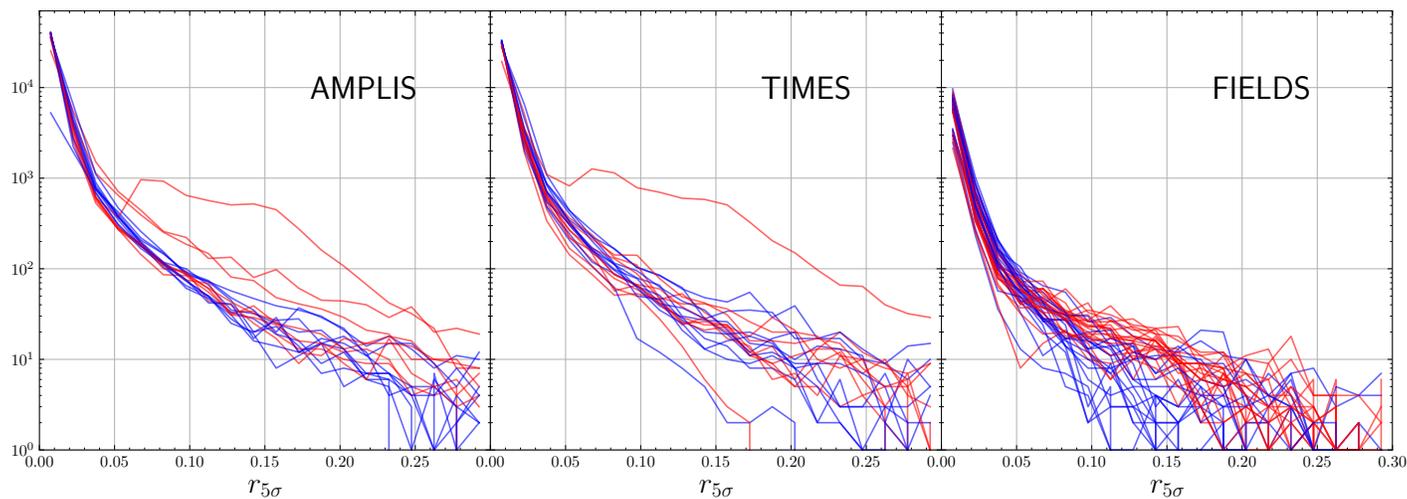


FIGURE 5.15 – Distributions des fractions de mauvaises mesures $r_{5\sigma}$ par image dans les deux couleurs dans MACHO. Chaque courbe correspond à un ampli à gauche, à un intervalle de temps au milieu (10 intervalles de taille variable contenant le même nombre d'images) et à un champ à droite. Les courbes en bleu correspondent aux mesures faites dans le filtre bleu, en rouge dans le filtre rouge.

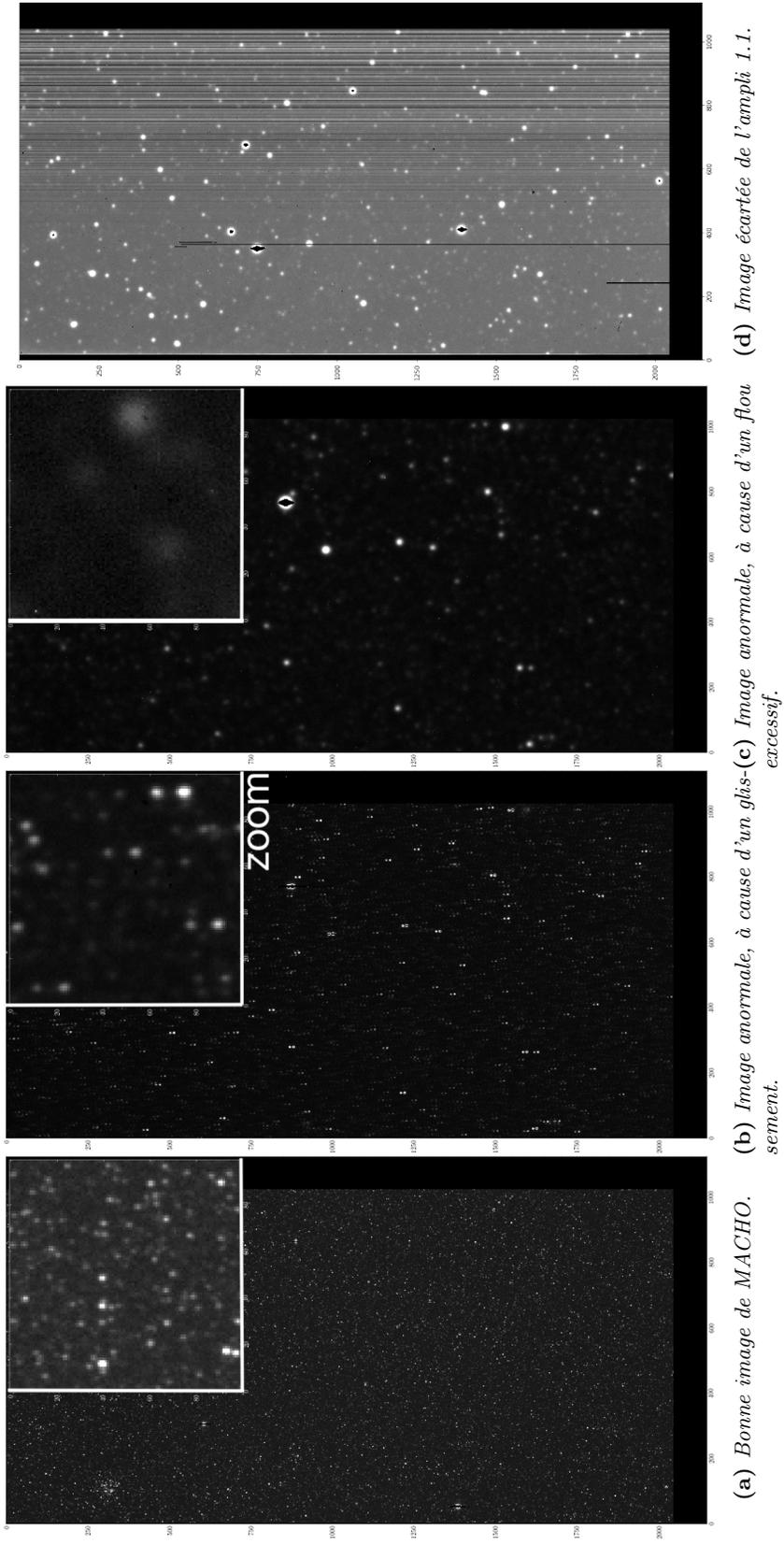


FIGURE 5.16 – Exemple d'images d'un amplificateur de MACHO. Zoom sur l'image dans les encarts des trois premières images.

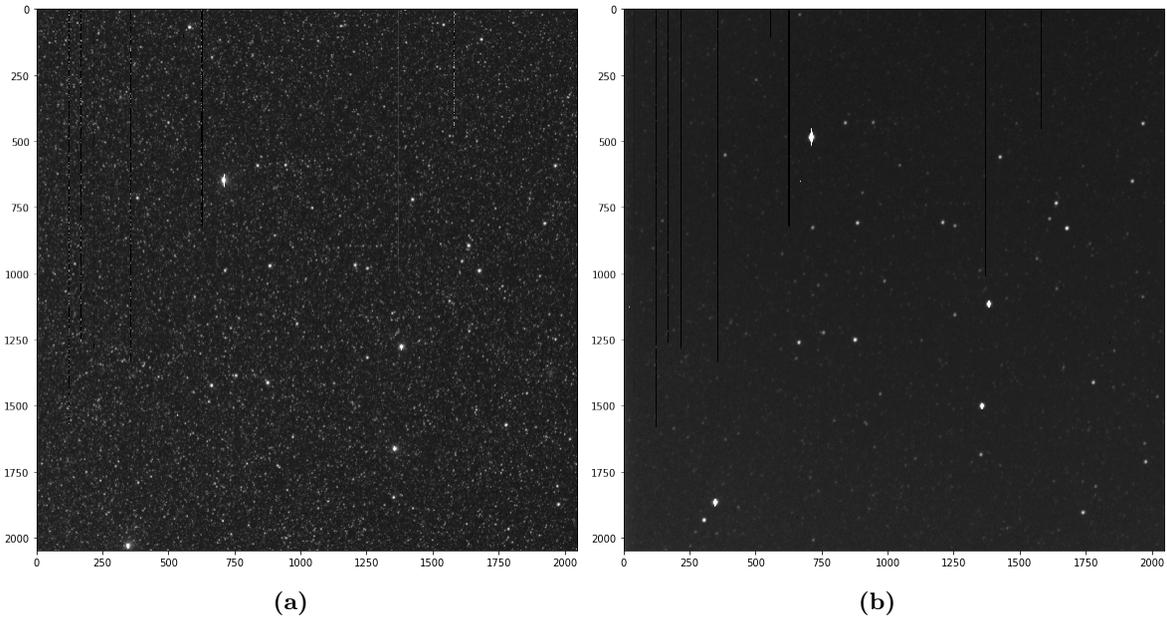


FIGURE 5.17 – Exemple d’une image de bonne qualité EROS2 (a) et d’une image de mauvaise qualité (b) écartée dans la liste de Jean-Baptiste Marquette.

turber l’analyse. Nous avons utilisé un procédé dans EROS2 similaire à celui qui vient d’être présenté, mais qui diffère en quelques points. Si, dans MACHO, sélectionner les mauvaises images par une valeur globale a du sens, car la distribution de $r_{5\sigma}$ reste sensiblement la même au cours du temps et avec les champs, ça n’est pas le cas dans EROS2. Pour chaque image de EROS (une par date d’observation et par CCD), nous calculons la proportion de mesures éloignées de plus de 10σ de la ligne de base (aussi la magnitude médiane) de l’étoile correspondante, proportion que nous noterons $r_{10\sigma}$. Plutôt que d’appliquer une coupure globale comme pour MACHO, la proportion de mauvaises mesures à ne pas dépasser est calculée pour chaque CCD. Pour chaque distribution de la proportion de mauvaises mesures, nous cherchons à éliminer les *outliers*. Étant donné que la distribution sous-jacente de $r_{10\sigma}$ n’est manifestement pas une gaussienne ni même une fonction symétrique, nous utilisons la définition donnée par HUBERT et VANDERVIEREN, 2008 adaptée aux distributions asymétriques. Pour éviter les cas ponctuels où trop de points seraient ôtés, nous limitons le nombre de mesures éliminées à 1% du nombre total de mesures d’une étoile et nous éliminons alors les points avec les plus grands r_{10} . Nous avons aussi eu accès à une liste d’images considérées comme mauvaises lors de la photométrie, produite et transmise par Jean-Baptiste Marquette (Marquette J.B., communication privée). Il est rassurant de constater que la majorité d’entre elles (93%) avaient déjà été éliminées *a priori* par le traitement de Patrick Tisserand, cependant certaines étaient toujours présentes. La plupart ne sont pas non plus éliminées par le traitement décrit précédemment car il s’agit plutôt d’images dont la photométrie est très mauvaise, avec de grandes barres d’erreurs, mais pas forcément sources de mesures aberrantes. Nous les avons toutefois éliminées car elle représentent un faible pourcentage des mesures ($< 0.1\%$).

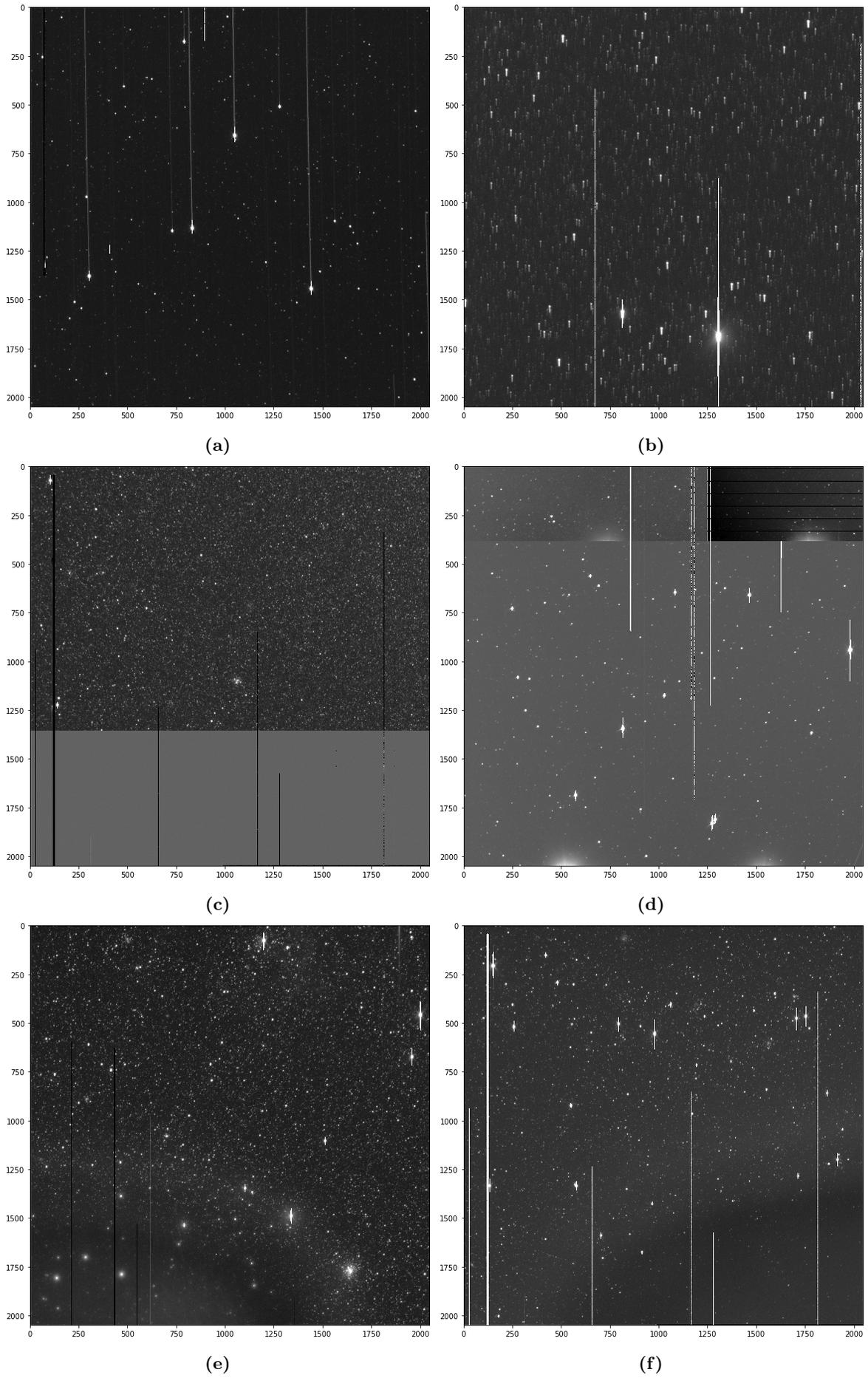


FIGURE 5.18 – Exemple d'images de mauvaise qualité encore présentes dans le catalogue EROS2.

5.4 Éliminations de mesures problématiques

Malgré ces nettoyages successifs il reste toujours dans les courbes de lumière des points de mesure problématiques. Un dernier nettoyage est effectué courbe par courbe. Nous calculons couleur par couleur la valeur médiane du flux pour une fenêtre glissante de 5 points de mesure. Si le point central est éloigné à plus de 5σ de la valeur médiane nous décidons de ne pas le prendre en compte dans l'analyse. Si plus de 10% des points présentent de telles déviations pour une courbe de lumière, nous n'en écartons aucun afin d'éviter d'écarter les courbes présentant de fortes variations intrinsèques. Un tel nettoyage serait pénalisant pour la recherche d'événements de courte durée, où les variations de luminosité sont rapides, sur quelques points de mesure. La figure 5.19 montre l'efficacité relative de l'analyse avec et sans cette suppression par fenêtre glissante. Cette efficacité relative est le rapport de l'efficacité de l'analyse avec l'élimination des points aberrants sur l'efficacité de l'analyse sans élimination de mesure par la fenêtre glissante. Dans les deux cas nous avons appliqué le nettoyage des mauvaises images présenté dans la section précédente. Ici l'efficacité est définie par le rapport de courbes de lumière avec $\Delta\chi^2 > 80$ sur l'ensemble des courbes simulées, qui est une sélection plus lâche que celle qui sera réellement appliquée pour l'analyse. L'efficacité relative diminue pour des $t_E < 100$ jours par rapport à une analyse sans nettoyage, mais pour des temps d'Einstein plus grands, l'efficacité est la même. Dans notre cas, puisque nous sommes intéressés par les événements longs ($t_E \gtrsim 100$ jours), les variations de luminosité sont lentes par rapport à l'échantillonnage temporel ce qui fait que nous ne perdons que peu d'efficacité sur ces événements.

Ces manipulations permettent d'éviter beaucoup de faux positifs concentrés autour de très petits paramètres d'impact u_0 (voir figure 5.20). Nous l'avons montré en traitant un échantillon aléatoire de ~ 30000 courbes de lumière du catalogue par l'algorithme avant et après les nettoyages décrits précédemment. Les mauvais points de mesure perturbent l'ajustement de l'effet de lentille puisque que l'algorithme cherche à faire passer la courbe par ces points très éloignés de la ligne de base, ce qui provoque un faux pic. Les courbes avec des points de mesure aberrants auront donc un très grand $\Delta\chi^2$ car l'ajustement de la courbe de microlentille sera en effet meilleur que celui d'un flux constant, mais il ne sera malgré tout pas pertinent. La variable $\Delta\chi^2$ est centrale dans nos critères de sélection, il faut donc qu'elle reflète au mieux la réalité de la courbe de lumière. Nous pouvons voir si le nettoyage est efficace en comparant le nombre de faux positifs avant et après : 658 courbes de lumière avant nettoyage ont $\Delta\chi^2 > 80$ contre 98 seulement après nettoyage.

La compensation des mauvaises estimations des incertitudes décrites dans 5.1.3 est effectuée après le nettoyage des mauvaises images et mesures. Pour rappel, le Ξ_{int} n'est calculé qu'avec les points de mesure dont l'incertitude est inférieure à 60% et le percentile des mesures contribuant le plus à Ξ_{int} n'est pas pris en compte dans son calcul. Les points de mesure de grandes incertitudes sont tout de même utilisés lors de la minimisation et le calcul des χ^2 .

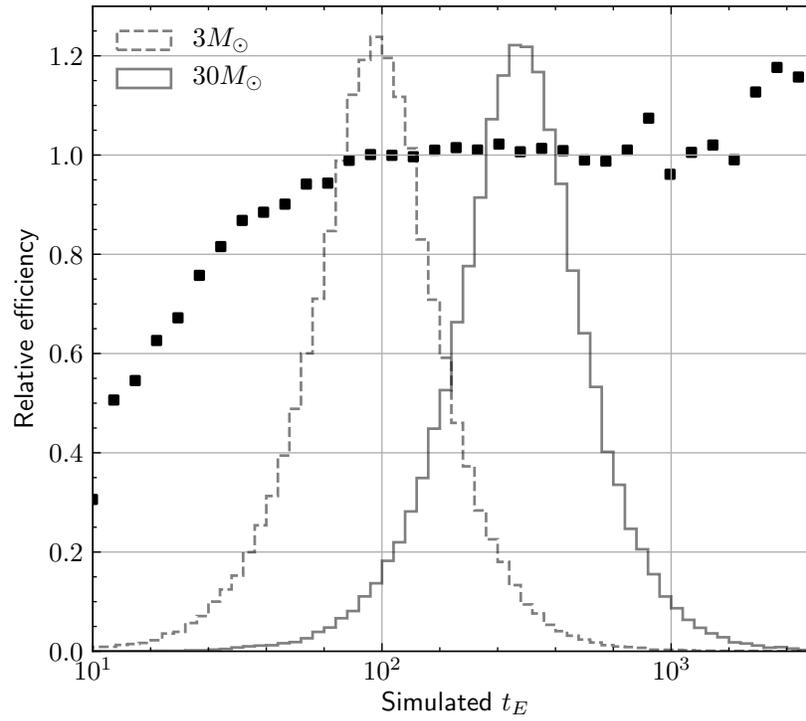


FIGURE 5.19 – Efficacité relative entre analyse avec nettoyage et analyse sans nettoyage par fenêtre glissante. Les deux histogrammes donnent la distribution des temps d'Einstein des événements simulés pour 3 et $30 M_{\odot}$ qui ont servi pour le calcul de cette efficacité relative (c'est pourquoi sa dispersion augmente pour $t_E > 3000$ jours).

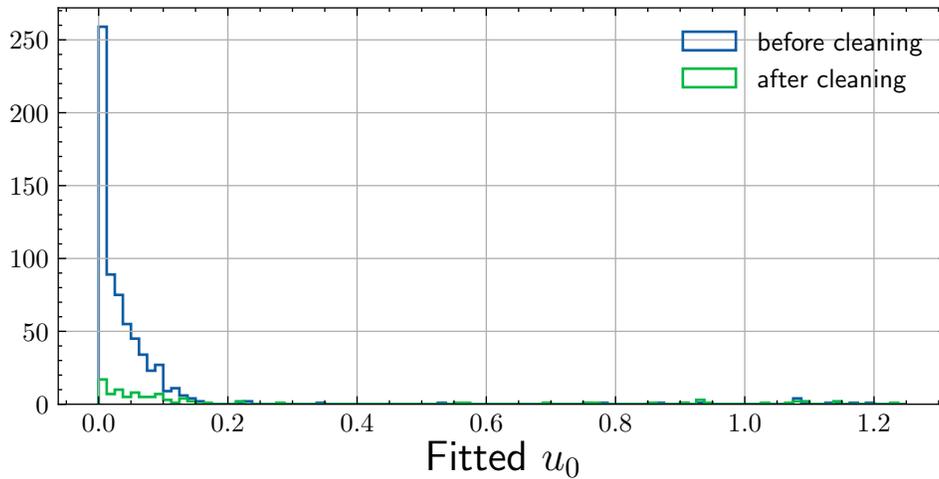


FIGURE 5.20 – Distribution des paramètres d'impact u_0 estimés sur des courbes de lumière dont le $\Delta\chi^2 > 80$.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié la photométrie des catalogues EROS2 et MACHO. Puisque nous avons accès à des catalogues déjà en partie traités, une partie des corrections et du nettoyage a déjà été effectué. Nous n'avons notamment pas eu à éliminer les mauvaises étoiles (artefacts, étoiles trop faibles, étoiles dans le voisinage d'étoiles très brillantes, ...). Par contre nous avons constaté et corrigé du mieux possible certains aspects problématiques de la photométrie des deux catalogues. Ces étapes de nettoyage et de corrections sont très importantes, à la fois pour éliminer les sources de faux signal mais aussi pour pouvoir utiliser correctement les valeurs de χ^2 calculées lors de notre analyse.

Après nettoyage, le nombre médian de mesures dans le rouge EROS suivant les champs est compris entre 250 et 500 et dans le bleu EROS entre 300 et 600 mesures. Dans MACHO ces nombres varient beaucoup entre champs centraux et champs extérieurs : entre 200 et 1400 dans le rouge MACHO et entre 250 et 1550 dans le bleu MACHO.

Chapitre 6

Estimation de l'effet de *blending* dans notre catalogue

Comme établi précédemment (voir section 2.5), il est capital d'estimer correctement l'impact de l'effet de *blending* dans notre analyse. Pour ce faire, un moyen est de comparer les images prises par EROS2 et MACHO aux images des mêmes champs prises avec une meilleure résolution. Il est aussi nécessaire d'avoir une magnitude limite plus haute que dans EROS2/MACHO, puisque même des étoiles ne comptant que pour 10% ou 1% de la lumière de la source pourraient être suffisamment amplifiées pour qu'un pic apparaisse clairement sur la courbe de lumière totale et jouer un rôle dans le calcul du nombre d'événements attendus. Les images du Hubble Space Telescope (HST) remplissent ces conditions. Dans cette section nous décrivons comment nous utilisons des images issues du HST pour estimer des fractions de blend réalistes que nous utiliserons ensuite dans une simulation pour estimer un nombre d'événements attendus plus juste.

Ce chapitre s'articule avec le chapitre suivant où nous nous étudions la problématique et le comptage des systèmes multiples non résolus par le HST, avec les données du télescope *Gaia*.

6.1 Sélection des champs HST

Nous avons trouvé dans les bases de données publiques de HST des images remplissant diverses conditions pour être exploitables dans le cadre de notre analyse. Nous avons sélectionné des champs HST qui sont à la fois contenus dans les champs EROS2 et MACHO, hors de zones masquées ou de zones mortes, tout en étant assez étendus pour avoir une statistique suffisante. Nous voulons aussi des champs avec des vues dans deux filtres différents, filtres qui doivent être assez proche des filtres de EROS2 et MACHO. Nous avons décidé de ne retenir que des images issues de la caméra WFPC2 (*Wide Field Planetary Camera 2*). HST utilise de nombreux filtres, nous avons décidé de ne retenir que les filtres F555W, F606W et F814W, qui sont proches des bandes passantes des filtres EROS2 et MACHO (figure 6.1). D'autres filtres couvrent ces intervalles mais il semblerait qu'ils n'aient été que peu utilisés, du moins vers le LMC. Nous avons utilisé des champs qui ont été observés dans les filtres F555W et F814W. Idéalement nous voulons des champs provenant de zones de densité stellaires différentes, puisque la prépondérance du *blending* dépend de cette densité. Enfin, nous avons évité les images de nébuleuses, d'amas ou d'autres objets particuliers qui sont souvent des cibles

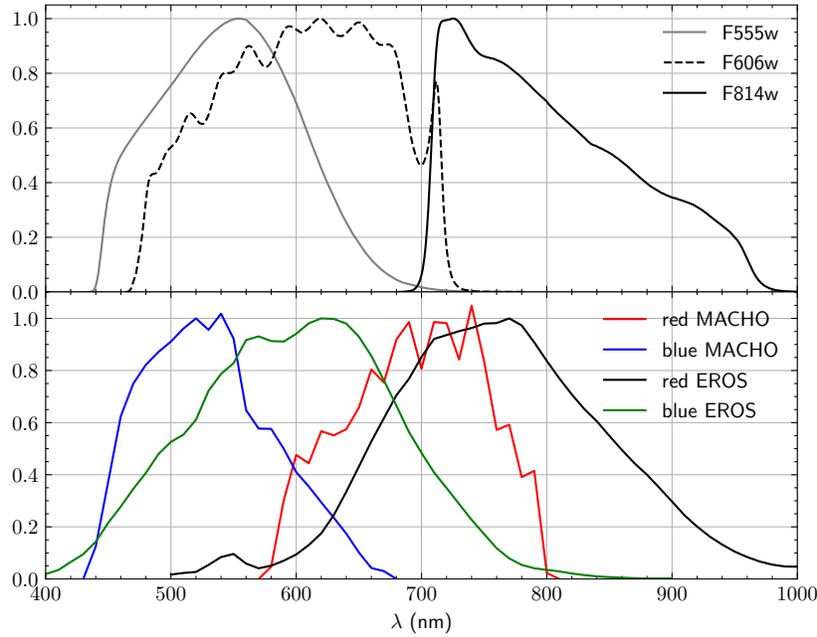


FIGURE 6.1 – Bandes passantes des filtres EROS2, MACHO et WFPC2 de HST. Les transmittances ont été normalisées.

d'observation du HST. Le choix est finalement assez restreint.

6.2 Exploitation

Des catalogues obtenus avec SExtractor et DAOPHOT sont fournis avec les images produites par HST. Malheureusement ils ne sont pas exploitables pour notre usage car ils ne contiennent que les étoiles les plus brillantes des images et ne sont donc pas suffisants pour étudier le blinding correctement. Nous avons donc créé un catalogue qui détecte le plus grand nombre d'étoiles et avons particulièrement veillé à ce que même des étoiles très rapprochées puissent être détectées séparément. Pour ce faire le logiciel SExtractor (BERTIN et ARNOUITS, 1996) a été utilisé. Nous avons choisi des paramètres pour SExtractor de façon à ce qu'un minimum d'étoiles soient ignorées, ce qui se traduit par la détection de faux positifs. Pour éliminer ceux-ci nous profitons du fait que nous avons une image dans chacun des deux filtres : puisqu'un catalogue est produit pour chacune, ne sont conservées que les sources présentes au même endroit dans les deux images. Nous retirons aussi les bords des images, qui peuvent être problématiques. Nous n'utilisons pas non plus la partie de l'image issue de la PC (*Planetary Camera*), même si sa résolution est meilleure, à la fois pour éviter des problèmes de raccordement entre images de la WFC (*Wide Field Camera*) et PC, et pour avoir un catalogue homogène. La surface de l'image issue de la PC étant réduite nous ne perdons pas beaucoup de sources. Ces zones sont retirées "à la main" : les images étant reconstruites, repixelisées et réorientées, nous sélectionnons les zones utilisées pour chacun des champs observés (les mêmes pour les deux filtres d'un même champ). Les étoiles EROS2 et MACHO étudiées sont sélectionnées dans cette zone, réduite d'une zone tampon d'épaisseur 3.5 arcsec pour pouvoir avoir

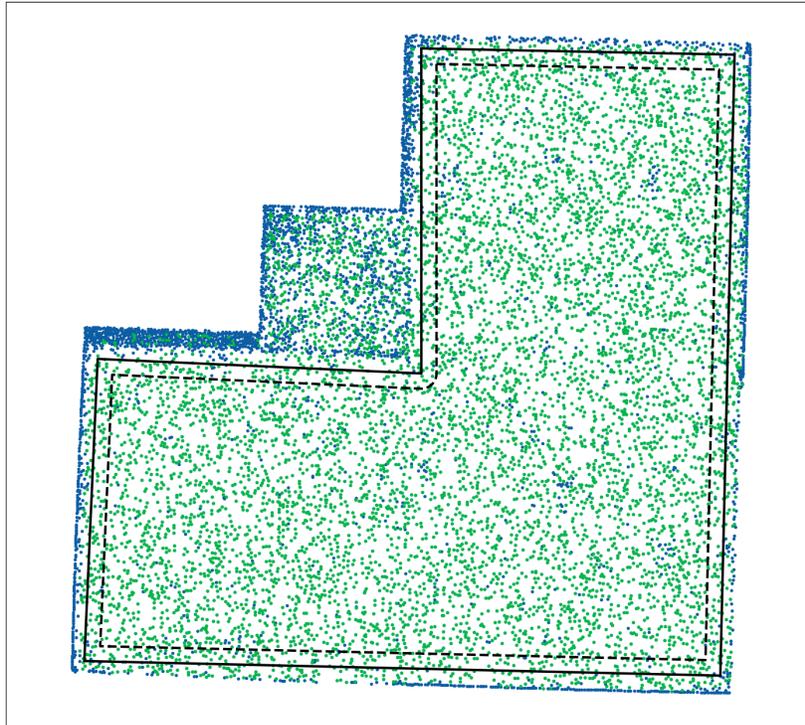


FIGURE 6.2 – Exemple de distribution des sources relevées sur un champ HST. Les points verts et bleus sont les sources détectées par SExtractor, les points verts sont celles qui sont conservées après association entre sources identifiées dans les deux filtres. Les sources HST (resp. EROS2/MACHO) qui sont considérées pour l'analyse du blending sont celles qui se retrouvent à l'intérieur du contour continu noir (resp. pointillé). Le champ de la PC est ici le petit quart en haut à gauche.

l'ensemble des étoiles HST contribuant à une source EROS2/MACHO, même sur les bords (figure 6.2).

Nous pouvons comparer la distribution en magnitude des sources dans EROS avec celle de HST (figure 6.3). Il est évident sur cette figure que HST permet de détecter des étoiles bien plus faibles que dans EROS. Nous voyons aussi là un effet clair de la présence de blending : dans le champ dense la distribution des magnitudes de EROS est déformée et le pic des géantes rouges est étalé vers des magnitudes plus petites. Ce décalage est beaucoup moins visible dans le champ clairsemé. En pratique la magnitude limite diffère suivant le champ HST que nous considérons car les images que nous utilisons sont des images composites dont le temps de pose total n'est pas toujours le même. Dans la suite nous utilisons toutes les étoiles détectées dans un champ HST, ce qui veut dire que nous utilisons des étoiles pour des domaines de magnitudes où le catalogue HST n'est pas complet. Cela peut introduire une erreur dans notre estimation du blending, puisque nous ne comptabilisons pas toutes les étoiles faibles. En fait cela n'est pas gênant pour notre analyse : d'abord parce qu'en général ce sont donc des étoiles qui contribuent très faiblement au flux de la source EROS et les omettre ne change donc pas significativement les valeurs de f_b des autres composantes de la source. Ensuite parce que en ignorant le *blend*, le nombre d'événements attendus a plutôt tendance à être sous-estimé et nous sous-estimons donc dans ce cas les contraintes que nous poserons à partir de la détection d'aucun événement (analyse à zéro événement).

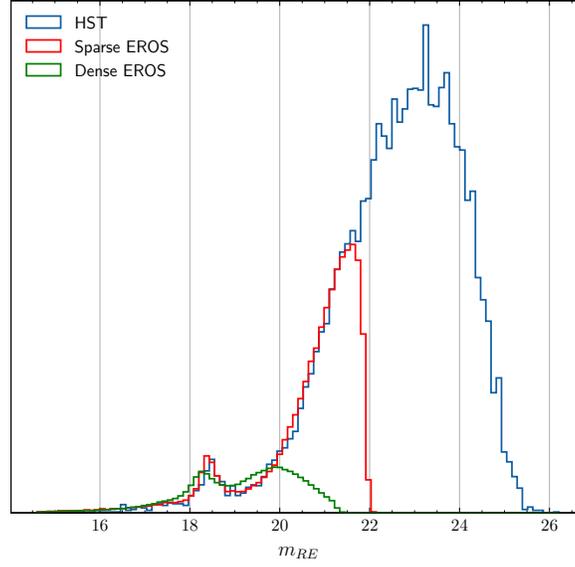


FIGURE 6.3 – Distribution des magnitudes des étoiles dans trois champs différents : un champ HST, un champ clairsemé EROS (~ 18 étoiles/arcmin²) et un champ dense EROS (~ 70 étoiles/arcmin²). Les magnitudes des étoiles HST ont été converties en utilisant la méthode décrite dans la section 6.4. Le nombre d'étoiles a été normalisé pour que le pic des géantes rouges à m_{RE} soit approximativement le même pour tous les champs.

6.3 Résolution angulaire effective

Une grandeur importante à estimer est la résolution effective. Nous parlons de résolution effective pour souligner que c'est une résolution qui dépend de l'algorithme qui extrait les sources (et, le cas échéant, de l'atmosphère) plutôt que la résolution théoriquement atteignable par l'optique du télescope. En pratique c'est la séparation minimale entre deux étoiles pour qu'elles soient individuellement identifiées dans le catalogue de sortie.

Pour identifier cette séparation minimale, nous pouvons utiliser la fonction de corrélation spatiale à deux points. Pour la calculer, nous utilisons l'estimateur de Landy-Szalay (LANDY et SZALAY, 1993) qui compare le nombre de paires dans les données avec le nombre de paires dans une simulation d'une distribution spatiale uniforme dans le même domaine. Avec un catalogue de n_d objets dans nos données et en simulant un catalogue de n_r objets nous calculons trois nombres de paires en fonction d'un intervalle de séparation s ; le nombre de paires :

- entre objets du catalogue des données $dd(s)$ qui est normalisé en $DD(s) = \frac{dd(s)}{n_d(n_d-1)}$
- entre objets du catalogue simulé $rr(s)$ qui est normalisé en $RR(s) = \frac{rr(s)}{n_r(n_r-1)}$
- et entre objets du catalogue des données avec les objets simulés $dr(s)$ normalisé en $DR(s) = \frac{dr(s)}{n_d n_r}$

L'estimateur de la fonction de corrélation à deux points est alors donné par :

$$\xi_{LS}(s) = \frac{DD - 2DR + RR}{RR}. \quad (6.1)$$

Pour la fonction de corrélation croisée, que nous utiliserons dans la suite pour comparer plu-

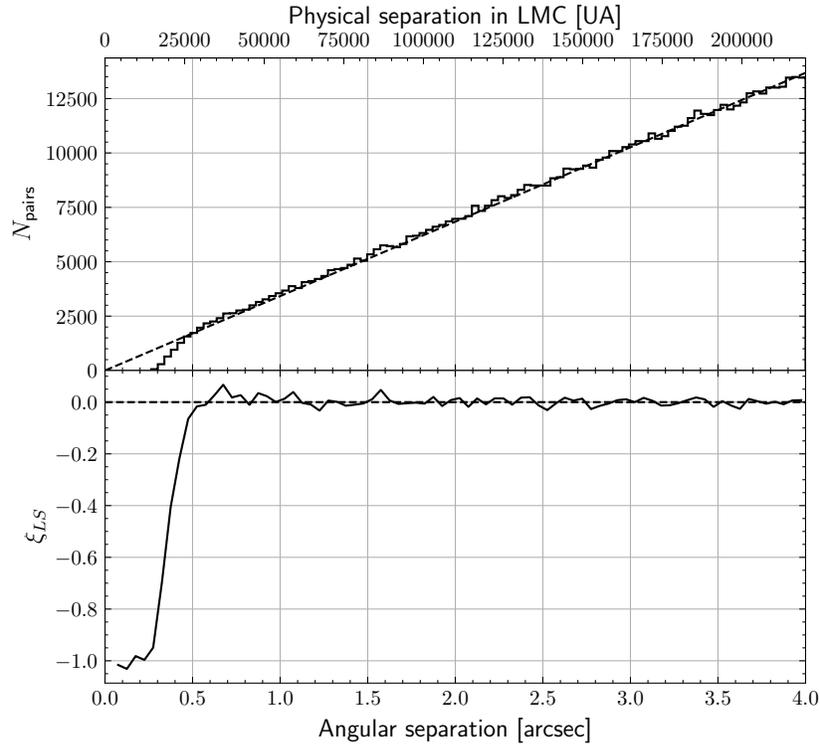


FIGURE 6.4 – Sur la partie du haut : nombre de paires d'étoiles d'un champ HST en fonction de la séparation angulaire de ces paires. Sur la partie du bas : fonction de corrélation à deux points de ces étoiles. Nous ne sommes plus capable de distinguer toutes les paires séparées par moins de 0.5 arcsec, et sommes totalement insensibles aux paires séparées par moins de 0.25 arcsec.

siieurs sous-échantillons, nous utilisons :

$$\xi_{LS}(s) = \frac{D_1 D_2 - D_1 R - D_2 R + RR}{RR} \quad (6.2)$$

avec dans ce cas $D_1 D_2$ le nombre de paires normalisé entre les deux échantillons de données et $D_1 R$ (resp. $D_2 R$) le nombre de paires normalisé entre objets des données de l'échantillon 1 (resp. 2) et ceux du catalogue simulé. Pour éviter les effets de bords le catalogue simulé recouvre précisément la même zone spatiale que celle des données.

La valeur de cette fonction de corrélation à deux points pour un champ HST est montrée sur la figure 6.4. Nous avons aussi tracé la distribution du nombre de paires en fonction de la distance, où la valeur de la séparation à partir de laquelle les paires d'étoiles ne sont plus séparées est aussi visible mais moins clairement. Ainsi, nous constatons que la valeur de cette résolution angulaire effective se situe autour de 0.5 arcsec dans HST. Au-delà, la fonction de corrélation est constante, autour de 1, ce qui signifie que les étoiles du LMC détectées dans HST sont réparties uniformément, sans sur ou sous-densités, pour des séparations supérieures à 0.5 arcsec. Nous pouvons regarder cette fonction de corrélation plus en détail. En utilisant la fonction de corrélation croisée entre un sous-échantillon d'étoiles brillantes de HST et toutes les étoiles du champ et en la comparant avec la fonction d'auto-corrélation, ou avec la fonction de corrélation croisée pour un sous-échantillon d'étoiles plus faibles, nous pouvons constater

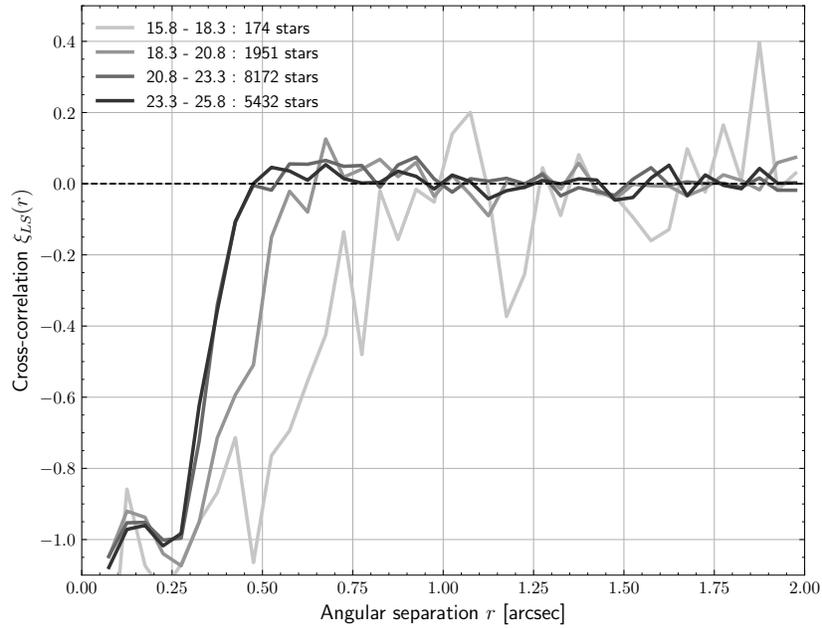


FIGURE 6.5 – Fonctions de corrélation croisée à deux points entre toutes les étoiles dans HST et différents sous échantillons d'étoiles dans différents intervalles de magnitudes (approximativement traduites en magnitudes apparentes rouge EROS). La résolution angulaire effective est plus proche de 0.75 arcsec pour les étoiles les plus brillantes.

que des paires plus éloignées sont surtout manquées pour les étoiles plus brillantes (figure 6.5). Dans notre catalogue HST, les étoiles sont moins bien détectées lorsqu'elles sont proches d'étoiles brillantes. La résolution effective pour les étoiles plus brillantes que la magnitude 18.3 est autour 0.75 arcsec. Ces fonctions de corrélation ont été calculées pour un champ assez dense (62 sources EROS/arcmin²).

Nous avons aussi tracé les mêmes fonctions de corrélations croisées pour les catalogues EROS2 et MACHO, pour étudier comment la résolution angulaire effective se comporte, notamment en fonction de la magnitude des étoiles.

Dans MACHO la fonction de corrélation se comporte comme attendu pour une distribution uniforme, et varie comme pour HST : les étoiles les plus brillantes voient leurs voisines moins bien identifiées (figure 6.6). La résolution angulaire effective est aux alentours de 2.5 arcsec. Ces courbes ont été calculées à partir de sources du champ 22 de MACHO.

Dans le cas de EROS2, si la fonction de corrélation est correcte pour les sources les plus faibles, la fonction de corrélation croisée des sources les plus brillantes avec l'ensemble des sources a un comportement inattendu (figure 6.7). Si nous étudions la distribution à deux dimensions de la répartition relative des étoiles voisines dans EROS2 (figure 6.8) nous constatons la présence d'une limite carrée autour des étoiles à partir de laquelle les paires sont subitement moins bien séparées. Cette limite est clairement visible pour les sources les plus brillantes et moins évidente pour les sources faibles. L'explication pourrait provenir de l'utilisation d'une fenêtre carrée pour l'estimation du flux d'une étoile dans EROS. Sa taille est de $N_p \times N_p$ pixels avec $N_p = 4.5 \times (\sigma_X + \sigma_Y) + 1$ et où σ_X et σ_Y sont les paramètres de la PSF, communs aux étoiles de l'image entière (TISSERAND, 2004) (pour rappel la largeur

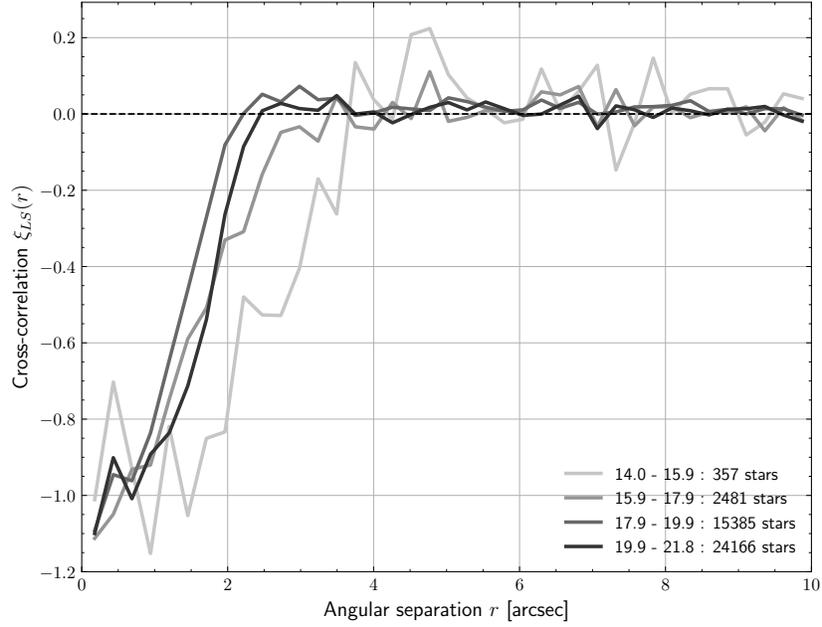


FIGURE 6.6 – Fonctions de corrélation croisée à deux points entre toutes les sources du catalogue MACHO et des sous-échantillons des sources de MACHO comprises dans différents intervalles de magnitudes. La magnitude instrumentale de MACHO a été approximativement convertie en magnitude apparente dans le rouge de EROS.

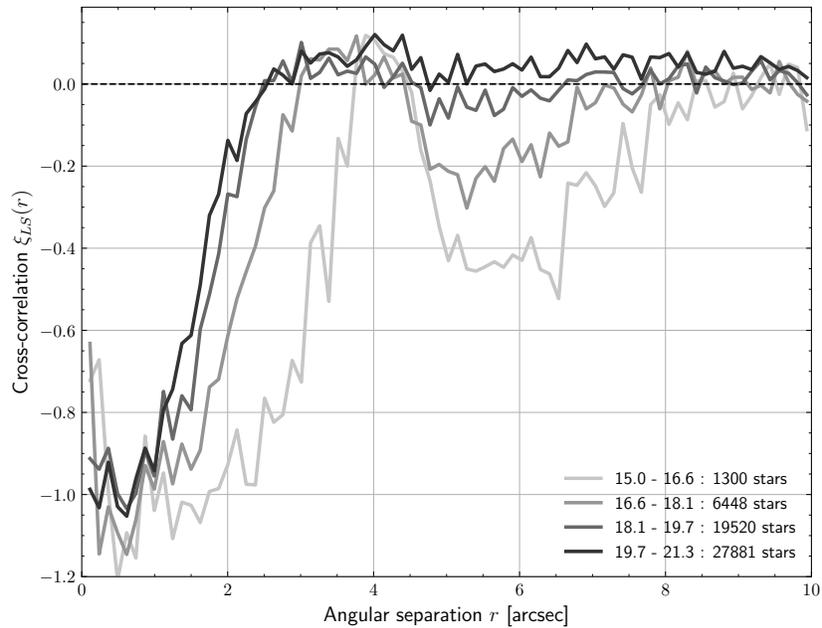


FIGURE 6.7 – Fonctions de corrélation croisée à deux points entre toutes les sources du catalogue EROS2 et des sous-échantillons des sources de EROS2 comprises dans différents intervalles de magnitudes.

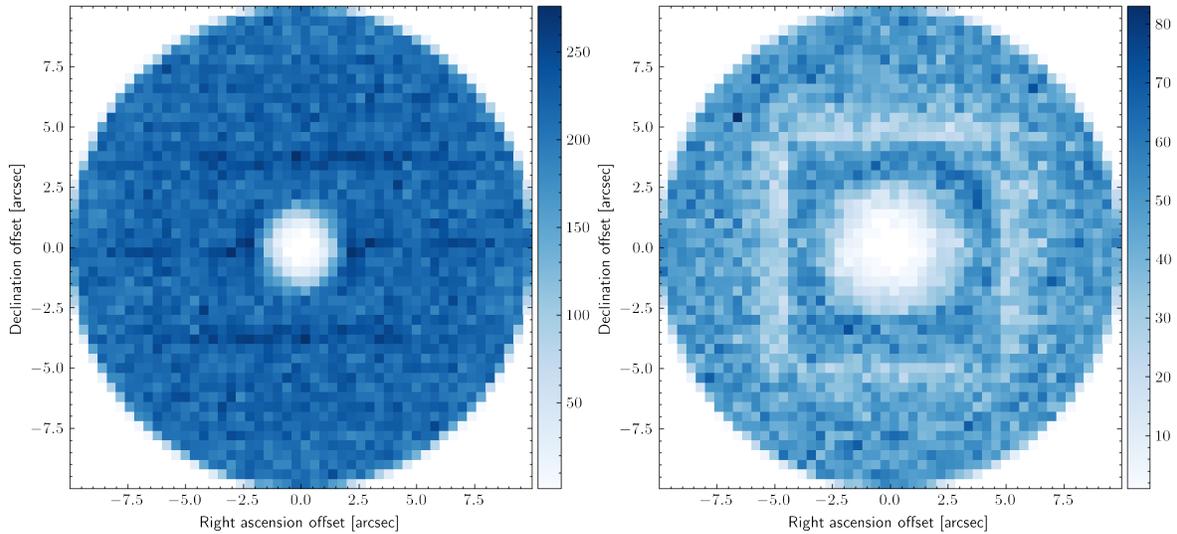


FIGURE 6.8 – *Histogramme à deux dimensions des différences de positions relatives entre voisines du catalogue EROS2. Il s’agit en quelque sorte de la fonction de corrélation spatiale à deux dimensions. À gauche entre étoiles de magnitudes > 19 . À droite la distribution spatiale de toutes les voisines (faibles et brillantes) des étoiles brillantes (de magnitudes < 18).*

d’un pixel EROS est de 0.602 arcsec), elle varie donc pour chaque observation. Le flux de l’étoile centrale est ajusté simultanément avec le flux de toutes les autres étoiles dans cette fenêtre. Il semblerait que pour certaines étoiles, la lumière des étoiles les plus brillantes, hors de la fenêtre, vienne parasiter l’estimation du flux rendant la mesure invalide. Puisque pour l’élaboration du catalogue EROS2 les courbes de lumière avec peu de mesures photométriques valables sont éliminées, ces étoiles proches des étoiles brillantes (mais hors de la fenêtre) ont souvent été éliminées. L’effet observé ne serait donc pas une déficience dans la détection des étoiles mais un résultat de la production photométrique et du nettoyage des données. Si c’est bien l’explication au comportement de la fonction de corrélation alors, que les sources soient brillantes ou non, l’effet sur le *blend* est le même pour toutes : le flux des voisines éloignées de plus ~ 4 arcsec n’est pas soustrait au flux d’une source autrement que par la soustraction du fond de ciel lors de la production photométrique des images courantes. Par contre les étoiles ont été correctement détectées sur l’image de référence. Cela ne devrait donc pas poser de problème lors de la reconstruction du flux total de l’étoile dans EROS à partir des flux des sources HST voisines. Nous avons donc décidé de ne pas prendre en compte ce comportement particulier de la détection des sources dans EROS2 lorsque nous reconstruisons leurs flux à partir des sources HST.

6.4 Composition d’une source EROS2+MACHO

Une des difficultés d’utiliser les images HST dans notre cas est le fait que nous utilisons des sources identifiées dans deux relevés différents, utilisant des instruments, des filtres, des algorithmes de détection différents. Nous souhaitons obtenir pour chaque paire EROS2-MACHO dans un champ HST, les étoiles HST qui contribuent au flux de la source et à quelle hauteur, dans les filtres EROS et MACHO. La contribution en flux d’une étoile HST éloignée du cen-

troïde n'est pas de 100%, seule une fraction sera comptabilisée dans le flux total de la source. La fraction du flux d'une étoile HST contribuant au flux total de la source est bien décrite par (TISSERAND et al., 2007) :

$$\phi' = \phi \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad (6.3)$$

où ϕ' est le flux effectivement comptabilisé dans le flux total de la source EROS2/MACHO, ϕ est le flux réel de l'étoile HST, r est la séparation angulaire entre la source EROS2/MACHO et l'étoile HST et r_0 est une constante qui quantifie jusqu'à quelle distance une fraction significative du flux de l'étoile HST entre en compte dans le flux total de la source. Le flux total ϕ_s d'une source dans EROS2 ou MACHO est donc donné en sommant le flux de toutes les étoiles HST (en pratique nous nous limitons aux étoiles situées dans un cercle de rayon de 3.5 arcsec autour de la source EROS2/MACHO) :

$$\phi_s = \sum_i^{N_{HST}} \phi_i \exp\left(-\frac{r_i^2}{r_0^2}\right) - \phi_{bg} \quad (6.4)$$

avec un r_0 et ϕ_{bg} propres à chaque relevé. Le paramètre ϕ_{bg} représente un flux de fond de ciel. Plus précisément, une partie du fond de ciel dans HST et MACHO est due à la présence d'étoiles trop faibles pour être identifiées par ces relevés mais détectées par HST, qui forment un fond quasiment continu notamment dans les champs de densité élevée dans MACHO et EROS. Puisque le fond de ciel est ajusté puis soustrait lorsque le flux d'une source est évalué, si nous voulons comparer le flux reconstruit en utilisant les étoiles HST avec le flux d'une étoile EROS2/MACHO réellement issu d'étoiles mélangées, il nous faut soustraire ce fond de ciel au flux reconstruit. Cela est illustré dans la figure 6.9.

Loin d'une source EROS2/MACHO, si l'une de ces étoiles faibles formant le fond subit un effet de microlensing, il ne sera pas détecté, parce que cette étoile n'existe pas dans le catalogue issu des images de référence (pour que l'amplification lumineuse d'une étoile donne une augmentation de 0.1 magnitude sur une source située à 3.5 arcsec, l'amplification doit être d'au moins un facteur 50, en supposant $r_0 = 1.4$ arcsec dans la formule 6.3). Nous pouvons donc les ignorer dans ce cas pour le calcul du nombre d'événements attendus. Par contre si l'une de ces étoiles est amplifiée alors qu'elle est proche du pic d'une étoile suivie par EROS2/MACHO, son flux participera au flux total enregistré qui semblera amplifié. Le flux de ces étoiles ne compte pas dans le flux total en temps normal mais leur fraction f_b n'est pas nulle.

Nous supposons le paramètre r_0 constant alors qu'il devrait augmenter pour les étoiles les plus brillantes à la fois dans EROS2 et MACHO. En effet, comme cela a été relevé dans la section 6.3, la résolution effective augmente avec la luminosité de la source, donc à séparation égale, des étoiles isolées d'une voisine faible ne le sont pas d'une voisine brillante et voient donc une plus grande partie de leur flux inclus dans le flux de celle-ci : le r_0 est donc plus grand.

6.4.1 Reconstruction des sources à partir des étoiles HST

Nous ne considérons que les sources associées entre elles dans les catalogues EROS2 et MACHO. Étant donné que HST, EROS2 et MACHO utilisent tous des filtres différents, nous devons d'abord convertir le flux reçu à travers les filtres HST aux flux reçus à travers les filtres

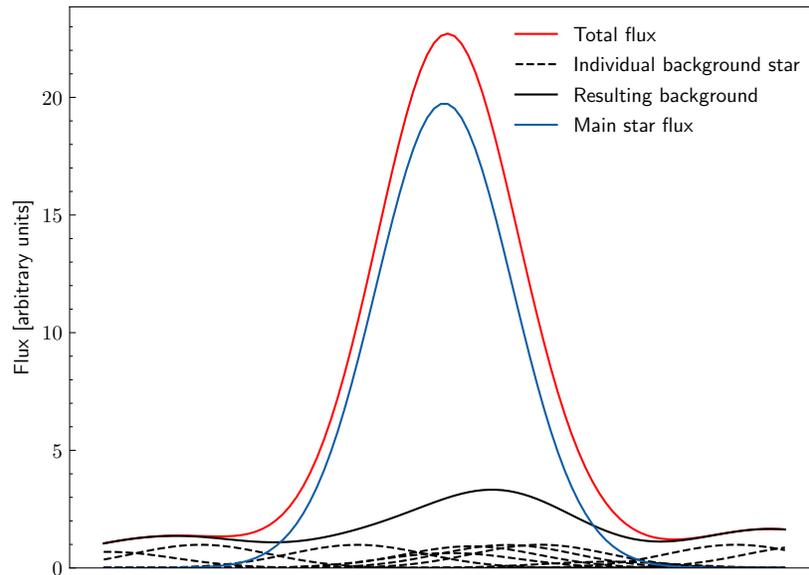


FIGURE 6.9 – Illustration du fond de ciel causé par des étoiles faibles. Projection à une dimension de gaussiennes bi-dimensionnelles représentant une étoile principale détectée par EROS/MACHO (courbe bleue), et de 10 étoiles faibles distribuées aléatoirement (lignes noires pointillées). La somme des flux des étoiles faibles forment un fond continu (ligne noire continue) dont le niveau moyen est soustrait du flux total (ligne rouge) lors de la photométrie des relevés. Dans HST les étoiles faibles sont détectées et comptabilisées dans le flux total qui a été pourtant soustrait dans EROS/MACHO : pour ne pas surestimer le flux que nous reconstituons dans HST, nous soustrayons donc un terme constant qui représente la contribution des étoiles les plus faibles au fond de ciel de EROS/MACHO.

EROS2 et MACHO pour obtenir des fractions f_b correctes dans chaque couleur pour notre simulation.

Pour ce faire, nous faisons d'abord un ajustement préliminaire de la valeur de r_0 dans un champ clairsemé pour pouvoir estimer des équations de couleur (et nous fixons $f_{bg} = 0$). Nous utilisons un champ de faible densité car les étoiles de EROS2/MACHO y sont alors souvent pures et il n'y a pas de fond d'étoiles faibles. Cet ajustement est fait en utilisant les valeurs des magnitudes des filtres les plus proches : rouge EROS avec F814W et bleu MACHO avec F555W, voir figure 6.1 (nous pouvons confirmer *a posteriori* que ce sont des filtres proches en vérifiant que les termes de couleurs calculés pour obtenir les figures 6.12 et 6.13 sont nuls).

Les équations de couleur sont estimées en utilisant les magnitudes dans EROS2/MACHO pour des sources dont plus de 95% de la lumière provient d'une seule étoile HST, comme évalué en utilisant la valeur préliminaire de r_0 . Nous pouvons vérifier que nous ne sous-estimons pas de façon significative la luminosité des étoiles en comparant la distribution des différences de magnitudes F814W et rouge EROS des sources dont plus de 95% du flux provient d'une étoile HST avec la même distribution pour des sources qui ont une unique contrepartie dans HST dans une rayon de 1.5 arcsec (qui sont donc des étoiles isolées). Les équations pour convertir les magnitudes HST sont de la forme :

$$m_{HST,i} = m_{0,i} + m_{555} + a_i(m_{814} - m_{555}) \quad (6.5)$$

estimées pour chaque filtre $i \in \{RE, BE, RM, BM\}$. Nous comparons dans les figures 6.12 et 6.13 les magnitudes calculées à partir des équations de couleur avec la magnitude des sources isolées. Nous constatons une inflexion autour de la magnitude ~ 17.5 surtout visible dans le rouge EROS2. Cela est peut-être dû au fait que les étoiles les plus rouges sont les étoiles les plus brillantes (que ce soient des super-géantes rouges du LMC ou des étoiles faibles galactiques situées en avant-plan), ainsi les différences entre les filtres rouge EROS et F814W de HST ont plus d'effet. Inclure des termes quadratiques aux équations de couleur pourrait peut-être donner un meilleur ajustement mais nous avons plutôt décidé d'ignorer les étoiles les plus brillantes : ces étoiles sont de toute façon problématiques à cause de l'augmentation de la résolution effective comme souligné précédemment, en plus des difficultés à prendre en compte les irrégularités de pouvoir de séparation dans EROS2. De plus elles ne représentent qu'une petite fraction des sources ($\sim 10\%$); sur cette fraction la compréhension du blend sera juste moins précise.

Si nous regardons plus en détail la distribution des différences entre magnitudes converties depuis HST et magnitudes moyennes originales (figure 6.11), nous constatons que la dispersion des différences est trop grande pour être expliquée par les seules incertitudes statistiques sur les magnitudes moyennes (de l'ordre de 2×10^{-3}), issues des algorithmes de mesure photométrique. C'est ici un indice que la précision des magnitudes converties est largement dominée par des erreurs systématiques (différences entre les filtres, soustraction de fond structuré, astrométrie...).

Les problèmes de photométrie de MACHO (voir section 5.1.1) peuvent avoir des conséquences ici. Pour rappel les images de référence MACHO sont construites aux 3/4 d'une image prise d'un côté du pilier du télescope et d'1/4 d'une image prise de l'autre côté (pour compenser la perte d'un amplificateur de CCD). Pour certains champs, les étoiles détectées dans la partie minoritaire ont un écart de magnitude systématique avec les autres étoiles de MACHO. Nous faisons donc attention à l'emplacement des champs HST pour pouvoir utiliser les mêmes équations de couleur.

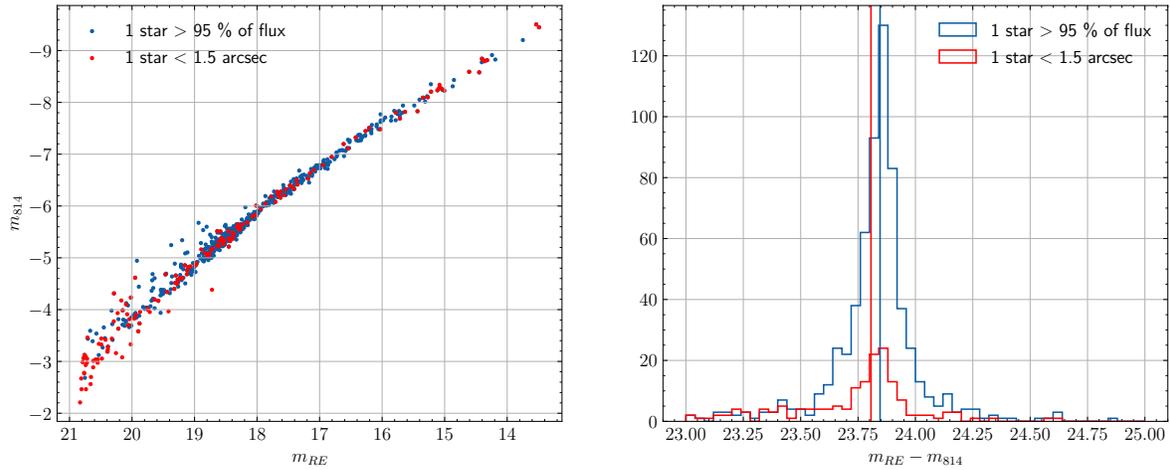


FIGURE 6.10 – À gauche : distribution de la magnitude $F814W$ HST en fonction de la magnitude rouge EROS pour des étoiles n’ayant qu’une contrepartie dans HST dans un rayon de moins de 1.5 arcsec de l’étoile EROS (points rouges), et pour des étoiles ayant une contrepartie dans HST qui compte pour plus de 95% du flux de toutes les étoiles HST dans un rayon de 3.5 arcsec autour de l’étoile EROS (points bleus). À droite : distribution de la différence entre ces magnitudes, les lignes verticales sont les médianes. Nous ne constatons pas de différence significative entre les deux populations.

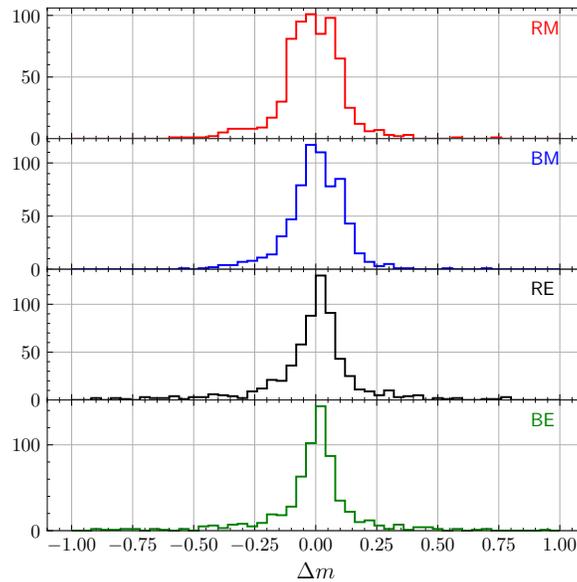


FIGURE 6.11 – Distribution des écarts en magnitude entre les magnitudes des filtres EROS/MACHO et les magnitudes issues de la conversion des magnitudes HST. Par exemple pour la distribution du haut : $\Delta m_{RM} = m_{RM} - m_{HST, RM}$, etc ...

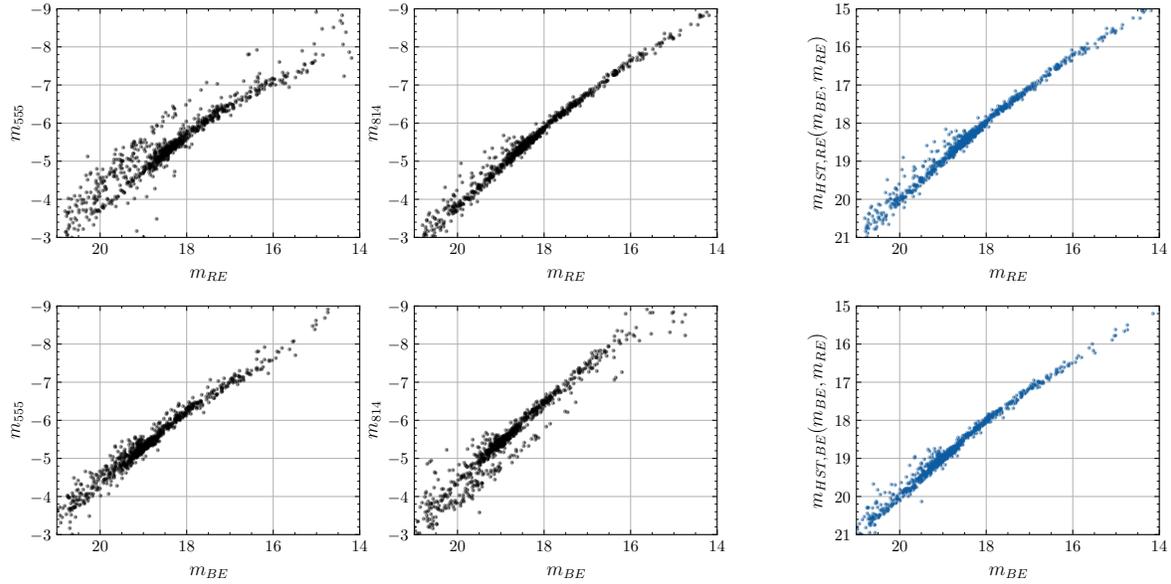


FIGURE 6.12 – À gauche, les magnitudes dans les filtres HST des étoiles en fonction de leur magnitude dans les filtres EROS. À droite les magnitudes converties en magnitude EROS à partir des magnitudes des filtres HST, en fonction des magnitudes réelles dans les filtres EROS. Ces distributions ne concernent que les étoiles isolées "pures". Une inflexion autour de la magnitude 17.5 est visible, surtout dans le rouge EROS.

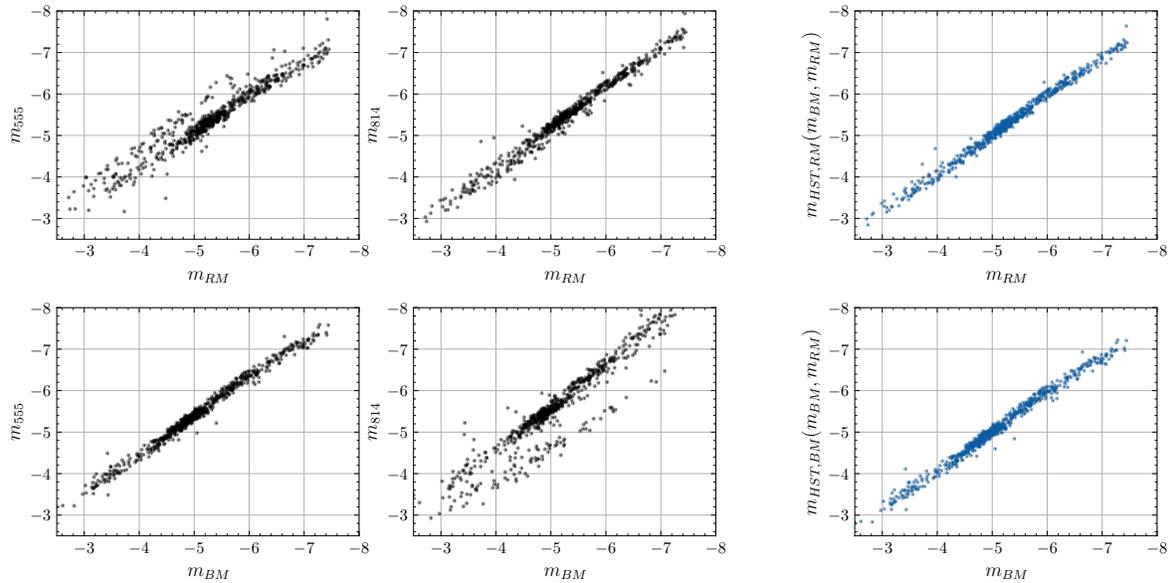


FIGURE 6.13 – Même figure que 6.12 mais pour le relevé MACHO.

Un nouvel ajustement est effectué pour estimer r_0 et ϕ_{bg} dans EROS2 et dans MACHO, cette fois en utilisant les équations de couleur. Nous cherchons à minimiser, pour chaque filtre i , la somme des différences au carré entre la magnitude de la source EROS2/MACHO et la magnitude reconstruite à partir des étoiles HST

$$A = \sum_k^{N_s} \left(m_k + 2.5 \log_{10} \left(\sum_j^{N_{HST}} \phi_j \exp \left(-\frac{r_j^2}{r_0^2} \right) - \phi_{bg} \right) \right)^2 \quad (6.6)$$

où m_k est la magnitude de la source k EROS2/MACHO, ϕ_j le flux converti des étoiles proches dans HST et r_j les distances à la source EROS2/MACHO. La reconstruction individuelle du flux d'une source est illustrée par la figure 6.16 qui explicite le composition de quelques sources. Les flux des sources EROS2/MACHO sont reconstruits (figure 6.14) et nous pouvons alors obtenir pour celles-ci les fractions de blend f_b correspondantes en estimant la contribution des étoiles HST dans les sources qu'elles composent.

Nous pouvons aussi calculer le facteur η à appliquer au nombre de sources pour obtenir le nombre effectif d'étoiles, en fonction de la magnitude, en utilisant la formule 2.51. Il s'agit du facteur par lequel il faudrait multiplier le nombre de sources pour obtenir le nombre réel d'événements attendus, si l'efficacité de l'analyse est ignorée. Il permet de donner une idée de l'augmentation possible du nombre d'événements attendus en prenant en compte le blinding. Nous obtenons la figure 6.15. Nous constatons que l'effet de blinding est plus important pour les étoiles faibles, en tout cas avant la prise en compte de l'efficacité.

6.5 Discussion & conclusion

Évidemment cette méthode a quelques désavantages. D'abord, à cause de la résolution angulaire effective, certaines étoiles sont encore confondues dans HST. Nous pouvons estimer la proportion d'étoiles (qui contribuent à la source) trop proches pour être distinguées. Pour une distribution uniforme de densité n le nombre de paires dans un anneau de rayon α et de largeur $d\alpha$ autour d'une étoile est

$$P(\alpha)d\alpha = 2\pi n \sin(\alpha)d\alpha. \quad (6.7)$$

Ainsi, statistiquement, pour une distribution uniforme des étoiles, la fraction de flux se situant dans une région sous un rayon de 0.5 arcsec en posant $r_0 = 1.3$ arcsec est

$$\frac{\int_{0.5\text{arcsec}}^{\infty} e^{-\left(\frac{\alpha}{r_0}\right)^2} \sin \alpha d\alpha}{\int_0^{\infty} e^{-\left(\frac{\alpha}{r_0}\right)^2} \sin \alpha d\alpha} \approx 18\%. \quad (6.8)$$

Ainsi pour une source formée en général par une étoile majeure et des étoiles plus faibles, nous ignorons en moyenne 18% du flux additionnel à celui de l'étoile principale (et pas 18% du flux total de la source). Nous avons donc tendance à sous estimer le blinding.

Mais il n'est pas évident que la distribution spatiale des étoiles soit uniforme jusqu'à des petites séparations angulaires ; en effet il faut prendre en compte l'existence de systèmes d'étoiles physiquement liés comme des systèmes multiples. Leur présence est étudiée dans le chapitre 7 suivant. Une autre limitation de la méthode est que nous sommes statistiquement limité. HST

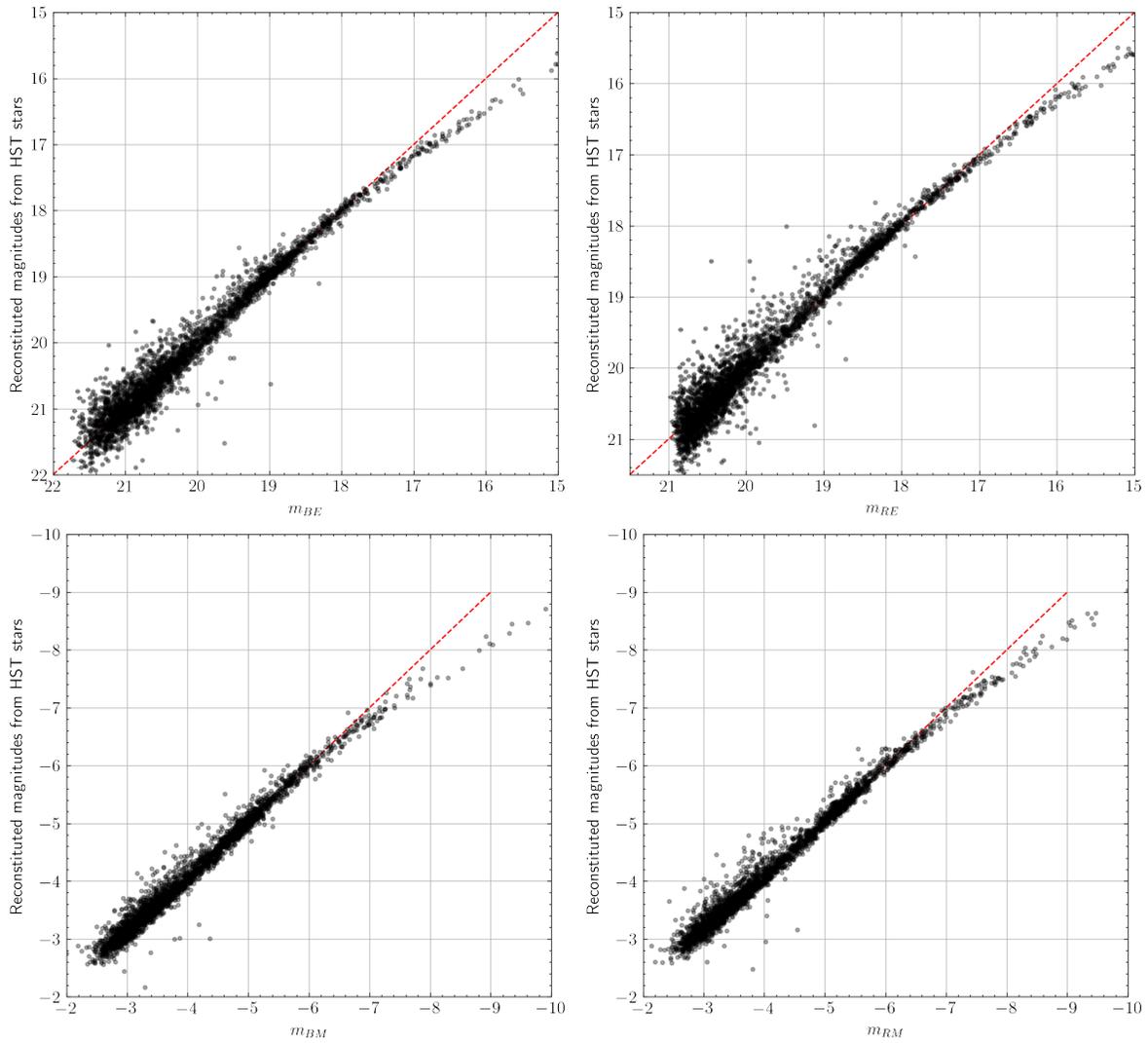
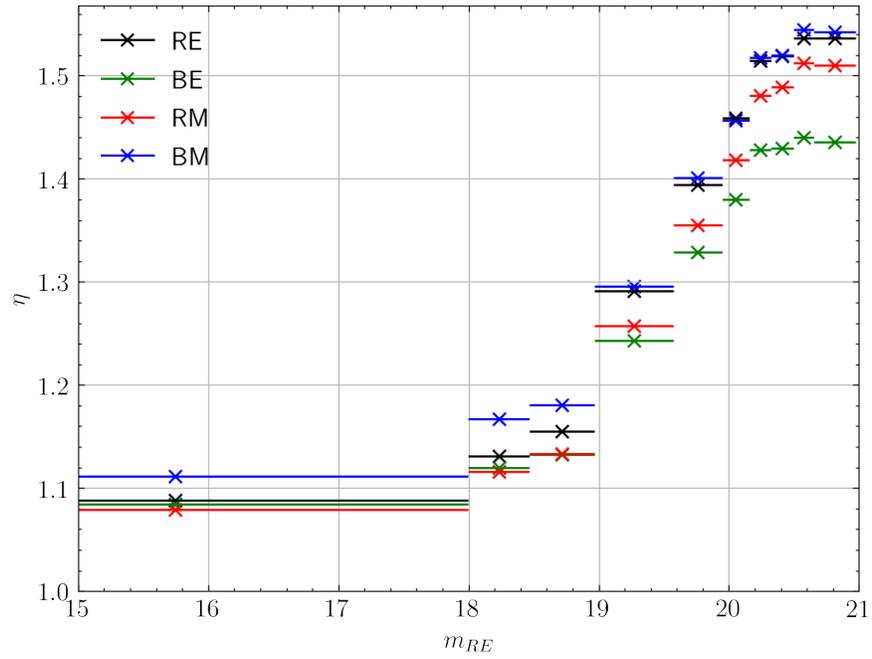
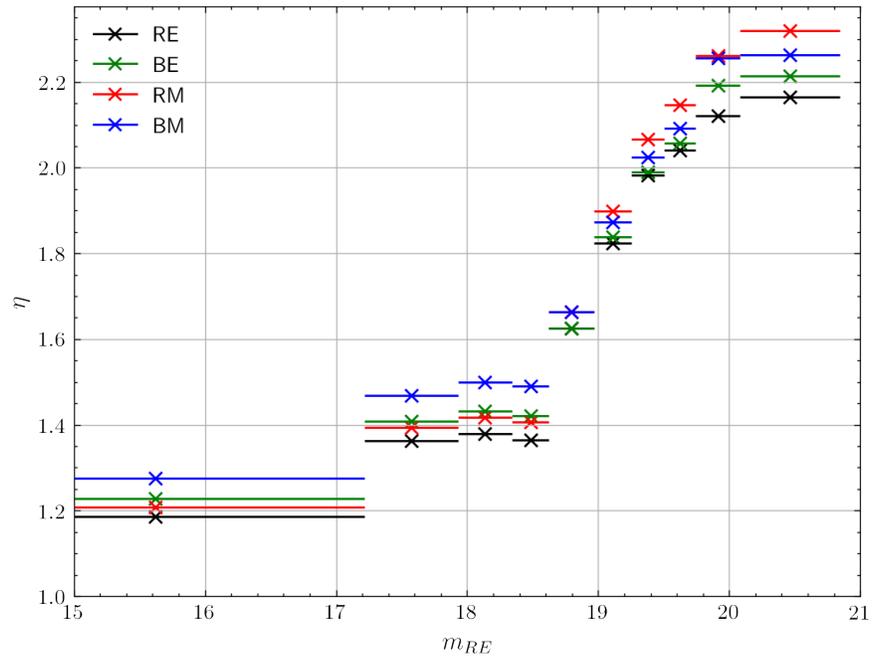


FIGURE 6.14 – Magnitudes reconstituées à partir des sources du catalogue HST en fonction des magnitudes EROS2 et MACHO, dans le champ clairsemé. Les barres d’erreurs n’ont pas été affichées pour ne pas surcharger la figure.



(a)



(b)

FIGURE 6.15 – Valeur du facteur η par tranche de magnitude rouge EROS, dans les quatre différents filtres, pour un champ clairsemé en 6.15a, pour un champ dense en 6.15b. Les intervalles de magnitude pour lesquels η est évalué sont représentés par les barres horizontales, chacun de ces intervalles contient le même nombre d'étoiles.

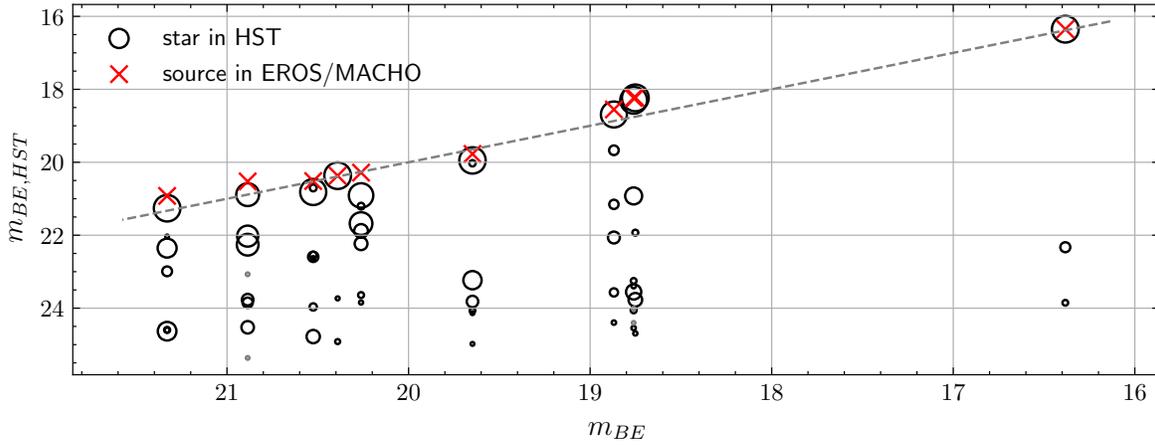


FIGURE 6.16 – Pour 10 étoiles au hasard, représentation de l'échantillon du champ clairsemé : nous montrons les magnitudes reconstruites des étoiles HST en fonction de la magnitude de l'étoile EROS (croix rouges, comparables à la figure 6.14). Les cercles sont centrés sur les magnitudes des étoiles HST situées à moins de 3.5 arcsec de l'étoile EROS de magnitude donnée en abscisse. Le contenu d'une source EROS se lit donc sur une ligne verticale. Le diamètre des cercles est proportionnel à la fraction de flux HST incluse dans l'étoile reconstruite (donnée par la formule 6.3). Plus le cercle est grand, plus la fraction de son flux qui contribue à la source est proche de 1. Il peut arriver qu'une source EROS se retrouve avec un flux plus faible que la somme reconstruite dans HST, même lorsqu'il n'y a qu'une unique source non négligeable. Cela peut-être dû à la différence de position entre le centre de la source et la position de l'étoile HST (due aux incertitudes astrométriques) ou bien à la dispersion des magnitudes reconstituées.

n'a pas vocation à observer de grandes surfaces du ciel et nous ne pouvons nous reposer que sur des observations existantes. Nous n'avons donc accès qu'à une fraction restreinte d'images exploitables pour notre objectif. Notre échantillon de fraction de blending est très "haché". Ensuite cette méthode de reconstruction des sources reste limitée, les flux reconstruits ne sont pas exactement ceux de EROS2 et MACHO, et ils dépendent assez finement de la position des sources dans EROS2 et MACHO. Nous n'avons pas non plus évalué d'erreurs sur ces fractions de blend. Les catalogues que nous utilisons pour HST ne sont pas complets jusqu'aux magnitudes les plus grandes, ce qui fait que nous sous-estimons là aussi le blending, même si en général la contribution qu'auraient pu avoir les étoiles très peu brillantes est faible (ou bien incluse dans le fond de ciel).

Cependant cela restait la seule méthode que nous puissions mettre en œuvre, la simulation d'images et leur traitement étant lourde. Nous obtenons deux listes associant à des sources EROS2+MACHO leur contrepartie dans HST avec leurs flux effectifs dans la source pour deux densités stellaires différentes. De ces listes nous pouvons tirer des fractions de blend réalistes qui sont ensuite injectées dans la simulation pour estimer l'efficacité de l'analyse.

Chapitre 7

Dénombrément des systèmes stellaires multiples, impact sur le *blending*.

Avec les images HST nous avons pu étudier la composition d'un objet EROS/MACHO en objets HST. Nous avons constaté avec les images du HST qu'il n'y a pas de corrélation spatiale entre étoiles à petite séparation angulaire, jusqu'à ~ 0.5 arcsec. Cependant, tant que deux étoiles ne sont pas séparées par moins d'environ un rayon d'Einstein elle peuvent être considérées comme deux sources potentielles de microlensing simple (sinon les sources sont confondues à l'échelle de l'effet de microlensing et alors elles sont amplifiées comme une seule source, une zone de transition existe néanmoins, discutée dans la section 2.5.4). Dans le cas d'une lentille de $100 M_{\odot}$, pour un paramètre $x=0.5$ et une source dans le LMC, le rayon angulaire d'Einstein est de 3.8×10^{-3} arcsec (212 UA projeté dans le LMC), bien en deçà de la résolution angulaire effective de la WFPC2 de HST. Nous n'avons donc aucune information observationnelle sur la plage de séparations angulaires inférieures à 22000 UA (correspondant à 0.5 arcsec au niveau du LMC), qui pourrait cacher une surabondance de paires, ce qui mènerait à sous-estimer le nombre de sources réellement susceptibles de subir un effet de microlentille, avec *blend*. Il faut donc examiner la possibilité que les objets HST puissent eux-même être composites. Pour s'attaquer à ce problème nous avons décidé d'utiliser les données *Gaia* pour étudier les étoiles proches, puis d'extrapoler les résultats obtenus sur la multiplicité des étoiles depuis notre voisinage jusqu'au LMC.

7.1 Utilisation des données Gaia

Gaia est une mission spatiale dont l'objectif principal est la mesure astrométrique précise (position et déplacement) d'un très grand nombre d'étoiles sur tout le ciel (GAIA COLLABORATION et al., 2016). Comme HST, *Gaia* n'est pas affectée par le seeing et nous aurions donc potentiellement pu l'utiliser de la même façon que Hubble vers le LMC sur une surface bien plus grande. Malheureusement *Gaia* observe moins profondément et n'est complet que jusqu'aux environs de la magnitude 18, ce qui ne recouvre que les étoiles les plus brillantes du LMC vues par EROS et MACHO ; nous ne pourrions donc pas étudier les effets de confusion dus à des étoiles plus faibles. Nous avons cependant décidé d'étudier le *clustering* et la multiplicité des étoiles dans le voisinage du Soleil et d'extrapoler nos résultats au LMC. Nous avons d'abord travaillé sur les données issues de *Gaia* Data Release 2 (DR2) (GAIA COLLABORATION et al.,

2018) puis de *Gaia* Early Data Release 3 (EDR3) (GAIA COLLABORATION et al., 2020). Nous n’avons pas la prétention d’effectuer un travail exhaustif sur la binarité des étoiles dans *Gaia* ; notre objectif étant d’avoir une première estimation du nombre de binaires qui peuvent affecter le microlensing de longue durée et que nous ne détectons pas dans HST, ou au moins de chiffrer leur contribution maximale. Il s’agit essentiellement d’un travail exploratoire, dans le cadre du blending en microlensing.

7.2 Principe de l’analyse

Notre premier objectif est d’estimer la fraction de systèmes binaires (que nous appelons taux de binarité) séparés par des distances comparables ou supérieures au rayon d’Einstein d’un éventuel défecteur. L’estimation de la distance déduite de la mesure de parallaxe de *Gaia* nous permet de facilement comparer les séparations entre paires d’étoiles à différentes distances en convertissant les séparations angulaires entre étoiles en séparations spatiales projetées au niveau de la paire. Nous comptons alors le nombre de paires en fonction de leur séparation spatiale projetée. La distribution résultante devrait alors être la somme d’une distribution due aux appariement fortuits et d’une distribution due à des systèmes multiples gravitationnellement liés. En isolant la distribution de séparations due aux systèmes binaires et en calculant son intégrale sur la séparation à partir de l’écart pour lequel les deux sources subissent des amplifications significativement différentes, nous obtenons le taux de systèmes binaires qui peuvent donner lieu à du blending dans notre analyse.

Notations – Dans la suite nous notons le taux de binarité F (ou par exemple $F(200)$ pour le taux de binarité d’étoiles séparées par plus de 200 UA). Ce taux de binarité est le nombre de systèmes binaires divisé par le nombre total de systèmes (binaires + simples). Nous notons B le nombre total d’étoiles participant à un système binaire, N_\star le nombre total d’étoiles, alors.

$$F = \frac{B/2}{N_\star - B/2} \quad (7.1)$$

$$F = \frac{f_{\text{bin}}}{1 - f_{\text{bin}}}, \text{ avec } f_{\text{bin}} = B/2N_\star \quad (7.2)$$

7.3 Sélection des données et premières constatations

Nous avons d’abord sélectionné les étoiles du catalogue *Gaia* selon plusieurs critères :

1. la parallaxe doit être supérieure à 1.66 mas ($d < 600$ pc) car en pratique au-delà de cette distance les séparations angulaires des étoiles binaires sont trop petites et le pouvoir séparateur effectif n’est plus suffisant pour les distinguer : à 600 pc la résolution angulaire effective (de 2 arcsec, cf 7.5) projetée correspond à 1200 AU. De plus les incertitudes sur la parallaxe résultent en de plus grandes dispersions de distances radiales, donc augmentent l’incertitude sur les séparations spatiales projetées.
2. l’erreur relative sur la parallaxe doit être inférieure à 20% (cf figure 7.2). Cela induit un biais de sélection négligeable, car les étoiles avec une incertitude $> 20\%$ représentent seulement $\sim 2\%$ des étoiles éloignées de plus de 300 pc, plutôt des étoiles faibles ou bien très brillantes.

3. pour éviter les zones problématiques, très chargées en étoiles et très inhomogènes, car proches du plan galactique, nous nous limitons à des latitudes éloignées de plus de 20° du plan galactique.
4. *Gaia* est complet entre les magnitudes apparentes $G = 18$ et 3 (FABRICIUS et al., 2020) ; nous éliminons donc dans un premier temps les étoiles dont la magnitude G est hors de cet intervalle (voir figure 7.1).

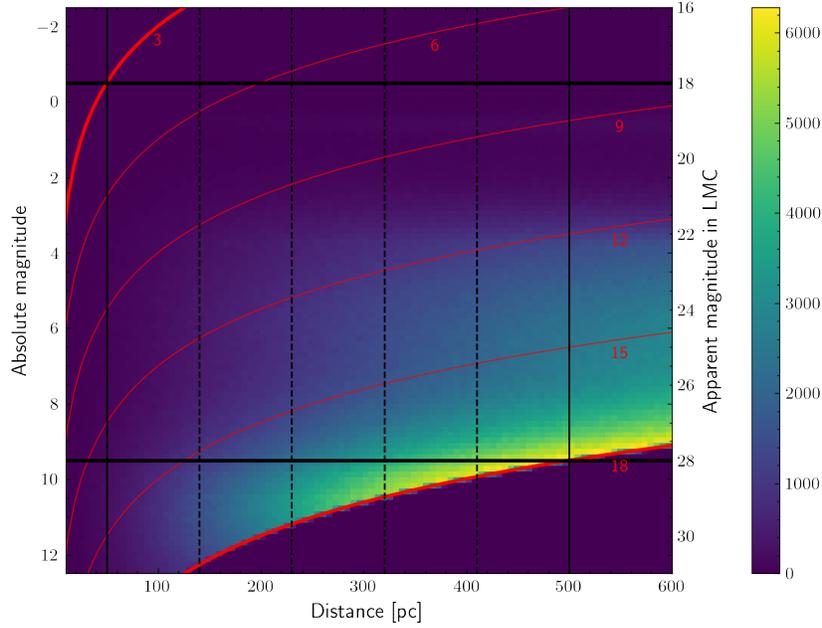


FIGURE 7.1 – Distribution en magnitude absolue des étoiles sélectionnées dans *Gaia* EDR3, en fonction de leur distance. La deuxième échelle en ordonnée donne la magnitude apparente qu’auraient ces mêmes étoiles dans le LMC. *Gaia* est complet entre les lignes rouges épaisses. Les lignes rouges sont les lignes d’iso-magnitudes apparentes dans *Gaia*. L’histogramme ne montre aucune étoile sous la plus basse ligne rouge car ce sont les étoiles de magnitude $G > 18$, que nous avons exclues des données a priori. Nous limitons l’étude aux étoiles du domaine compris entre les lignes noires horizontales ($-0.5 < G_{abs} < 9.5$) ce qui assure l’homogénéité du type stellaire sur le volume que nous considérons ; les lignes noires continues verticales correspondent aux limites en distance de notre échantillon. Les lignes noires pointillées verticales délimitent les domaines de distance que nous considérerons dans les sections suivantes, entre 50 pc et 500 pc.

En premier lieu nous montrons dans la figure 7.4 la distribution du nombre de paires en fonction de la séparation **angulaire** des étoiles. Dans le cas d’une répartition spatiale uniforme, de densité n , le nombre d’étoiles dN contenues dans un anneau de largeur $d\alpha$ situé à une distance angulaire $\alpha + d\alpha$ d’une étoile est :

$$dN = 2\pi n \sin \alpha d\alpha.$$

Le nombre total de paires fortuites de séparations comprises entre α et $d\alpha$ est alors :

$$dP = NdN = 2\pi n N \sin \alpha d\alpha \sim 2\pi n N \alpha d\alpha \quad (7.3)$$

où N est le nombre total d’étoiles. Nous observons que la distribution du nombre de paires en fonction de la séparation angulaire est une fonction linéaire de la séparation angulaire dans

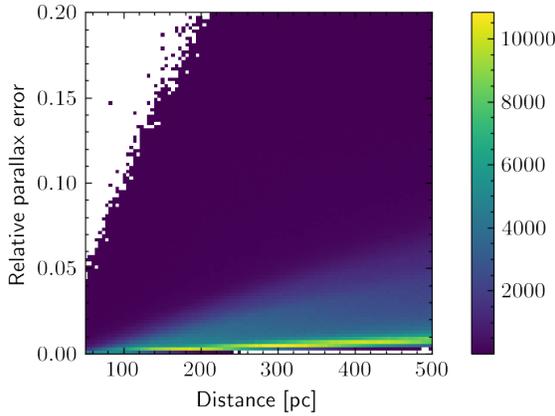


FIGURE 7.2 – Erreur relative sur la parallaxe en fonction de la distance de l'étoile.

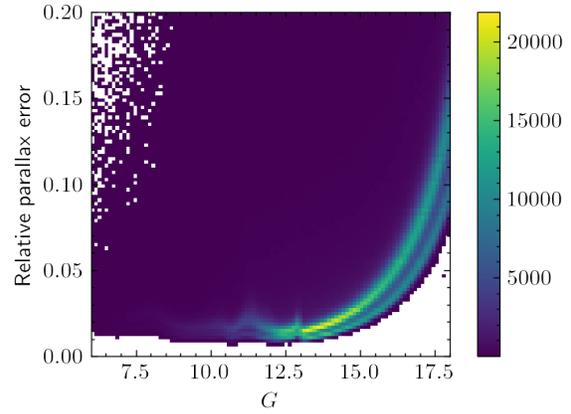


FIGURE 7.3 – Erreur relative sur la parallaxe en fonction de la magnitude G de l'étoile.

le cas où cette dernière reste petite¹. Nous constatons sur la figure que cette distribution théorique est celle que nous observons sur les données au-delà de 20 arcsec mais qu'il y a une claire surabondance de paires de séparations inférieures à 10 arcsec, déjà observée auparavant (par exemple dans ARENOU et al., 2018). Par ailleurs, 99.1% des étoiles n'apparaissent qu'une fois dans les paires de séparation angulaire de moins de 10 arcsec, ce qui nous permet de conclure que ces étoiles forment essentiellement des systèmes binaires mais pas de plus haute multiplicité.

7.4 Remarque sur le mouvement des binaires

Puisque nous étudions ici les sources binaires, il faut avoir conscience du mouvement de rotation des étoiles d'un système autour de son centre de gravité. Ce mouvement pourrait poser problème lors de l'estimation de la parallaxe par *Gaia*, car dans *Gaia* DR2 et EDR3, les sources sont supposées simples, en mouvement rectiligne uniforme (LINDEGREN et al., 2012, LINDEGREN et al., 2021). *Gaia* DR3² devrait fournir des informations astrométriques plus fournies qui prennent en compte de potentiels mouvements non linéaires. Dans notre cas, pour un système binaire de deux étoiles de masse solaire séparées par 50 UA (l'ordre de grandeur des rayons d'Einstein que nous considérons), selon la 3^{ème} loi de Kepler la période de rotation est

$$\left[\frac{T}{1 \text{ an}} \right] = \left[\frac{a}{1 \text{ AU}} \right]^{\frac{3}{2}} \left[\frac{M_{\text{tot}}}{M_{\odot}} \right]^{-\frac{1}{2}} = 250.$$

L'échelle de temps des variations de vitesse est donc beaucoup plus longue que la demi-année, trop longue pour avoir un effet significatif sur l'estimation des parallaxes dans *Gaia*. Nous supposons donc dans la suite que nous sommes toujours dans le cas d'un mouvement rectiligne uniforme, qui n'affecte pas les déterminations de distance à partir de la parallaxe.

1. Nous ne considérons que des angles très petits (au plus 1 ou 2 arcmin). Ceci nous permet aussi de négliger les effets de bords.

2. DR3 est la publication complète des données, EDR3 que nous utilisons est une diffusion anticipée de DR3.

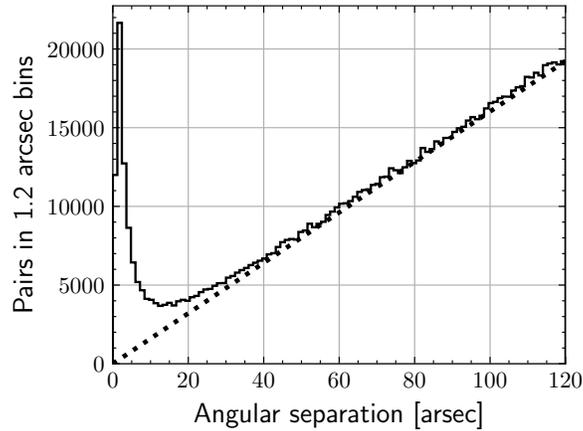


FIGURE 7.4 – Nombre de paires d'étoiles dans des intervalles de 1.2 arcsec en fonction de leur séparation angulaire. Ces paires sont comptées deux fois. La ligne pointillée donne le nombre de paires attendu par intervalles de 1.2 arcsec dans le cas d'une distribution uniforme avec la même densité moyenne d'étoiles. Rappelons que seules les étoiles distantes de moins de 600 pc sont considérées.

7.5 Résolution angulaire effective de *Gaia*

Tout comme HST, *Gaia* échoue à séparer les étoiles trop proches en distance angulaire, en l'occurrence autour de ~ 0.5 arcsec. Nous pouvons le constater clairement sur les figures 7.5a et 7.5b. Cependant ces figures nous révèlent aussi la présence d'anisotropies dans les surdensités d'étoiles voisines : en coordonnées écliptiques il y a un excès plus fort le long de l'axe des longitudes et dans une moindre mesure le long de l'axe des latitudes. Nous avons remarqué que ces fluctuations sont plus marquées dans des zones proches de l'écliptique, alors qu'elles sont presque inexistantes près des pôles écliptiques, comme nous pouvons le constater sur la figure 7.6. Nous soupçonnons que ces fluctuations ont pour origine la loi de balayage de GAIA, dont la direction est plus souvent la même à travers l'écliptique et plus uniformément distribuée au niveau des pôles. *Gaia* utilise une caméra constituée de pixels rectangulaires, ce qui rend la direction de balayage importante (DE BRUIJNE et al., 2015) (le côté de la longueur est orthogonal au sens du balayage). Nous avons décidé de ne considérer dans le reste de l'analyse que les paires dont la séparation angulaire est supérieure à 2 arcsec, à partir de laquelle l'anisotropie disparaît. Qui plus est, la séparation d'étoiles éloignées de moins de 1.5 arcsec dans *Gaia* EDR3 commence à être inefficace (FABRICIUS et al., 2020). Nous montrons dans la suite que nos résultats ne dépendent pas du choix de cette séparation minimale (table 7.1).

7.6 Estimation du taux de binarité

Pour estimer le taux de binarité F , nous voulons avoir la distribution du nombre de paires en fonction de la séparation en distance physique projetée (et non plus angulaire) et en isoler les binaires. Étant donné que l'incertitude sur les distances en profondeur ($\mathcal{O}(\text{pc})$) est très supérieure à celle sur la position angulaire ($\mathcal{O}(\text{UA})$), effectuer directement un dénombrement de paires en 3D ne nous permettrait pas de gagner des informations sur des paires séparées par quelques dizaines ou centaines d'UA. Nous avons fait le choix de répartir les étoiles en

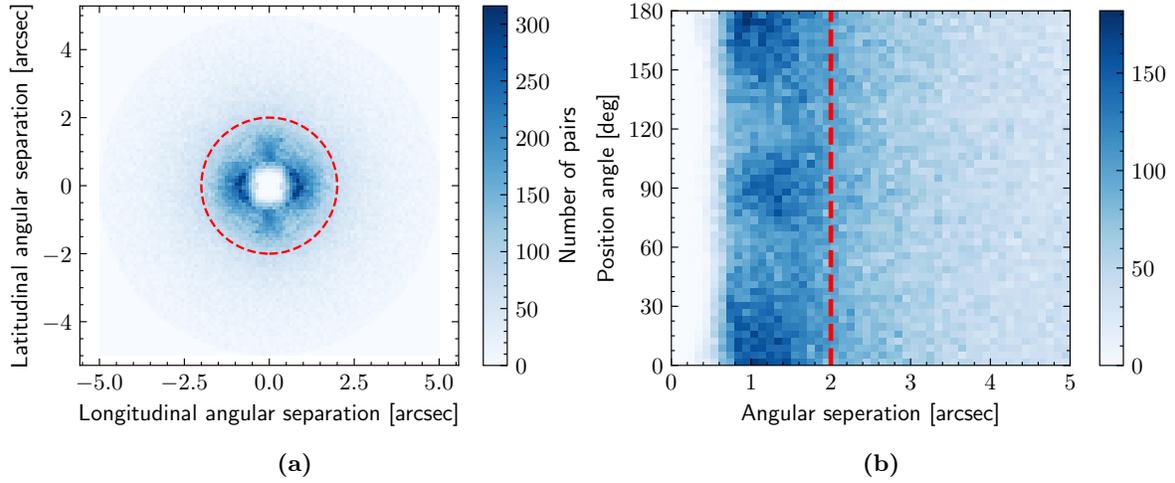


FIGURE 7.5 – (a) Distribution des séparations angulaires le long des axes des longitudes et latitudes écliptique des paires dans la calotte nord. Chaque paire est décomptée deux fois, la figure est donc symétrique. (b) Angle de position en fonction de la séparation angulaire, il s’agit en quelque sorte de la figure (a) déroulée autour de l’axe central. Les fluctuations en densité ont probablement comme origine l’orientation du balayage de GAIA (DE BRUIJNE et al., 2015). Nous avons décidé de nous limiter aux paires dont la séparation angulaire est supérieure à 2 arcsec.

5 couches concentriques de distances comprises entre 50 et 500 pc (voir figure 7.1) et de ne rechercher des paires d’étoiles que selon les distances projetées (2D) dans une même couche. Cela nous permet de comparer les distributions dans les différentes couches et de vérifier si les distributions de paires en séparations physiques projetées sont compatibles, quelle que soit leur séparation angulaire ; nous nous attendrions à ce qu’un artefact expérimental ne dépende que de la séparation angulaire à n’importe quelle parallaxe.

Faire des sélections sur la parallaxe et son incertitude peuvent introduire des biais comme souligné dans LURI et al., 2018. Par exemple ne sélectionner que les étoiles dont la parallaxe est supérieure à 1.66 écarte aussi des étoiles de plus petite parallaxe mais avec une incertitude qui les rendent compatibles avec des plus grandes parallaxes. Diviser notre échantillon en plusieurs couches introduit le même type de problème, que nous prenons en compte dans la suite. Le fait de n’étudier que des étoiles ayant de grandes parallaxes avec de faibles incertitudes limite ces biais.

Pour chaque couche nous obtenons la distribution du nombre de paires en fonction de la séparation projetée. Pour éviter d’introduire un biais supplémentaire nous avons décidé de n’étudier qu’une unique population d’étoile, c’est-à-dire que nous ne considérons que les étoiles d’une même plage de magnitude absolue.

$$3 - 5 \log \frac{50\text{pc}}{10\text{pc}} \approx -0.5 < G_{\text{abs}} < 18 - 5 \log \frac{500\text{pc}}{10\text{pc}} \approx 9.5 \quad (7.4)$$

Cet intervalle correspond à l’espace entre les lignes noires de la figure 7.1. De plus nous ne considérons que les paires dont la différence de magnitude est inférieure à 2.5. Nous retirons la composante due aux appariements fortuits en ajustant une fonction linéaire à la distribution des séparations comprises entre 25000 et 50000 UA et en la soustrayant de la distribution totale (voir figure 7.7).

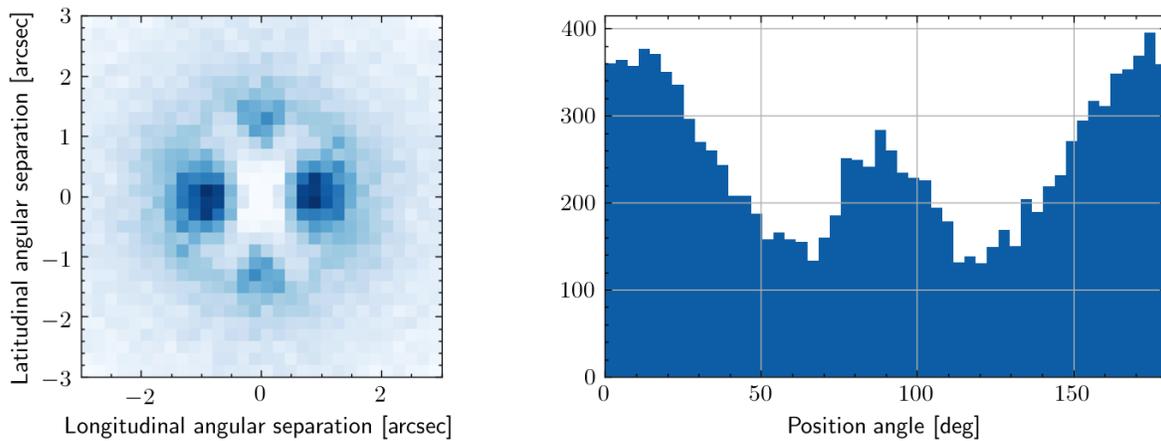
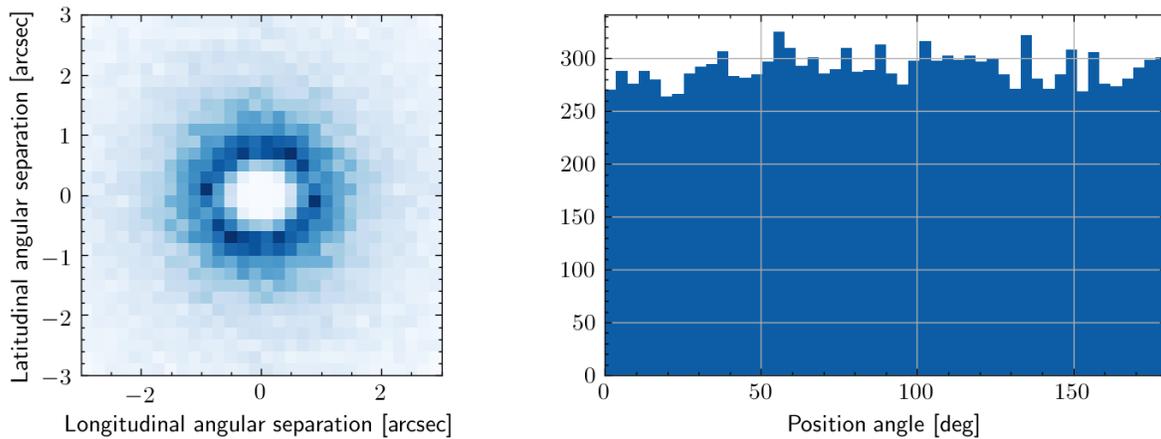
(a) Paires à moins de 10° de l'écliptique.(b) Paires à moins de 30° des pôles écliptiques.

FIGURE 7.6 – À gauche, distribution des séparations angulaires le long des axes des longitudes et latitudes écliptiques. À droite, distribution des directions des paires séparées par moins de 2 arcsec. Les anisotropies sont nettement plus marquées près du plan de l'écliptique (a), et quasiment inexistantes près des pôles écliptiques (b).

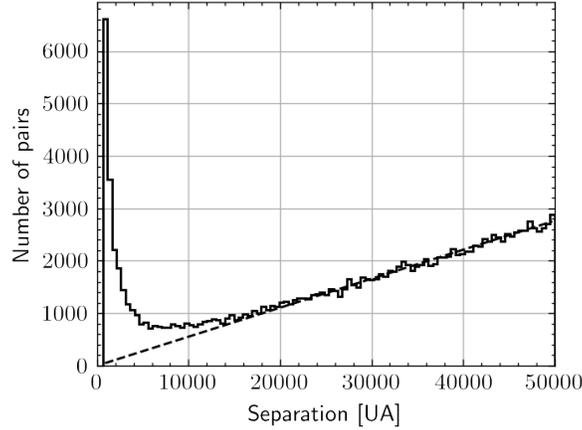


FIGURE 7.7 – *Distribution des paires en fonction de la séparation projetée pour la coquille entre 230 et 320 pc. La ligne pointillée noire est la distribution ajustée des paires fortuites.*

Nous devrions ensuite normaliser chaque distribution par le nombre d'étoiles contenues dans la coquille correspondante, cependant ceci ne serait pas correct. En effet une étoile peut être par erreur comptée dans la coquille alors qu'elle est réellement située dans une autre, et *a contrario* une étoile réellement située dans la coquille pourrait être mesurée à l'extérieur, suivant l'incertitude sur la mesure de la parallaxe. Si nous supposons qu'autant d'étoiles sont comptées par erreur à l'extérieur de la coquille qu'il y en a de comptées par erreur à l'intérieur, le nombre de paires fortuites reste le même, en revanche le nombre de paires issues de binaires sera lui, réduit proportionnellement au nombre total d'étoiles, puisque que une étoile composant une binaire pourrait être par erreur mesurée hors de la coquille considérée (voir figure 7.8). Dans une couche, le nombre $B_{\text{true}}(s)$ d'étoiles qui participent à un système binaire de séparation s est proportionnel au nombre $N_{\star\text{true}}$ d'étoiles véritablement situées dans la couche (voir formule 7.2) :

$$\frac{1}{2}B_{\text{true}}(s) = f_{\text{bin}}N_{\star\text{true}}. \quad (7.5)$$

Nous notons p la probabilité moyenne qu'une étoile soit véritablement dans la couche délimitée par les parallaxes $\varpi \in [\varpi_{\text{min}}, \varpi_{\text{max}}]$,

$$p = \frac{1}{N_{\star\text{mes}}} \sum_{i=0}^{N_{\star\text{mes}}} \int_{\varpi_{\text{min}}}^{\varpi_{\text{max}}} \frac{1}{\sigma_{\varpi,i}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\varpi-\varpi_i)^2}{2\sigma_{\varpi,i}^2}} d\varpi. \quad (7.6)$$

où ϖ_i est la parallaxe mesurée de l'étoile i , et l'incertitude associée est $\sigma_{\varpi,i}$. La relation 7.5 est équivalente, en terme de nombre d'étoiles mesuré à

$$\frac{1}{2} \frac{B_{\text{mes}}}{p^2} = f_{\text{bin}}N_{\star\text{true}} \approx f_{\text{bin}}N_{\star\text{mes}} \quad (7.7)$$

car $B_{\text{mes}} = p^2B_{\text{true}}$ et nous considérons $N_{\star\text{true}} \approx N_{\star\text{mes}}$. Ainsi

$$f_{\text{bin}} = \frac{B_{\text{mes}}}{2p^2N_{\star\text{mes}}}. \quad (7.8)$$

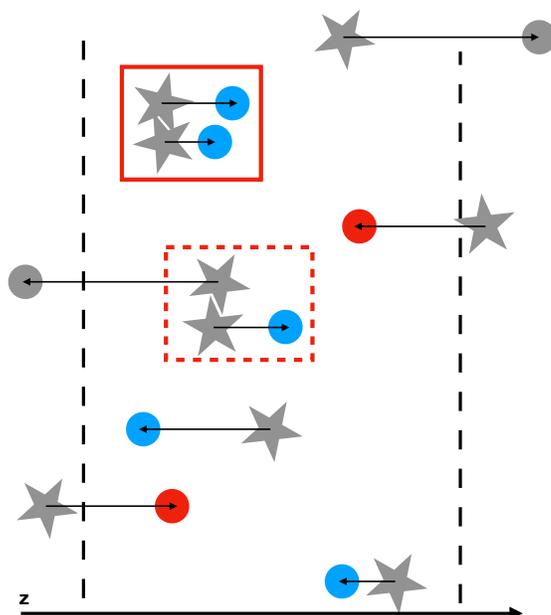


FIGURE 7.8 – Schéma du décompte des étoiles dans une coquille. La coquille considérée est délimitée par les lignes verticales en pointillés. Les positions réelles des étoiles sont représentées par les étoiles tandis que leurs positions telles que mesurées par Gaia sont représentées par les cercles. Les cercles bleus représentent les étoiles effectivement détectées dans la coquille considérée, les cercles gris sont celles qui voient leur parallaxe mesurée hors des limites de la coquille tandis que les cercles rouges sont les étoiles mesurées par erreur dans la coquille mais qui sont réellement situées en dehors. Le rectangle rouge continu entoure une paire correctement détectée tandis que le rectangle rouge pointillé entoure une paire perdue dans le décompte car l'une des composante à été par erreur mesurée hors de la coquille.

Les taux de binarité issus de chaque couche sont en très bon accord, ce qui nous conforte dans l'idée que la surdensité observée correspond à des systèmes liés (figure 7.9). Nous calculons ensuite la moyenne et l'erreur associée pour chaque intervalle de séparation et nous ajustons aux points obtenus une distribution de distance projetée théorique.

7.6.1 Distribution théorique

La distribution log-normale est la distribution des demi-grands axes des binaires d'étoiles favorisée dans DUQUENNOY et MAYOR, 1991 puis RAGHAVAN et al., 2010. Cependant il faut la corriger car nous observons en réalité la distribution des séparations *projetées*. En supposant des orbites circulaires, pour une séparation r , la distance projetée s dépend de l'inclinaison du plan orbital. Dans notre cas, les orbites n'ont pas d'inclinaison privilégiée, donc pour des paires de séparation r la distribution des séparations projetées s est :

$$\rho_r(s) = \frac{s}{r\sqrt{r^2 - s^2}}.$$

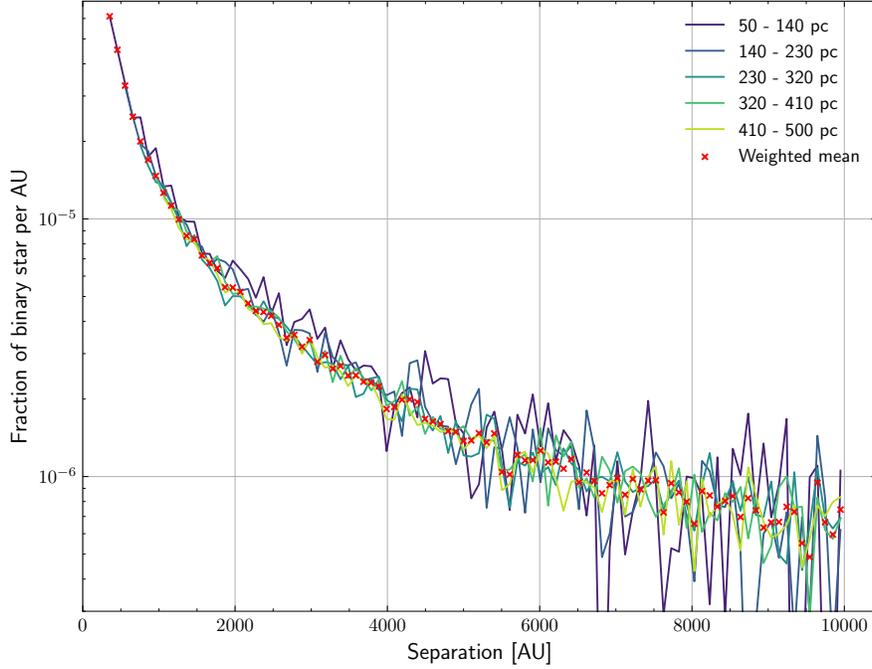


FIGURE 7.9 – Taux de binaires en fonction de la séparation dans chaque coquille de distance radiale. Les croix rouges sont les moyennes de toutes les coquilles, les barres d’erreurs ne sont pas montrées pour ne pas surcharger la figure, mais la dispersion de chaque courbe en donne une idée.

La distribution log-normale des demi-grands axes, exprimée en fonction du mode r_{mode} (valeur à laquelle la distribution est maximale) et d’un facteur de normalisation A , est :

$$f(r) = \frac{A}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp - \frac{(\ln r/r_{\text{mode}} - \sigma^2)^2}{2\sigma^2}.$$

Alors la distribution résultante attendue des séparations projetées est :

$$f(s) = \int_s^{+\infty} f(r)\rho_r(s)dr \quad (7.9)$$

$$= \int_s^{+\infty} \frac{s}{r^2\sigma\sqrt{2\pi(r^2 - s^2)}} \exp - \frac{(\ln r/r_{\text{mode}} - \sigma^2)^2}{2\sigma^2} dr \quad (7.10)$$

qui n’a pas d’expression analytique simple. En pratique cette distribution est très proche d’une distribution log-normale mais avec des paramètres différents de celle d’origine (figure 7.10).

7.6.2 Commentaires sur l’ajustement

Nous ajustons maintenant les paramètres (A , r_{mode} , σ) de cette fonction théorique à la distribution observée. Le résultat du fit est montré sur la figure 7.11. Nous sommes intéressés dans cette thèse par l’intégrale de la fonction à partir de la séparation minimale de 200 UA (qui correspond au rayon d’Einstein typique d’objets de masses $\sim 20M_{\odot}$). Nous trouvons une valeur de $F(200 \text{ UA}) = 2.61 \pm 0.03\%$ pour un mode fixé à 0.1 UA.

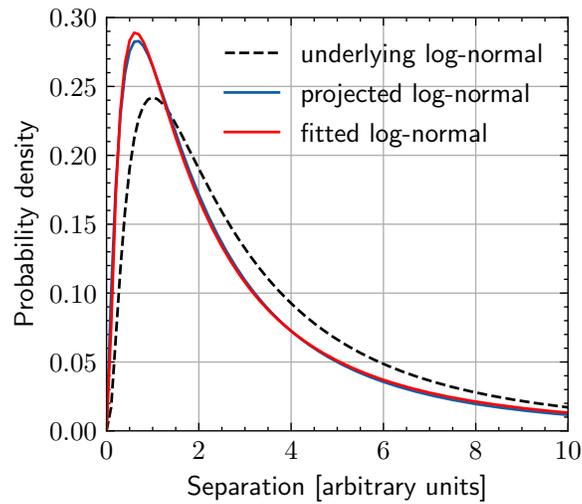


FIGURE 7.10 – Fonction de densité de probabilité "log-normale projetée" (équation 7.9) tracée en bleu, issue d'une fonction de densité de probabilité log-normale de paramètres $A = 1$, $\sigma = 1$ et $r_{mode} = 1$, tracée en pointillés noirs. La distribution log-normale ajustée (sur le domaine $s \in [0, 50]$) à la log-normale projetée est tracée en rouge; ses paramètres sont $A = 0.94$, $\sigma = 1.11$, $r_{mode} = 0.63$. Attention, ici la distribution log-normale sous-jacente est fonction de la séparation tri-dimensionnelle r alors que les deux autres sont fonction de la séparation projetée s .

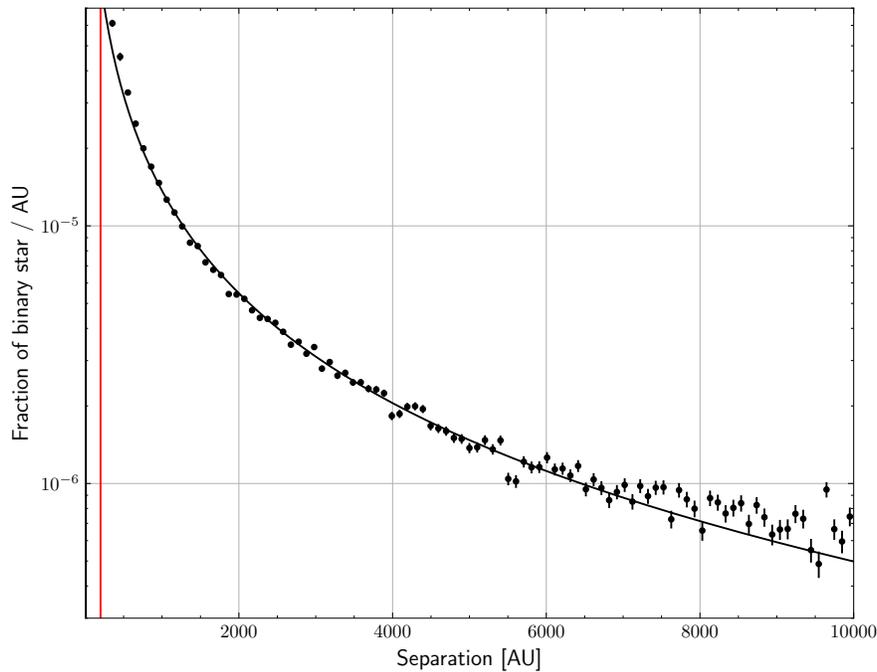


FIGURE 7.11 – Fonction log-normale projetée, ajustée à la distribution de la fraction de paire en fonction de la séparation, pour un mode fixé à $r_{mode} = 0.1$ UA. La ligne rouge verticale correspond à une séparation projetée de 200 UA. L'ajustement n'est pas satisfaisant aux petites séparations.

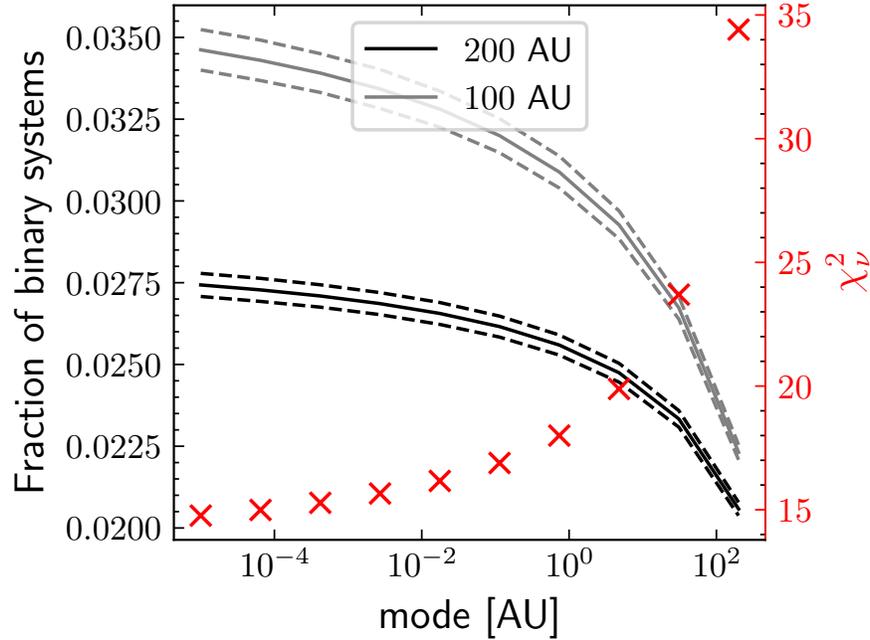


FIGURE 7.12 – Pour chaque valeur du mode r_{mode} en abscisse, nous ajustons la fonction log-normale projeté aux données (en faisant varier uniquement σ et A). Nous portons alors le χ^2 réduit (croix rouges) et la valeur du taux de binarité correspondante, obtenue en intégrant la fonction à partir de 100 UA (traits gris) ou de 200 UA (traits noirs). Les traits pointillés sont les intervalles de confiance à 3σ dérivés des erreurs sur les paramètres de la fonction ajustée.

Les trois paramètres de la distribution de probabilité de distance projetée (A , r_{mode} , σ) sont assez dégénérés. La valeur idéale du mode tend vers 0, atteignant des valeurs trop faibles pour être physiques. En fait, la position du maximum de la distribution (donné par r_{mode}) est relativement peu contrainte par nos données, aussi nous avons fixé ce mode à différentes valeurs raisonnables et calculé les taux de binarité correspondants. Nous obtenons des valeurs assez proches, toutes inférieures à 2.8% pour une séparation projetée supérieure à 200 UA, comme montré en figure 7.12, avec une amélioration du fit marginale quand $r_{\text{mode}} < 1$ UA. Nous constatons que nous obtenons un mauvais χ^2 réduit, autour de 15, notamment dû à la mauvaise représentation des données à petite séparation par la fonction log-normale. Cependant il est compréhensible que la distribution log-normale ne décrive pas parfaitement les données, étant donné que l'étude de RAGHAVAN et al., 2010 portait exclusivement sur des étoiles de type solaire, alors que nous étudions une population bien plus étendue et variée.

Si nous ajustons les données par une fonction de puissance, de forme

$$f(x) = a/x^b, \quad (7.11)$$

nous obtenons un bien meilleur χ^2 réduit, égal à 2.92. La courbe correspondante est montrée sur la figure 7.13. Dans ce cas, le taux de binarité $F(200) = 2.90 \pm 0.03\%$, une valeur légèrement plus haute que celle obtenue avec la fonction log-normale projetée. Nous avons décidé de retenir le résultat obtenu par cette fonction de puissance car elle décrit mieux les données, la différence entre les deux taux obtenus avec les deux fonctions restant dans tous les cas assez faible.

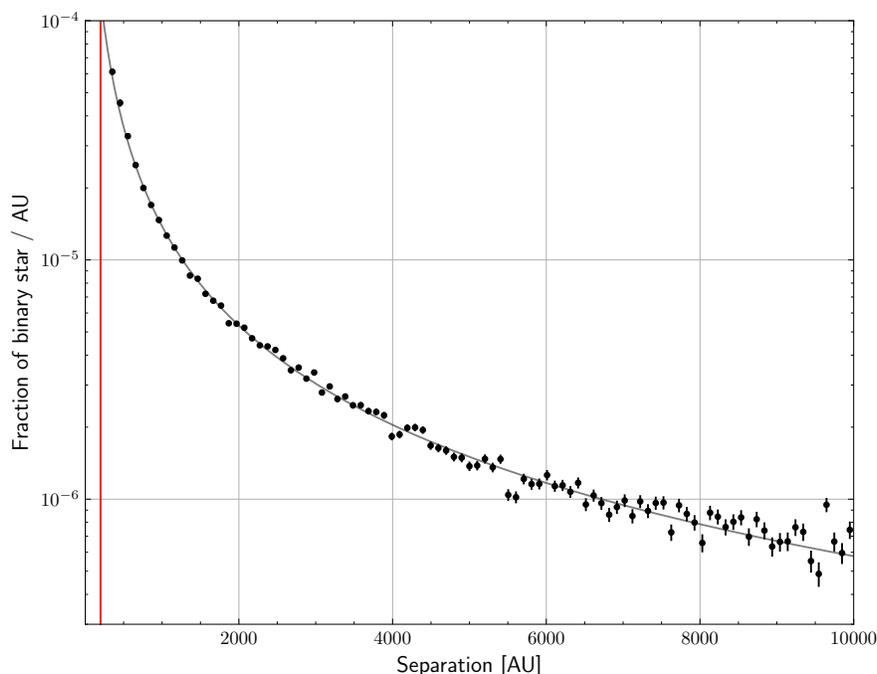


FIGURE 7.13 – Fonction de puissance ajustée à la distribution de la fraction de paires en fonction de la séparation projetée. La ligne rouge verticale correspond à une séparation projetée de 200 UA

7.6.3 Taux de binarité concerné par le blend

Ce que nous voulons obtenir au final est le taux de binarité dans le cadre de l'effet de microlentille de longue durée. Il faut se souvenir que la binarité à des distances plus petites qu'un rayon d'Einstein projeté n'impacte pas l'effet de microlentille puisque nous pouvons considérer que la lumière des deux étoiles est alors amplifiée de façon identique en même temps, comme une source simple. La séparation à partir de laquelle nous décomptons le nombre de binaires est donc importante, d'autant plus que leur nombre est d'autant le plus élevé que leurs séparations sont petites. Pour estimer le risque de *blend* dû à des systèmes binaires, nous avons donc calculé le taux de binarité à partir d'une séparation projetée correspondant à différents rayons d'Einstein projetés ; le résultat est montré sur la figure 7.14. Nous l'avons calculé pour différentes intégrations : à partir de 1 ou $\frac{1}{2} R_E$, ou en pondérant l'intégrande par une fonction rampe passant de 0 à 1 entre $0.1R_E$ et $1.75R_E$, en lien avec celle décrite dans la section 2.5.4. À noter qu'en dessous une dizaine d'unités astronomiques, le taux de binaires commence à être de moins en moins négligeable. Cependant – au delà des erreurs dues à l'incertitude des paramètres de la fonction en loi de puissance – la forme de la fonction en elle-même n'est plus vraiment contrainte à moins de ~ 400 UA, ce qui veut dire que les valeurs données ici pour des plus petits rayons d'Einstein projetés sont de moins en moins fiables, au delà des incertitudes dues au comptage. En effet, dans tous les cas, la loi de puissance ne peut décrire correctement le nombre de binaires jusqu'aux plus petites séparations car puisque le paramètre $b > 1$ (de l'expression 7.11), l'intégrale finit par dépasser 100% et diverge en 0.

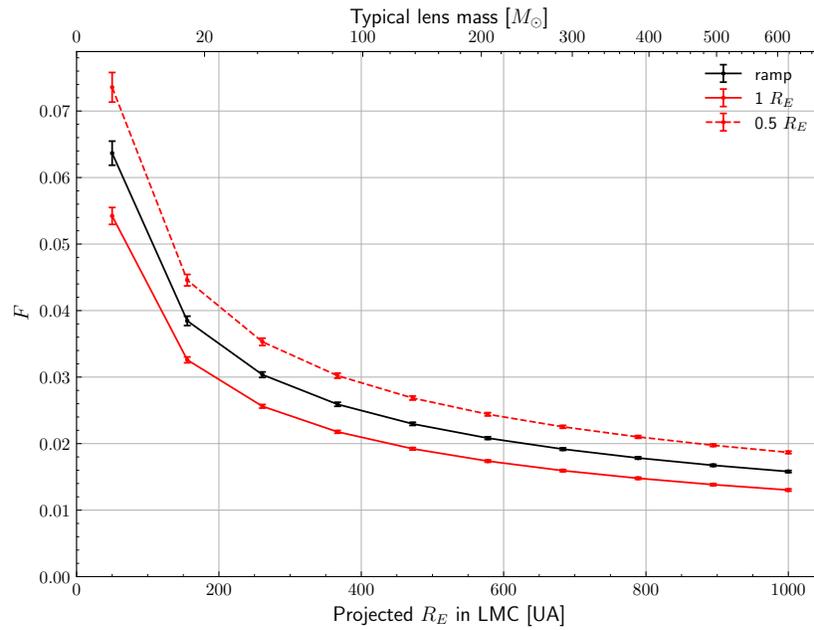


FIGURE 7.14 – Taux de binarité obtenu en fonction du rayon d'Einstein projeté dans le LMC de la lentille, pour différentes façons d'intégrer (à partir d'un rayon d'Einstein en rouge continu, de la moitié d'un rayon d'Einstein en rouge pointillé et en pondérant par une fonction rampe en noir). Sont aussi indiquées les masses typiques correspondant à de tels rayons d'Einstein projetés données par la relation $\langle M_L \rangle = \left[\frac{r_{E,LMC}}{40.2 \text{ UA}} \right]^2 M_\odot$ issue de la simulation du halo ($r_{E,LMC}$ est le rayon d'Einstein projeté dans le LMC et $\langle M_L \rangle$ est la masse médiane des lentilles).

7.6.4 Stabilité du résultat avec le choix de séparation angulaire minimale

Dans le paragraphe 7.5 nous avons fait le choix de fixer notre rayon angulaire minimal à 2 arcsec, or ce sont les séparations les plus faibles qui influent le plus sur les valeurs de taux de binaire. Il est donc nécessaire de vérifier que nos résultats restent stables si la séparation angulaire minimale des paires d'étoiles utilisées est changée. Les résultats sont montrés dans le tableau 7.1; nous ne pouvons pas vraiment tester pour des séparations angulaires beaucoup plus faibles que 2 arcsec sans risque de biais pour les raisons données dans la section 7.5. Mais le taux de binarité reste stable avec le choix de la séparation angulaire minimale.

Séparation min. (arcsec)	1.5	1.8	2.0	2.5
$F(200)$ (%)	2.86 ± 0.03	2.88 ± 0.03	2.90 ± 0.03	2.91 ± 0.04
χ^2 réduit	3.09	3.02	2.92	3.06

TABLE 7.1 – Taux de binarité pour différentes séparations angulaires minimales, pour des fits de lois de puissance, intégrés à partir d'une séparation projetée de 200 UA. Nous indiquons le χ^2 réduit correspondant.

7.7 Extrapolation dans le LMC

Puisque la majorité des étoiles observées dans le LMC sont les étoiles les plus brillantes dans *Gaia* (figures 7.1 et 7.18), nous avons essayé de voir s'il existait une évolution du taux de binarité avec la magnitude des étoiles des paires. Nous avons fait la même analyse en nous restreignant à deux domaines de magnitude absolue, entre -0.5 et 4.5 mag et entre 4.5 et 9.5 mag, toujours en limitant la différence maximale de magnitudes entre les deux étoiles à 2.5. Nous trouvons un taux de binaires significativement plus faible dans le cas des paires d'étoiles brillantes ($F(200 \text{ UA}) = 1.42\%$) que pour les étoiles moins lumineuses ($F(200 \text{ UA}) = 2.58\%$). Il est donc probable que nous sur-estimons le taux de binarité dans le catalogue EROS2/MACHO dans le LMC en supposant que les populations stellaires dans la Voie Lactée et dans le LMC sont similaires.

Nous avons aussi cherché à mesurer les distributions en magnitude des deux étoiles d'une paire, puisque pour pouvoir comprendre les distributions de binaires il nous faut connaître la contribution relative en flux des deux étoiles. Dans la suite nous nous sommes restreints aux étoiles situées entre 200 et 500 parsecs et encore une fois aux paires séparées par plus de 2 arcsec. Nous avons donc produit l'histogramme de la distribution de la différence de magnitude des étoiles de chaque paire. Sur la figure 7.15a nous pouvons voir la distribution pour des paires fortuites car nous avons sélectionné des paires dont la séparation projetée est supérieure à 30000 UA, séparation au delà de laquelle la fraction de binaires physiques est totalement négligeable. Sur la figure 7.15b nous voyons cette même distribution pour des paires de séparation comprises entre 1000 et 2500 UA. Parmi ces paires, le nombre de fortuites est estimée à 16 % et nous en avons tracé la contribution estimée (en orange). Pour les paires à moins de 1000 UA, cette contribution de paires accidentelles tombe à moins de 1%. Nous pouvons constater une claire sur-représentation des paires de magnitudes proches. Cette sur-représentation est encore plus visible lorsque l'on se restreint à des paires plus proches encore, comme sur la figure 7.15c où les paires sont séparées par moins de 1000 UA. La figure 7.16 donne la distribution bi-dimensionnelle des magnitudes des paires d'où sont tirés ces histogrammes.

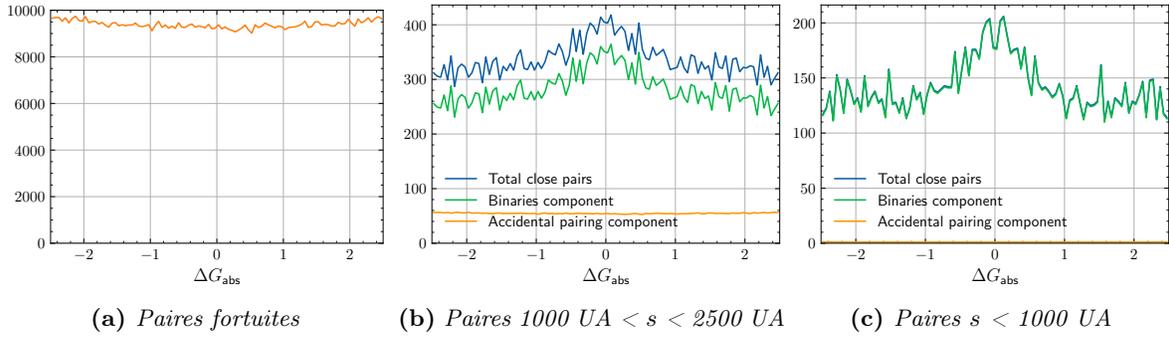


FIGURE 7.15 – Distribution des différences de magnitude entre étoiles d'une même paire. La figure 7.15a montre la distribution des différences de magnitude d'étoiles séparées par plus de 30000 UA (intégralement des alignements fortuits). Les figures 7.15b et 7.15c montrent en bleu cette même distribution pour des paires séparées respectivement par moins de 2500 et 1000 UA, en orange la distribution pour des alignements fortuits normalisée par la part estimée qu'ils représentent (part calculée selon l'équation 7.3) et en vert la différence entre les deux distributions (soit la distribution en différence de magnitude des seuls systèmes binaires). Chaque paire est comptée deux fois dans ces figures. Dans la figure 7.15c la distribution de paires accidentelles est négligeable : les distributions verte et bleue sont superposées et la distribution orange est proche de 0.

Il est tentant d'expliquer ces observations par l'existence de deux "populations" de binaires. Les unes, de grandes séparations et dont les différences en magnitudes sont distribuées de façon aléatoire pourraient être formées de façon assez indépendante et issues de captures gravitationnelles. Tandis que les autres, plus resserrées et de magnitudes plus proches, seraient formées simultanément et coévolueraient. Ces observations sont corroborées par la distribution des rapports de masses en fonction du demi-grand axe des systèmes binaires (MOE et DI STEFANO, 2017).

Nous nous sommes aussi concentrés sur les géantes rouges, qui forment une part importante des étoiles observées par EROS et MACHO dans le LMC. Elles représentent malheureusement un nombre trop faible d'étoiles dans notre échantillon *Gaia* pour pouvoir établir un taux de binarité fiable. Nous pouvons cependant étudier la distribution des magnitudes des étoiles des paires. Dans la figure 7.17 cette distribution est tracée pour toutes les binaires et pour le sous-ensemble des géantes rouges (défini dans la figure 7.18). Nous pouvons comparer la figure 7.17a – où la sur-représentation d'étoiles de magnitudes proche est claire (surdensité dans la zone diagonale) – et la figure 7.17b où il est évident qu'à l'inverse il n'existe peu ou pas de paires dont les deux étoiles sont issues de la zone des géantes rouges, étant donné le vide dans la zone diagonale. Ceci est un argument de plus sur le fait que nous surestimons probablement la proportion de binaires dans le catalogue EROS2/MACHO en utilisant une fraction de 2.90%.

7.8 Conclusion

Nous obtenons finalement une estimation du taux de binarité inférieure à 2.90% pour une séparation projetée minimale de 200 UA, pour un intervalle de magnitude absolue entre -0.5 et 9.5 et pour des paires d'étoiles dont la différence de magnitude est inférieure à 2.5. Ce résultat est éloigné de l'ordre grandeur du taux de binarité global habituellement admis, entre

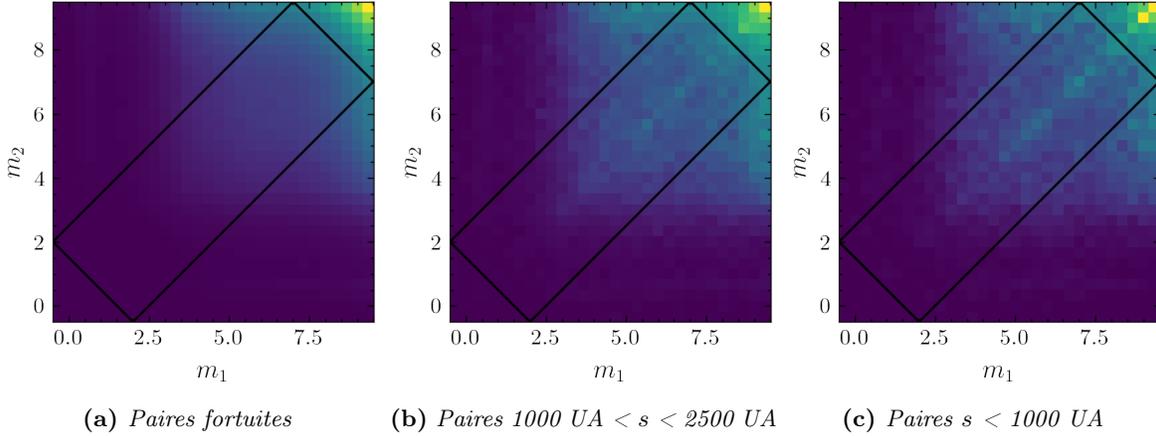


FIGURE 7.16 – Distribution des magnitudes des étoiles composant les paires de différentes séparations. Chaque paire est aussi comptée deux fois dans ces figures. Les histogrammes de la figure 7.15 sont tirés de ces figures et sont le résultat de l’intégrale le long des rectangles noirs.

30 et 60% suivant le type d’étoile, mais il faut se rappeler que nous nous restreignons aux seules paires de magnitudes proches et que surtout nous estimons ce taux seulement pour des séparations projetées supérieures à 200 UA, qui sont très grandes étant donné la statistique connue des systèmes binaires. Pour rappel, nous faisons deux hypothèses importantes :

- Que la population stellaire galactique proche est la même que dans le LMC en ce qui concerne le taux de binaires, alors que par exemple, les étoiles du LMC sont moins métalliques que celles de la Voie Lactée (ce qui pourrait avoir un effet sur la formation et l’évolution des systèmes multiples).
- Que nous pouvons extrapoler le résultat issu en partie d’étoiles moins lumineuses que celles présentes dans le LMC. Ainsi dans l’échantillon de LMC observé par EROS/MACHO, les géantes rouges représentent une part plus importante de la population stellaire. Comme nous l’avons vu le taux de binarité peut varier suivant le type d’étoile que nous étudions. Mais cette hypothèse nous mène probablement à surestimer ce taux.

Ces deux hypothèses sont difficilement justifiables, mais le but de notre étude est de permettre une première estimation/majoration du taux de binaires dans le cadre du microlensing vers le LMC et nous obtenons un ordre de grandeur avec lequel travailler. Cette estimation est d’ailleurs possible et pertinente pour notre recherche car nous ne nous intéressons qu’aux binaires très éloignées, puisque nous recherchons des défecteurs lourds, dont les rayons d’Einstein sont suffisamment grands pour pouvoir considérer la plupart des sources binaires comme une unique étoile dans le cadre du microlensing.

Ces résultats pourraient être plus aisément transposables vers des étoiles du disque galactique pour d’autres études de microlensing.

En conclusion nous négligerons dans l’analyse l’effet des 3 à 7 % (maximum, correspondant à une séparation orbitale projetée $>50 \text{ UA}$) de systèmes binaires impliqués par du blend dans les événements de longue durée. Puisque les composantes des systèmes binaires serrés présentent des luminosités plus voisines que des paires aléatoires, nous nous attendons à ce que la prise en compte d’un tel blend augmente le nombre d’événements de microlentille attendus, cette approximation est donc conservative.

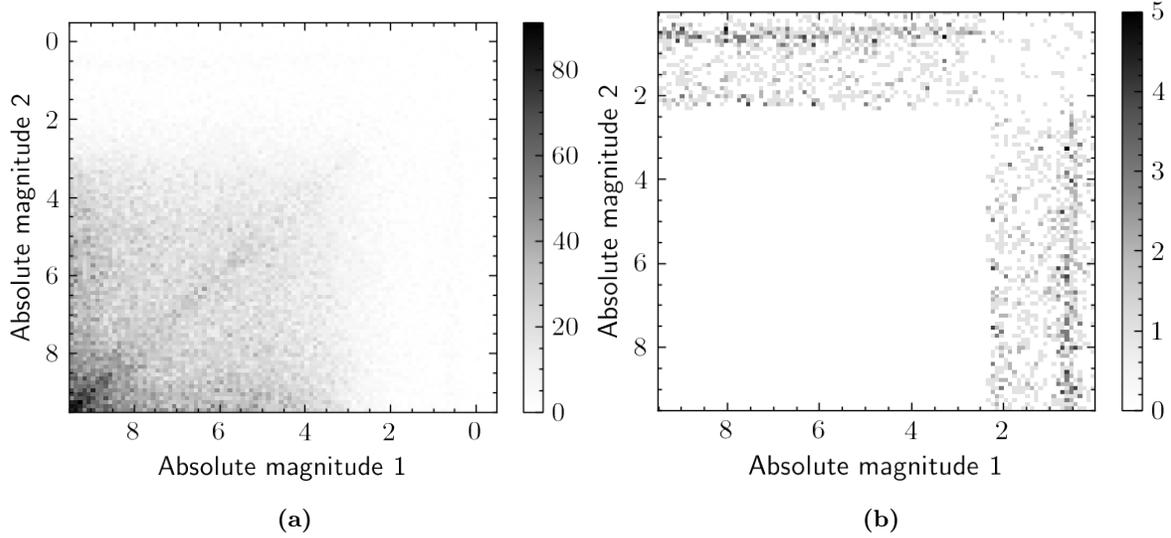


FIGURE 7.17 – Distribution de la magnitude absolue d’une étoile d’une paire en fonction de la magnitude absolue de l’autre : (a) pour toutes les paires de séparation $s < 2500$ UA, (b) pour des paires contenant au moins une étoile dans la zone des géantes rouges, de séparation $s < 2500$ UA. Chaque paire est comptabilisée deux fois dans ces figures.

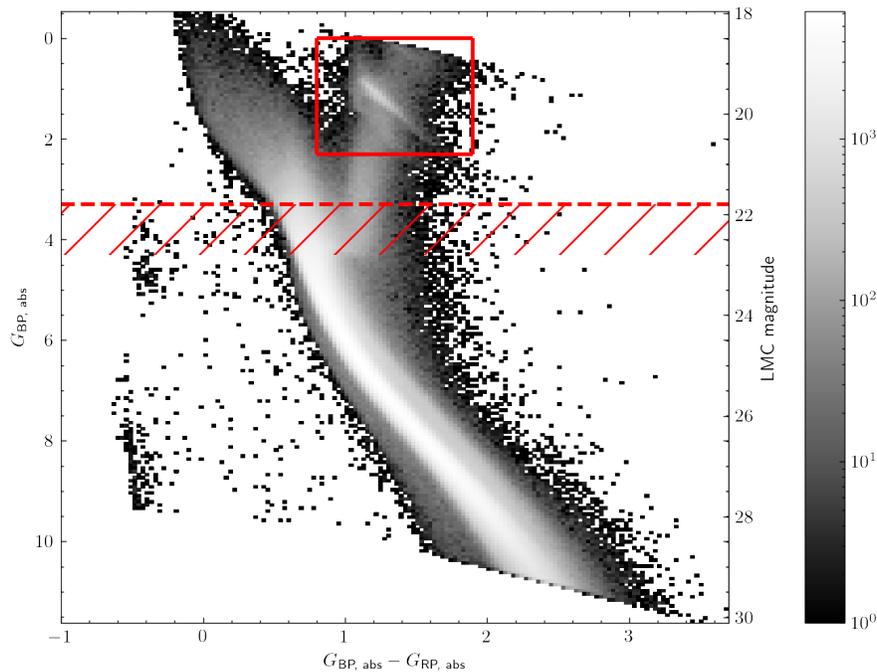


FIGURE 7.18 – Diagramme magnitude-couleur des étoiles Gaia dont la magnitude absolue G est dans l’intervalle de complétude et dont l’incertitude sur la parallaxe est inférieure à 5%. Le diagramme utilise les magnitudes G_{BP} et G_{RP} des filtres Gaia. La ligne rouge pointillée représente la magnitude limite approximative de EROS et MACHO. Le carré rouge est la zone utilisée pour sélectionner les géantes rouges.

Chapitre 8

Analyse et exploitation des données

L'idée initiale de raccorder les magnitudes EROS2 et MACHO en convertissant les unes aux autres s'est rapidement montrée inexploitable. La conversion entre filtres est difficile et jamais parfaite, cela causerait des discontinuités dans les courbes de lumière. De plus des variations achromatiques de luminosité (qu'elles soient dues au *blending* ou à l'étoile en elle-même) seraient répercutées différemment dans différents filtres même s'ils sont proches. Nous avons donc décidé de considérer les quatre courbes de lumière de chaque étoile, pour chaque filtre de chaque relevé, dans leur ensemble. Ainsi, pour chaque étoile, nous ajustons simultanément pour les quatre couleurs la même fonction de microlensing, ainsi qu'une fonction constante. De la qualité de ces ajustements nous extrayons la majorité des conditions qui discriminent entre effet de lentille et autres variations de luminosité.

Dans ce chapitre nous décrivons d'abord comment sont simulées les courbes de lumière qui seront comparées aux données et qui nous serviront à tracer les courbes d'exclusion en fin d'analyse. La section suivante est consacrée à l'analyse des données et à la sélection de courbes de lumière qui présentent un effet de microlentille. Enfin nous déduisons les contraintes sur la contribution maximale des objets compacts au halo de matière noire galactique.

8.1 Simulation des courbes de lumière

Pour estimer le nombre d'événements attendus par notre analyse, nous nous reposons sur une simulation d'événements de microlentille. Cette simulation doit faire en sorte que les événements soient les plus fidèles possibles à ce qui serait attendu dans nos données. Pour ce faire, nous avons fait le choix de simuler des effets de microlentille directement sur un échantillon de 1.28×10^6 courbes de lumière de notre base de données, choisies aléatoirement, avec une distribution dans l'espace des paramètres qui suit la distribution *a priori*, avant détection. Étant donné que nous ne nous attendons pas à plus de quelques événements sur les dizaines de millions de courbes de lumière, ceux-ci ne viendraient pas perturber les résultats de notre simulation. Procéder ainsi à la net avantage de retranscrire au mieux toutes les irrégularités propres aux données réelles comme les mauvaises mesures ou l'évaluation imparfaite des incertitudes photométriques. De plus, les étoiles variables sont aussi prises en compte, puisque un effet de lentille peut tout à fait avoir lieu sur une étoile variable, le fait de les considérer dans notre simulation n'est pas aberrant.

8.1.1 Simulation de l'effet de microlentille

Pour simuler les paramètres de l'effet microlentille nous devons donc choisir aléatoirement les paramètres t_0, u_0, t_E, f_{b_i} mais aussi π_E et θ . En effet même si nous avons vu dans le chapitre 3 que la parallaxe n'a pas d'effet notable sur la détection d'événements, nous la simulons puisque nous avons la capacité de le faire facilement. Nous choisissons d'abord le paramètre $u_0 \in [0, 1.5]$, suivant une distribution uniforme¹. Pour chaque lentille que nous simulons, les paramètres x et \vec{v}_d sont choisis en suivant les distributions issues du modèle de distribution de matière noire (voir sections 2.3.1 et 3.1). En fixant une masse M , nous pouvons calculer t_E mais aussi les paramètres de parallaxe π_E et θ , à partir de x et \vec{v} (voir figure 3.1). En notant t_{min} et t_{max} la date du premier et du dernier point de mesure de la courbe de lumière considérée, nous choisissons t_0 suivant une distribution uniforme dans l'intervalle $t_0 \in [t_0 - 2t_E, t_0 + 2t_E]$. Cette intervalle est plus large que l'intervalle d'observation car nous pouvons éventuellement détecter des effets de microlentille hors de cet intervalle, l'efficacité de l'analyse n'y est pas forcément nulle.

Nous devons ensuite simuler l'effet de blending. Pour chaque source dans le catalogue combiné, nous récupérons la densité des champs auxquels elle appartient dans EROS et dans MACHO. Ces densités sont comparées aux densités des champs utilisés lors de l'estimation des facteurs de blend dans le chapitre 6. Nous utilisons deux fichiers de facteurs de blend dont les densités moyennes sont données dans le tableau suivant :

Densité (sources/arcmin ²)	EROS	MACHO
Champ encombré	67	91
Champ clairsemé	42	42

Dans ces fichiers sont listés pour chacune des sources dans EROS/MACHO tous les facteurs de blend obtenus à partir des sources HST voisines. Pour déterminer quel fichier servira à déterminer les facteurs de blend de la courbe de lumière simulée, nous utilisons la densité EROS si l'étoile est dans un champ EROS et la densité MACHO sinon. Nous utilisons alors le fichier dont la densité est juste inférieure à celle du champ de la source considérée. Si la source est située dans un champ moins dense que 42 sources/arcmin⁻² nous ne simulons pas d'effet de blending et nous supposons les sources pures. Pour ensuite choisir les facteurs de blend utilisés pour une courbe de lumière, nous sélectionnons dans le fichier la source EROS/MACHO dont la magnitude est la plus proche. Une courbe de lumière est simulée pour chaque facteur de blend listé (nous nous limitons cependant à $f_b > 10^{-3}$ pour éviter des sources où la probabilité d'avoir un événement détectable est trop faible). Ainsi pour une source dans le catalogue combiné, plusieurs courbes de lumière sont simulées, et analysées séparément (en moyenne 3.8 selon la densité du champ). Il peut arriver que la source pour laquelle nous voulons simuler un événement de microlentille soit plus faible que la plus faible des sources listées dans le fichier des facteurs de *blend*. Dans ce cas, il lui est attribué les facteurs de *blend* d'une étoile tirée au hasard dans le fichier de *blend*. Cela a pour effet de nous faire sous-estimer la quantité de *blend* qui affecte la source, étant donné que les sources les plus faibles sont celles où l'effet de confusion est le plus important (cf figures 6.15b et 6.15a).

Nous avons aussi simulé le même échantillon de courbes de lumière mais sans *blend* pour pouvoir comparer le gain ou la perte d'efficacité en tenant compte du *blend*.

1. Au delà de $u_0 = 1.5$, le nombre d'événements détectables est négligeable.

8.1.2 Simulation de la photométrie

Pour simuler un effet de lentille sur une courbe de lumière nous choisissons aléatoirement une courbe de lumière existante dans tout notre catalogue combiné. Nous appliquons ensuite aux points de mesure l'amplification de microlentille en prenant en compte leurs dispersions et leur incertitudes de la façon suivante : Soit une étoile, dont la magnitude m_i est mesurée au temps t_i avec une incertitude σ_i . Sa magnitude médiane est notée \bar{m} . Nous posons

$$d_i = \frac{m_i - \bar{m}}{\sigma_i}; \quad (8.1)$$

lorsque le flux de l'étoile est amplifiée par le facteur $A(t)$, la magnitude théorique est

$$M(t) = \bar{m} - 2.5 \log_{10} A(t). \quad (8.2)$$

d_i est en quelque sorte la distance entre le point de mesure et la magnitude médiane en nombre de sigmas. M est la magnitude simulée de la source subissant un effet de lentille. Soient $\sigma(m)$ l'incertitude typique associée à la magnitude m , alors nous définissons la magnitude d'un point de mesure simulé comme

$$M_i = M(t_i) + d_i \frac{\sigma(\bar{m})}{\sigma(M(t_i))} \quad (8.3)$$

et l'incertitude associée

$$\Sigma_i = \sigma_i \frac{\sigma(\bar{m})}{\sigma(M(t_i))}. \quad (8.4)$$

Cela nous permet de prendre en compte l'écartement à la luminosité "réelle" des points de mesure et le changement d'incertitude avec la magnitude. En pratique nous évaluons les incertitudes typiques $\sigma(m)$ sur un intervalle de magnitude pour un sous-ensemble d'étoiles proches de la courbe simulée. Un exemple de $\sigma(m)$ en fonction de m pour les quatre filtres est donné par la figure 8.1.

Les nettoyages et corrections effectuées sur une courbe de lumière individuelle (équilibrage des χ^2 et élimination des points aberrants) sont faits après la simulation, ce qui reflète mieux la réalité.

Des exemples de courbes simulées sont montrées sur la figure 8.2. La modification des incertitudes ainsi que de l'écartement à la ligne de base des points de mesure sont visibles.

8.2 Critères de sélection

Dans cette section nous listons et décrivons les critères de sélection appliqués aux données pour ne conserver que d'éventuelles courbes de lumière subissant un effet de microlentille. Nous comparons les effets de nos sélections sur les données et sur des courbes de lumière issues de la simulation. Nous utilisons pour ce faire des événements simulés pour 1, 3, 10, 30, 100, 300 et 1000 M_\odot , afin de balayer une large gamme de t_E (la distribution des t_E est la principale observable affectée par la masse des défecteurs, étant donné que la parallaxe n'est pas importante). Nous restreignons les événements simulés que nous utilisons à ceux dont au moins 3 points de mesure se situent dans l'intervalle de temps où l'amplification est supérieure à 1.34, et qui satisfont le premier critère de sélection, décrit juste après. Ainsi nous ne comparons les données qu'aux événements simulés "intéressants", qui peuvent être raisonnablement détectés

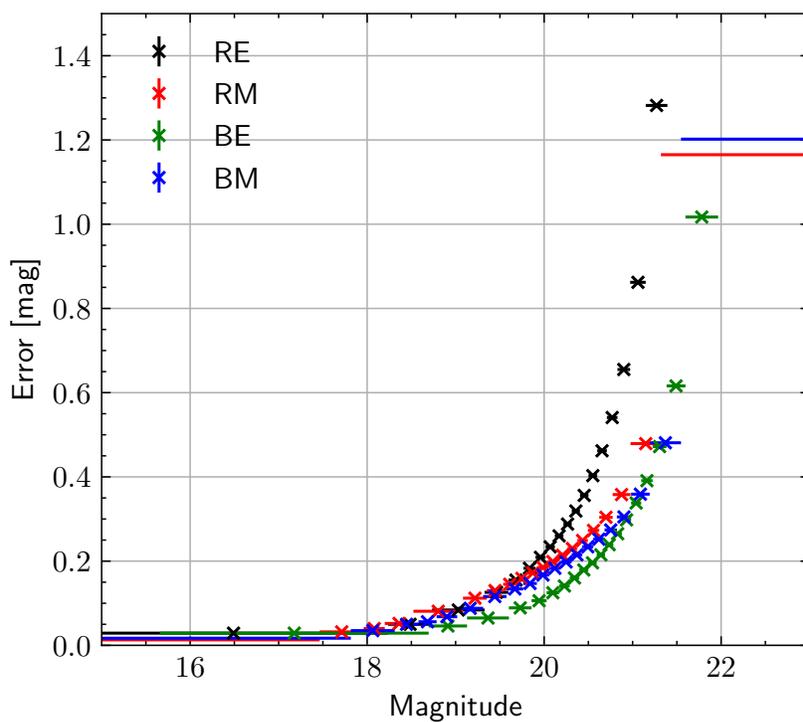


FIGURE 8.1 – Médiane des incertitudes pour différents intervalles de magnitudes pour les quatre filtres du catalogue (dans le champ 20 de MACHO, CCD 7 du champ 30 de EROS, le temps de pose était de 300s pour MACHO et 450s pour EROS). Les magnitudes des filtres MACHO ont été approximativement converties en magnitudes EROS. Pour un filtre, chaque intervalle contient la même quantité de points de mesure.

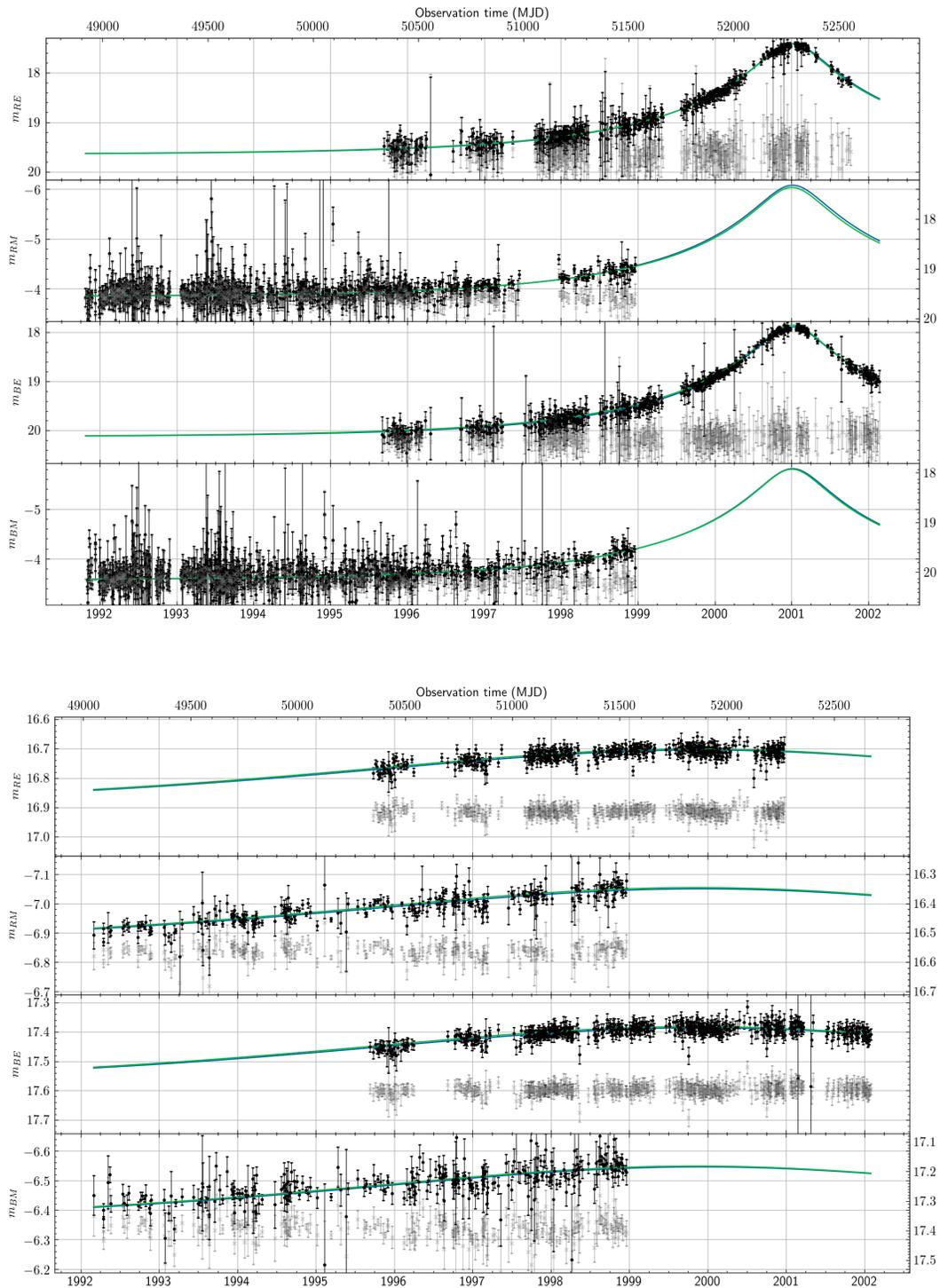


FIGURE 8.2 – Exemples de deux événements de lentille simulés sur des courbes de lumière existantes. Les points gris sont les mesures originales tandis que les points noirs sont les mesures simulées, dont les barres d'erreurs ont été modifiées comme expliqué dans le texte. La courbe verte est la courbe de lumière théorique simulée tandis que la courbe bleue est la courbe ajustée par l'algorithme de recherche, dans les deux cas présentés ici elles sont quasiment confondues. Les magnitudes sur les axes de droite des courbes de lumière MACHO sont des conversions approximatives vers les filtres EROS.

(beaucoup d'événements simulés ont une amplification imperceptible, à cause du *blend* ou un pic placé hors des mesures ce qui rend leur détection impossible). Par contre lors de l'évaluation de l'efficacité et du nombre d'événements attendu nous utiliserons bien entendu l'entièreté de la simulation.

8.2.1 Filtrage préliminaire

Nous éliminons d'emblée les courbes de lumière comprenant trop peu d'information, pour lesquelles il nous serait impossible de conclure si elle subit ou non un effet de lentille. La distribution du nombre total de points de mesures est donnée par la figure 8.3 et par filtre dans la figure 8.4. Nous constatons les différences dans la stratégie d'observation des deux expériences. MACHO a très bien échantillonné certains champs – il s'agit des champs centraux – tandis que les autres champs ont été quelque peu délaissés. Nous constatons en revanche qu'EROS2 a échantillonné tous ses champs de façon plus uniforme, même les moins denses. Nous éliminons les courbes de lumière ayant moins de 200 points de mesure au total, tous filtres confondus.

Nous requérons de plus la présence de mesures au moins dans les deux couleurs EROS ou les deux couleurs MACHO. Cela permet de connaître la position des étoiles sur le diagramme magnitude-couleur et d'avoir plus d'informations sur un éventuel pic d'amplification. La figure 8.5 montre la proportion d'étoiles avec 50 points dans l'un ou l'autre des filtres. Au total seulement $\approx 5.6\%$ des étoiles n'ont qu'une ou pas de couleur échantillonnée par plus de 50 points, nous ne considérerons pas ces étoiles dans la suite de notre analyse.

$$\text{Critère } 0a : \quad N_{mes} > 200 \quad (8.5)$$

$$\text{Critère } 0b : \quad \text{ou } \begin{cases} N_{mes}(BE) > 50 \text{ et } N_{mes}(RE) > 50 \\ N_{mes}(BM) > 50 \text{ et } N_{mes}(RM) > 50 \end{cases} \quad (8.6)$$

Dans les figures montrées dans la suite pour illustrer les autres critères de sélection, ce filtrage préliminaire est systématiquement appliqué, que ce soit dans les données ou dans la simulation.

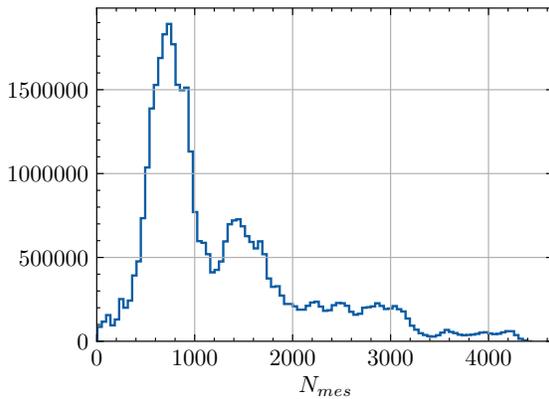


FIGURE 8.3 – Nombre total de points de mesure par objet.

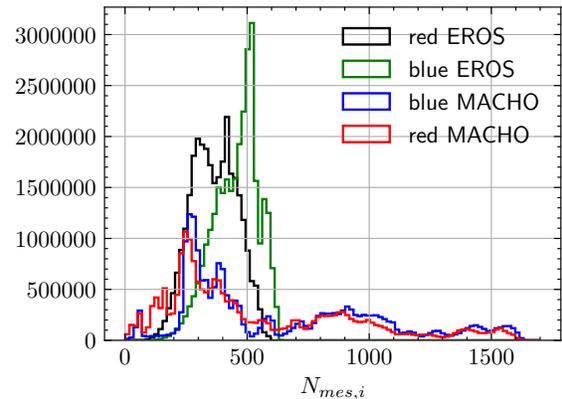


FIGURE 8.4 – Nombre de points de mesure dans chaque filtre par objet.

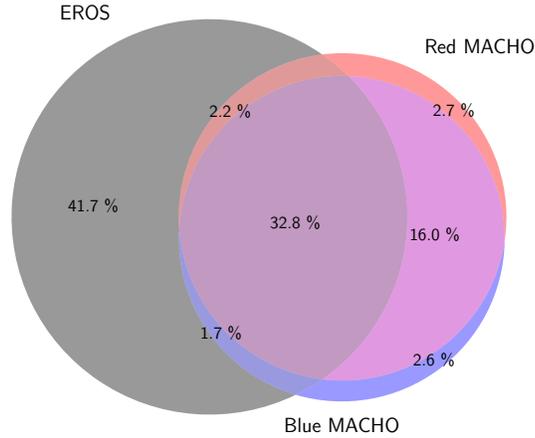


FIGURE 8.5 – Diagramme de Venn des ensembles des courbes de lumière ayant plus de 50 mesures dans un ou plusieurs filtres. Tous les objets ayant 50 points de mesure dans un filtre EROS en ont 50 dans l'autre, d'où la présence sur la figure d'un unique ensemble pour les filtres EROS. La part des objets n'ayant aucune couleur avec plus de 50 points de mesure est de 0.3%.

8.2.2 Ajustement de la fonction de microlensing

Les critères de sélection sur les ajustements de fonction de microlensing et de flux constant sont les critères centraux de notre analyse. Le critère de sélection le plus discriminant est le critère sur le $\Delta\chi^2$, grandeur qui quantifie l'amélioration de l'ajustement d'un effet de microlentille sur une courbe de lumière par rapport à un flux constant (défini dans la section 4.3). Nous fixons sa valeur minimale à 80 (voir figure 8.6). Cette condition permet d'éliminer la majorité des courbes de lumière des données (reste 0.007% des courbes de lumière).

$$\text{Critère 1 : } \quad \Delta\chi^2 > 80. \quad (8.7)$$

De plus nous requérons que l'ajustement de l'effet de microlentille soit bon afin d'éliminer les étoiles variables qui peuvent avoir de très grandes valeurs de $\Delta\chi^2$. Par exemple pour une étoile lentement périodique, l'algorithme peut ajuster un effet de microlentille pour correspondre à une des variations de l'étoile, sans pouvoir faire mieux que la fonction constante pour les autres variations. Nous constatons dans la simulation que plus le $\Delta\chi^2$ est grand, plus la dispersion des χ_μ^2/N_{dof} vers les grandes valeurs augmente (voir figure 8.7). Cela s'explique par la plus grande amplification des événements avec un grand $\Delta\chi^2$ (plus la variation de luminosité est grande plus le gain en χ^2 est grand). Puisque l'amplification est plus forte, l'intervalle des magnitudes des mesures est grand, le gradient dans la mésestimation des incertitudes augmente et l'équilibrage des χ^2 que nous appliquons atteint ses limites. Dans MACHO notamment, les points qui se situent au sommet du pic auront des erreurs sous-estimées qui ne seront que partiellement corrigées, le χ_μ^2 sera surestimé, alors que ce ne sera pas vrai pour EROS, d'où l'augmentation de la dispersion.

Pour fixer la condition à laquelle χ_μ^2/N_{dof} doit satisfaire, nous nous reposons sur la simulation. La limite que nous fixons correspond à la valeur de χ_μ^2/N_{dof} sous laquelle 92.5% des courbes de lumière de la simulation se situent, pour des tranches de $\Delta\chi^2$ successives. Nous

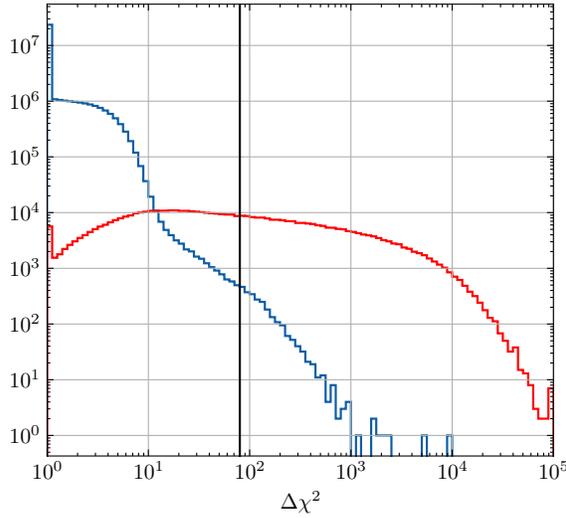


FIGURE 8.6 – Distribution des $\Delta\chi^2$ des sources des données (bleu) et de la simulation (rouge), la ligne verticale est située à $\Delta\chi^2 = 80$. Le premier et dernier intervalle cumulent les mesures situées hors des limites de la figure.

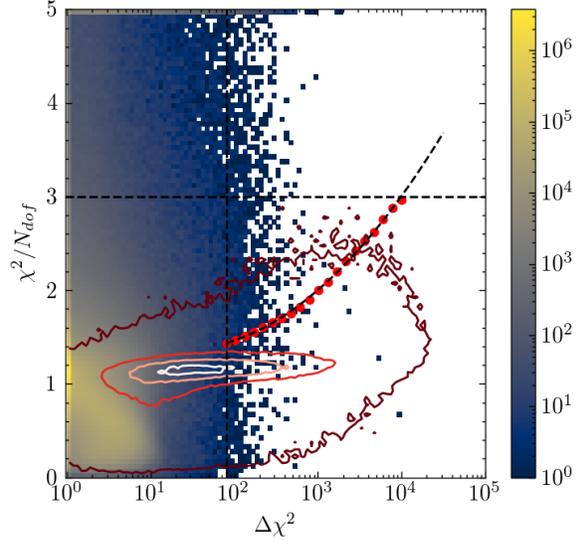


FIGURE 8.7 – Distribution des $\Delta\chi^2$ et des χ_μ^2/N_{dof} pour les sources des données (histogramme 2D) et de la simulation (contours en teintes de rouge), la ligne pointillée verticale est située à $\Delta\chi^2 = 80$. Les points rouges dénotent la limite en χ_μ^2/N_{dof} sous laquelle se situent 92.5% des courbes de la simulation, pour des tranches de $\Delta\chi^2$ successives. La parabole en pointillés noirs est la limite que nous utilisons pour notre sélection. Les premiers et derniers intervalles de l'histogramme bi-dimensionnel cumulent les mesures situées hors des limites de la figure.

approximons l'évolution de cette valeur en fonction de $\log_{10}(\Delta\chi^2)$ par un polynôme de degré 2 et nous sélectionnons dans tous les cas les courbes de lumière avec $\chi_\mu^2/N_{dof} < 3$:

$$\text{Critère 2 :} \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\chi_\mu^2}{N_{dof}} < ax^2 + bx + c \\ \frac{\chi_\mu^2}{N_{dof}} < 3 \end{array} \right. \quad (8.8)$$

avec $a = 0.233, b = -0.626, c = 1.787$. Ainsi nous prenons en compte l'augmentation de la dispersion du χ_μ^2/N_{dof} .

8.2.3 Amélioration sur deux couleurs simultanément

Malgré tous les nettoyages successifs il peut arriver que certaines courbes de lumière contiennent encore des points de mesure aberrants qui perturbent l'ajustement. Puisque ces effets n'ont en général lieu que dans l'une des deux couleurs d'un relevé nous requérons que la qualité de l'ajustement ne soit dégradée dans aucune des deux couleurs d'un relevé. En effet, mis à part le cas d'un effet de microlentille *blendé* très chromatique, la variation de luminosité est attendue dans les deux couleurs d'un même relevé : l'ajustement d'un effet de microlentille doit être meilleur qu'un ajustement de courbe constant dans les deux couleurs. Il peut arriver

qu'il n'y ait pas de points de mesure dans le deuxième filtre autour du pic, mais alors même dans ce cas là, l'ajustement de l'effet de microlentille n'est en général pas plus mauvais que l'ajustement d'une constante. Dans le cas d'un point aberrant, l'ajustement va faire passer la courbe de microlentille par ce point, au détriment des autres mesures. Si l'ajustement est gagnant dans le filtre d'un relevé concerné par le point aberrant, dans l'autre filtre la qualité de l'ajustement de l'effet de microlentille sera forcément au moins plus mauvais que celui d'une constante.

Pour rappel, les χ^2 réduits partiels sont les grandeurs $\chi_{\mu, BE}^2/N_{BE}$, $\chi_{\mu, RE}^2/N_{RE}$, etc, où N_{filtre} est le nombre de mesures dans le filtre considéré et $\chi_{\mu, \text{filtre}}^2$ la valeur du χ_{μ}^2 calculée uniquement pour les mesures d'une couleur (en utilisant l'ajustement effectué sur l'ensemble des couleurs). De ces valeurs nous obtenons les $\Delta\chi^2$ partiels par (pour le filtre RE par exemple) :

$$\Delta\chi_{RE}^2 = \frac{\chi_{\text{flat}, RE}^2 - \chi_{\mu, RE}^2}{\chi_{\mu, RE}^2/N_{RE}} \frac{1}{\sqrt{2N_{RE}}}. \quad (8.9)$$

Ce sont ces $\Delta\chi^2$ partiels qui sont utilisés ici pour distinguer ces déséquilibres dans l'ajustement.

Nous montrons la distribution des $\Delta\chi^2$ partiels pour chaque couleur de EROS et de MACHO dans la figure 8.8, pour la simulation et les données. Nous constatons d'abord la forte corrélation entre $\Delta\chi^2$ partiels dans les filtres rouge et bleu de chaque expérience, signe que des variations ont bien lieu en même temps dans les deux filtres. Il y a une concentration de courbes de lumière autour de $\Delta\chi_{Rx}^2 = 0$, $\Delta\chi_{Bx}^2 = 0$, qui correspondent aux courbes de lumière pour lesquelles la variation de luminosité a lieu uniquement dans l'autre expérience. Cette concentration est aussi présente le long de valeurs nulles des deux axes, celle-ci correspond à des courbes pour lesquelles une augmentation de luminosité a lieu dans un filtre mais où il n'y a pas de points de mesure dans le même intervalle dans l'autre filtre. Les valeurs négatives corrélées des $\Delta\chi^2$ partiels impliquent qu'une augmentation de luminosité a lieu dans au moins un filtre de l'autre expérience sans que ce soit le cas dans l'expérience considérée. Cela peut-être dû encore une fois à des mesures problématiques mais aussi possiblement à une mauvaise association des sources de EROS et de MACHO. Enfin tous les autres $\Delta\chi^2$ partiels négatifs correspondent à des variations de luminosité qui n'ont pas leur équivalent dans l'autre filtre d'un relevé, que nous voulons rejeter.

Nous fixons donc la condition suivante :

$$\text{Critère 3 :} \quad \text{ou} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta\chi_{RE}^2 > -0.1 \text{ et } \Delta\chi_{BE}^2 > -0.1 \\ \Delta\chi_{RM}^2 > -0.1 \text{ et } \Delta\chi_{BM}^2 > -0.1 \end{array} \right. \quad (8.10)$$

Nous ne requérons la non-dégradation des $\Delta\chi^2$ partiels que sur une des deux expériences pour conserver les courbes de lumière dont le pic n'est contenu que dans l'une d'entre elles. Nous fixons la valeur à dépasser à -0.1 afin de conserver les courbes de lumière présentant des augmentations de luminosité qui n'ont des mesures que dans un seul filtre.

8.2.4 Durée de l'événement

Nous faisons plusieurs sélections sur les paramètres de l'ajustement de l'effet de microlentille. Comme nous focalisons notre recherche sur la détection d'événements de très longues durées, se pose la question de la durée maximale des événements à laquelle nous sommes réellement sensible. Il est difficile de conclure avec certitude sur la nature des sources dont les

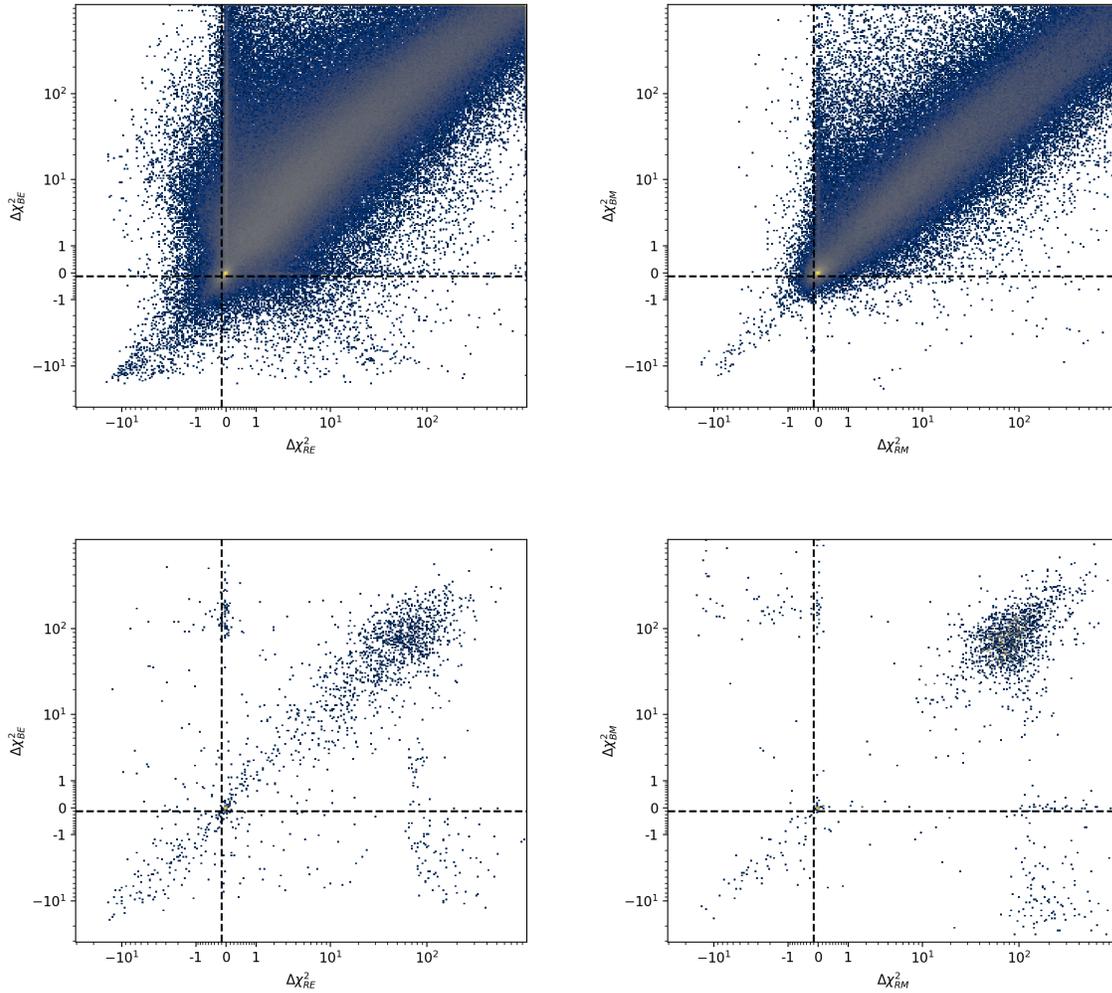


FIGURE 8.8 – Distribution des $\Delta\chi^2$ partiels pour la simulation en haut et pour les données en bas. Ne sont utilisées dans les données que les courbes de lumière qui satisfont aux conditions 1 et qui satisfont $\Delta\chi^2 > 80$. Les lignes pointillées correspondent à $\Delta\chi^2_{couleur} = -0.1$. Les premiers et derniers canaux des histogrammes bi-dimensionnels contiennent les données au-delà des limites de la figure. L'échelle des couleurs est logarithmique.

courbes de lumière ne subissent qu’une augmentation ou une diminution constante de leur flux sur la durée d’observation. Aussi nous requérons que la durée totale d’observation d’un objet (c’est-à-dire la durée entre le premier et le dernier point de mesure) soit supérieure à $2t_E$ de l’événement de lentille le mieux ajusté par l’algorithme

De plus nous requérons une limite basse à t_E . Cette limite permet de nous débarrasser de tout phénomène physique de courte durée pouvant handicaper notre analyse (en particulier les supernovae faute de conditions plus subtiles au moment de la rédaction de cette thèse, sur l’asymétrie du pic). La sélection portant sur le t_E minimal affecte tout particulièrement la détection des défecteurs de petite masse mais épargne les plus grandes masses (voir figure 8.9).

$$\text{Critère 4 : } \quad 200 \text{ jours} < t_E < \frac{1}{2}T_{obs} \quad (8.11)$$

De plus, la présence de quelques variables lentes dont la décroissance peut passer pour un effet de lentille (voir aussi la section 8.2.5.2) gêne notre recherche. Nous fixons alors

$$\text{Critère 5 : } \quad t_{min} + 200 \text{ jours} < t_0 < t_{max} \quad (8.12)$$

pour que le maximum d’amplification soit inclus dans nos données et qu’il soit à plus d’un temps d’Einstein du premier point de mesure, afin d’avoir une portion significative de la phase montante de la courbe de lumière. L’effet du critère sur la simulation et les données est montré sur la figure 8.10. Les critères 4 et 5 sont les critères les plus contraignants de notre analyse sur les événements de longue durée ; alléger ces sélections permet un bon gain d’efficacité.

8.2.5 Phénomènes physiques parasites

Plusieurs phénomènes physiques provoquent des changements de luminosité dans les courbes de lumière, qui peuvent être confondus avec des effets de microlentille. Nous listons ici les critères qui permettent de les écarter.

8.2.5.1 La lumière de la supernova SN1987A

Lors des premières études de recherche de microlentille, il a été remarqué que de nombreuses étoiles d’une même zone du ciel subissaient simultanément des variations de luminosité comparables à celles causées par des effets de lentille. La zone du ciel en question se situe autour du reliquat de SN1987A, une célèbre supernova ayant explosée en 1987 dans le Grand Nuage de Magellan, la plus proche supernova observée de l’époque contemporaine. Les variations de luminosité constatées sur les étoiles autour du reliquat sont en fait dues à la diffusion de la lumière émise par la supernova par des nuages de gaz et de poussière situés en avant plan des sources. Il est d’ailleurs possible de suivre l’expansion de cette onde lumineuse sur les images des expériences MACHO et EROS2 (voir par exemple <http://eros.in2p3.fr/EchoesSN1987a/>). Pour éliminer cette source de faux positifs nous écartons simplement les étoiles situées dans une zone autour du reliquat de SN1987A :

$$\text{Critère 6} \quad : \text{not} \quad \left\{ \begin{array}{l} 83.670 < \alpha < 84.064 \\ -69.34 < \delta < -69.20 \end{array} \right. \quad (8.13)$$

qui peut-être visualisé dans la figure 8.11.

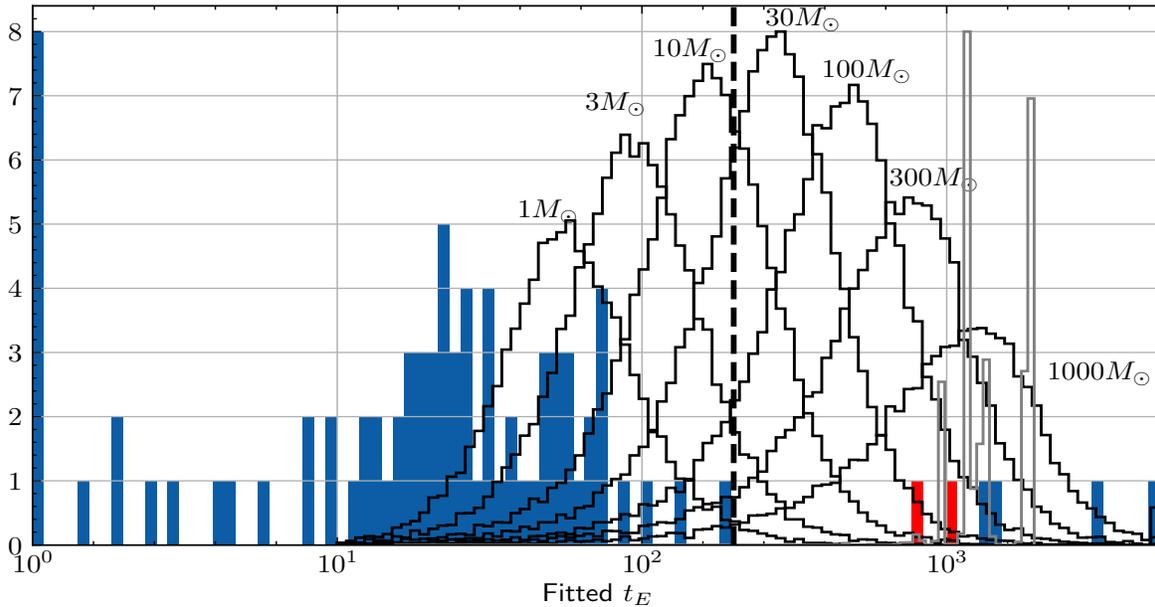


FIGURE 8.9 – Effet marginal de la sélection 4. L’histogramme bleu donne la distribution des t_E ajustés des candidats qui remplissent tous les critères sauf le 4. L’histogramme rouge donne les t_E des événements qui satisfont l’ensemble des sélections. La ligne verticale pointillée est la limite $t_E = 200j$, l’histogramme gris donne la distribution des $T_{\text{obs}}/2$ de l’ensemble des données. Les histogrammes noirs donnent la distribution des t_E des courbes de lumière de la simulation qui satisfont toutes les sélections sauf le critère 4, pour différentes masses de déflecteurs.

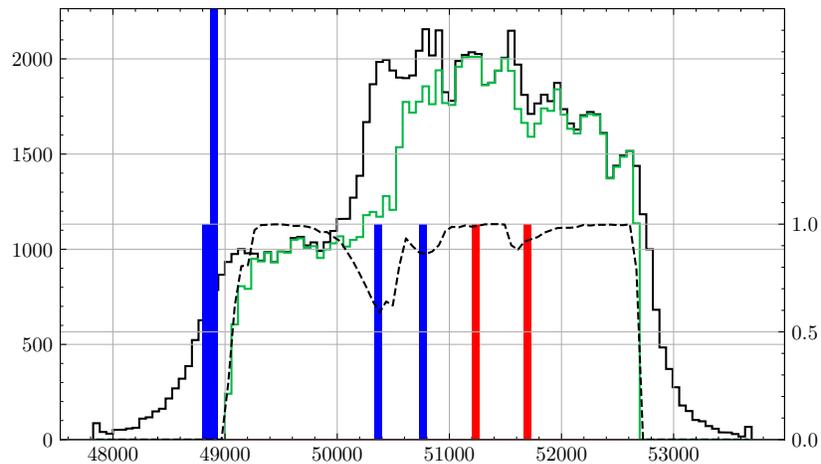


FIGURE 8.10 – Effet marginal de la sélection 5. L’histogramme vert (resp. noir) donne la distribution du t_0 de l’ajustement des courbes de lumière de la simulation satisfaisant tous les critères (resp. tous les critères sauf le 5). La courbe pointillée noire donne la fraction des courbes de lumière conservées après l’application du critère 5. Les barres rouges (resp. bleues) donnent les t_0 des courbes de lumière des données passant tous les critères de sélection (resp. tous les critères sauf le 5).

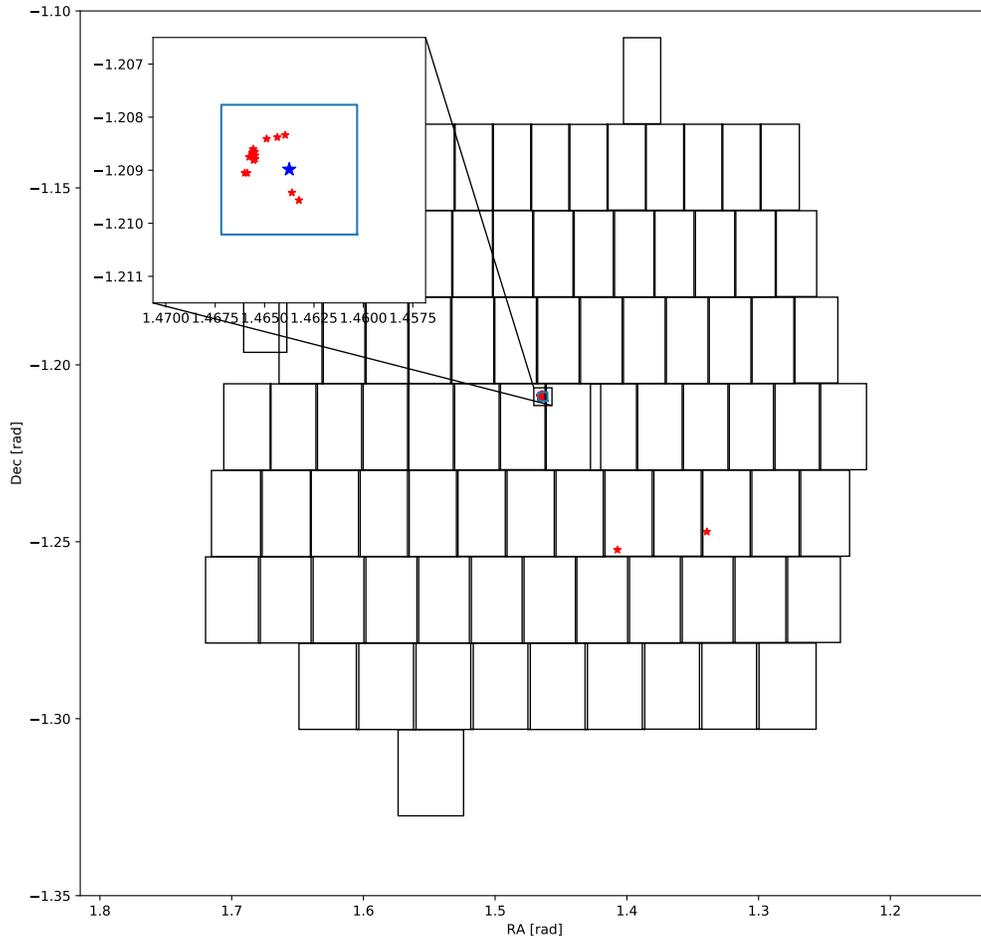


FIGURE 8.11 – Position des candidats (étoiles rouges) satisfaisant toutes les sélections sauf le critère 6, avec la position des champs EROS et du reliquat de SN1987A (étoile bleue). Nous éliminons tous les candidats dans le rectangle bleu.

8.2.5.2 Les *Blue Bumpers*

Une deuxième source de phénomènes physiques qui viennent perturber notre analyse est une classe particulière d'étoiles variables. Dans les relevés historiques, il a été constaté que certaines étoiles brillantes et bleues avaient tendance à subir des variations de luminosité très proches de celles provoquées par un effet de microlentille. Ces étoiles étaient nombreuses et localisées dans une zone spécifique du diagramme magnitude-couleur peu peuplée; or étant donné qu'une étoile subit un effet de microlentille indépendamment de sa nature, la distribution des étoiles subissant un effet de lentille devrait suivre la distribution des étoiles dans le diagramme magnitude-couleur. De plus ces objets avaient tendance à présenter des variations de luminosité chromatiques. Il s'agissait donc très probablement d'étoiles intrinsèquement variables et furent nommées par la suite *Blue Bumpers*.

Dans notre analyse nous sommes confronté à une population similaire car nous détectons un grand nombre d'événements dans la même zone des *Blue bumpers*. La durée des variations de ces étoiles est bien plus longue que celle des *Blue Bumpers* "historiques". Nous les catégorisons nous aussi comme *Blue Bumpers* puisqu'elles proviennent à peu près de la même zone du diagramme magnitude-couleur et qu'il s'agit peut-être de la même classe d'objets, à savoir les étoiles de type Be. Ces étoiles présentent des variations pouvant durer des années (RIVINIUS, CARCIOFI et MARTAYAN, 2013). Les courbes de lumière des étoiles variables non périodiques de ce type sont clairement asymétriques avec une montée nettement plus rapide que la décroissance.

La phase descendante a tendance à être bien décrite par un effet de lentille et les *Blue Bumpers* dont l'augmentation de luminosité est suffisamment faible, ou dont la phase montante est suffisamment tronquée, peuvent avoir un χ^2/N_{dof} raisonnable doublé d'un assez grand $\Delta\chi^2$. L'asymétrie de ces événements permet d'assez facilement les disqualifier comme événements de microlentille. Par contre cela nous oblige à être vigilant sur les événements dont seule une petite partie de la phase montante est visible puisqu'il y a de plus grandes chances que ce soit une variation de ce type. Nous isolons entièrement la zone problématique du diagramme magnitude-couleur avec le critère suivant :

$$\text{Critère 7} \quad : \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} m_{RE} > 19 \text{ ou } m_{BE} - m_{RE} > 0.2 \\ m'_{RE} > 19 \text{ ou } m'_{BE} - m'_{RE} > 0.35 \end{array} \right. \quad (8.14)$$

Pour rappel m'_{BE} et m'_{RE} correspondent aux magnitudes reconstituées à partir des magnitudes MACHO. La condition en couleur est différente entre les deux relevés car la conversion photométrique est imparfaite, le terme de couleur variant avec le type de l'étoile. Nous avons fixé les limites de sélection à l'aide de la figure 8.12. Elle montre où se situent les sources qui satisfont la condition dans EROS, dans le diagramme magnitude-couleur de MACHO, d'où la condition pour MACHO de $m'_{BE} - m'_{RE} > 0.35$.

Ce sont ces étoiles que nous cherchons à écarter par la sélection sur le t_0 minimale du critère 5. Nous présentons quelques exemples de courbes de lumière de sources provenant de cette zone du diagramme magnitude-couleur dans la figure 8.13. Les courbes (a), (b) et (c) ont des pics relativement brefs et lumineux (et sont éliminées par le critère 2) mais les courbes (d), (e) et (f) montrent que ces variations peuvent durer plusieurs années.

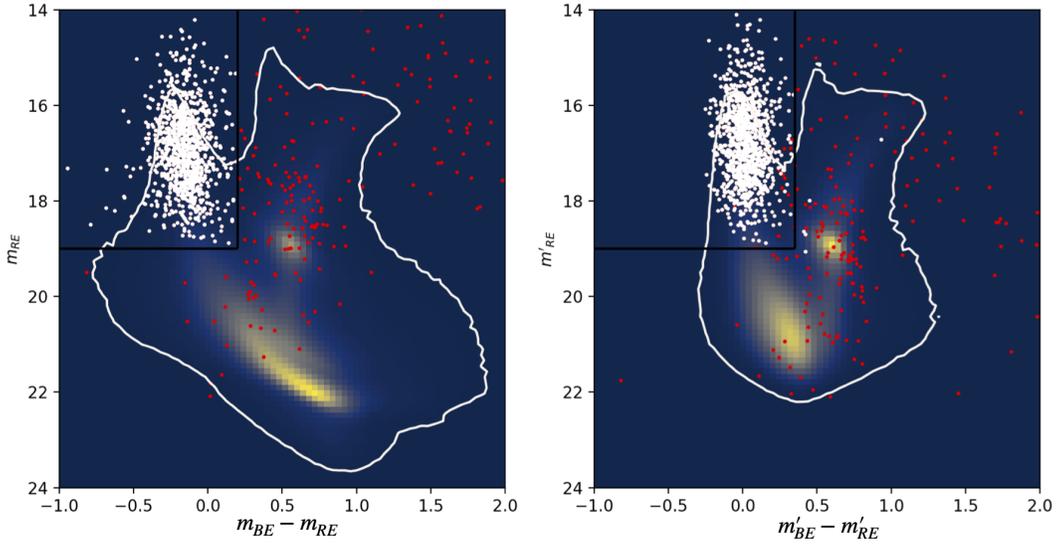


FIGURE 8.12 – Diagramme magnitude-couleur dans EROS à gauche et dans MACHO, en magnitudes reconstituées. Le contour blanc contient 99% des sources de chaque diagramme (voir section 8.2.5.3). Les contours noirs représentent le critère 7 sur la zone de Blue Bumpers. Les points sont les courbes de lumière qui remplissent les critères 0 et 1, avec $t_E > 200j$ et qui sont communs aux deux relevés (chacun est donc présent sur les deux figures). Les points blancs sont les sources identifiées comme Blue Bumpers dans EROS, au contraire des points rouges.

8.2.5.3 Les étoiles "anormales"

Nous rejetons toutes les sources dont les magnitudes les situent dans des zones isolées du diagramme magnitude-couleur. Ce sont des sources plus susceptibles d'être variable ou alors trop brillantes pour appartenir au LMC (ce dernier point peut-être en partie vérifié en utilisant le catalogue *Gaia*). Nous sélectionnons des sources qui sont situées dans une zone contenant 99% des sources du diagramme magnitude-couleur (que nous notons $\mathcal{S}_{E99\%}$ et $\mathcal{S}_{M99\%}$).

$$\begin{aligned}
 & \text{source} \in \mathcal{S}_{E99\%} \text{ et } \text{source} \in \mathcal{S}_{M99\%} \\
 & \text{ou} \\
 \text{Critère 8} \quad & : \text{source} \in \mathcal{S}_{E99\%} \text{ (si pas de magnitudes MACHO)} \quad (8.15) \\
 & \text{ou} \\
 & \text{source} \in \mathcal{S}_{M99\%} \text{ (si pas de magnitudes EROS)}
 \end{aligned}$$

suivant les magnitudes mesurées de la source. Les zones $\mathcal{S}_{E99\%}$ et $\mathcal{S}_{M99\%}$ ainsi que les positions des courbes de lumière remplissant tous les critères excepté celui-ci sont montrées sur la figure 8.14 (le contour des zones est aussi présent sur la figure 8.12).

8.2.6 Résultats de la sélection

Nous récapitulons l'ensemble des critères de sélection ainsi que leur effet sur les données et la simulation (comme précédemment souligné, ici nous n'utilisons pas toute la simulation, afin de voir l'effet sur les lentilles pouvant raisonnablement être détectées) dans le tableau 8.1.

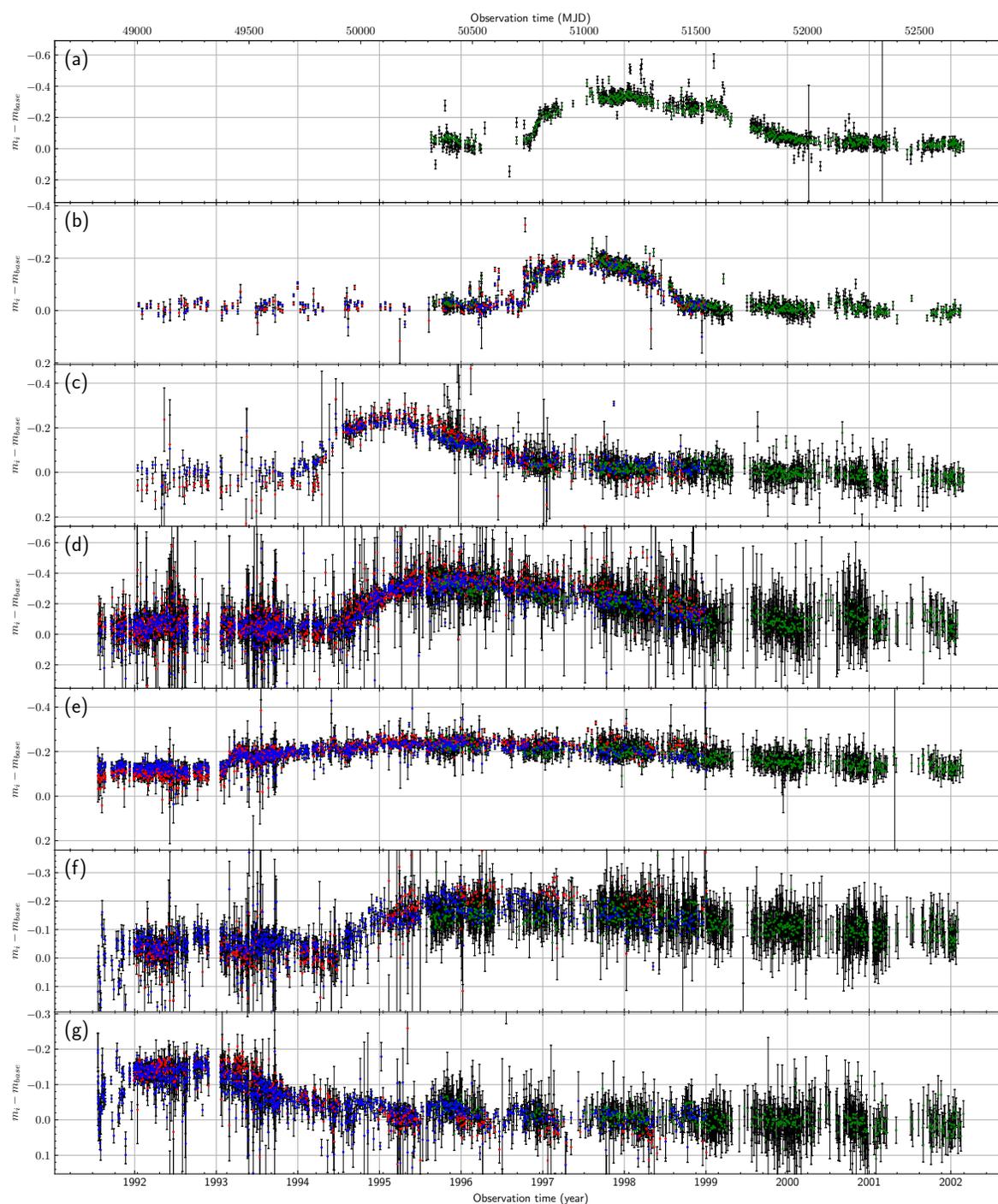


FIGURE 8.13 – Exemples de courbes de lumière de *Blue Bumpers*. Les couleurs des points correspondent aux différents filtres (noir : rouge EROS, rouge : rouge MACHO, vert : bleu EROS, bleu : bleu MACHO). Chaque courbe est renormalisée à la magnitude de base ajustée par l’algorithme de recherche ce qui permet de regrouper les quatre couleurs.

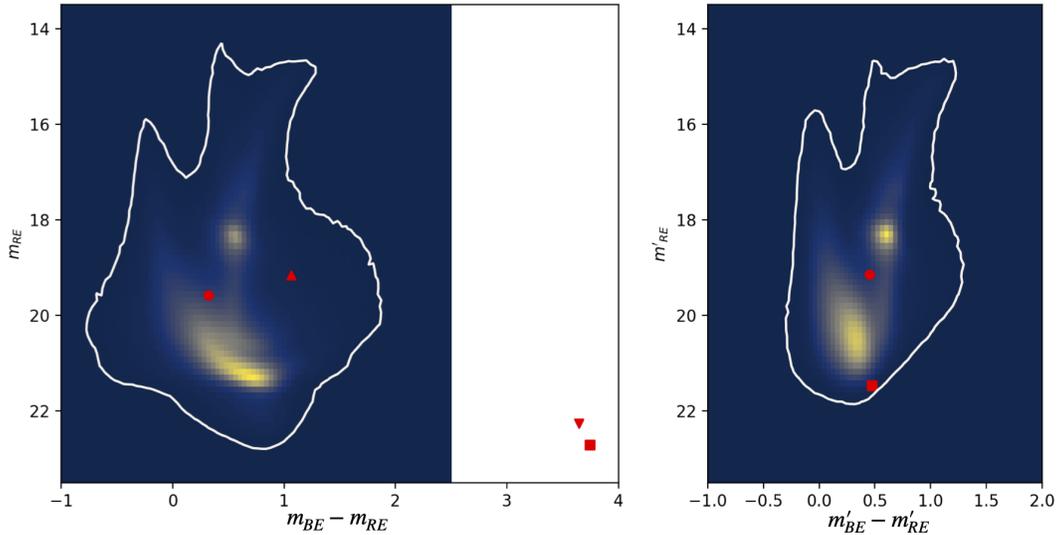


FIGURE 8.14 – Positions dans le diagrammes magnitude-couleur des courbes de lumière qui remplissent tous les critères sauf 8. Les contours blancs contiennent 99% des sources pour chacun des diagrammes magnitude-couleur des relevés. Chaque symbole rouge correspond à une courbe de lumière, deux ont des couleurs à la fois dans EROS2 et MACHO.

Critère	Données			Simulation	
	Courbes	Fraction	Fraction relative	Courbes	Fraction relative
Initial	38148805	106.1%		691463	
0	35959763	100%	100%	691463	100%
1	2465	0.007%	0.007%	245086	35.4%
2	352		14.3%	226139	92.3%
3	226		64.2%	225675	99.7%
4	49		21.6%	118702	52.6%
5	29		59.2%	97028	81.7%
6	10		34.5%	97028	100%
7	4		40%	90426	93.2%
8	2		50%	89613	99.1%

TABLE 8.1 – Tableau récapitulatif de l’effet des critères de sélection sur le nombre de courbes de lumière dans les données, et dans le sous-ensemble de la simulation satisfaisant le critère 0 et avec au moins 3 de mesures dans le pic d’amplification théorique. L’ordre des critères est arbitraire étant donné qu’ils sont tous indépendants.

8.3 Analyse des candidats restants

Seules deux courbes de lumière remplissent tous les critères que nous avons fixés. Leurs caractéristiques sont résumées ici dans le tableau 8.2. Les courbes de lumière des ces candidats sont montrées sur les figures 8.15 et 8.16. Nous avons cherché si les sources ont été détectées dans d’autres catalogues en utilisant *VizieR*.

Identifiant EROS2	Identifiant MACHO	u_0	t_E (j)	t_0 (MJD)
lm0555n26453	38.4257.173	1.03	772	51667
lm0577114078	21.6794.444	0.72	1004	51245

TABLE 8.2 – Caractéristiques des deux candidats remplissant les critères de sélection.

Mouvement propre (mas.yr ⁻¹)	RA	Dec
<i>Gaia</i> DR2	0.720 ± 0.480	-0.01 ± 0.694
<i>Gaia</i> EDR3	-0.091 ± 0.254	0.437 ± 0.288

TABLE 8.3 – Mouvements propres du candidat **lm0555n26453-38.4257.173** mesurés dans les catalogues *Gaia*.

8.3.0.1 lm0555n26453-38.4257.173

Le candidat satisfait la sélection sur la position dans le diagramme magnitude-couleur, cependant l'objet se trouve dans une zone tout de même peu peuplée du diagramme ce qui provoque quelques suspicions. De plus si la courbe de lumière satisfait bien tous les critères de sélection, elle semble présenter une variabilité dans les points de mesure de MACHO.

La source est enregistrée dans le catalogue 2MASS sous l'identifiant J05065681-7127263. Elle a déjà été identifiée dans le catalogue EROS individuellement en tant qu'étoile lentement variable (SPANO et al., 2011), ce qui est compréhensible au vu de la courbe de lumière, mais ce catalogue n'apporte pas d'informations supplémentaires, il ne fait que répertorier les courbes subissant des variations importantes sur de longues durées.

En cherchant dans le catalogue *Gaia* à la position du candidat, nous trouvons une étoile qui correspond. Les valeurs des vitesses propres données par *Gaia* (tableau 8.3) ne permettent pas de conclure. La parallaxe mesurée par *Gaia* est -0.038 ± 0.222 mas/an ce qui ne permet pas de conclure sur la nature galactique ou non de l'étoile.

En revanche, le candidat a été classé comme étant un jeune objet stellaire (YSO, *Young Stellar Object*). Ce sont typiquement des objets composites, de jeunes étoiles pouvant avoir une couche d'accrétion, un disque et une enveloppe externe. Elles peuvent présenter des variabilités périodiques courtes mais aussi des irrégularités sur de longues durées. C'est le catalogue issu de WHITNEY et al., 2008 qui classe ce candidat parmi ~ 1000 autres candidats YSO à partir d'observations dans l'infrarouge de *Spitzer*. WHITNEY et al., 2008 estiment un taux maximum de faux positifs dans l'ensemble de leur échantillon de 55% (très conservatif). **lm0555n26453-38.4257.173** est classé dans un sous-ensemble "haute-probabilité" remplissant des conditions de sélection plus strictes que pour les autres YSOs identifiés.

Cet objet est situé hors des zones observées par EROS1, OGLE-II et OGLE-III. Nous avons cherché à savoir si la collaboration OGLE avait des mesures pour cette source dans OGLE-IV afin de vérifier si d'autres variations de luminosité avaient eu lieu mais il n'existe pas de données pour cet objet (Wyrzykowski Ł., communication privée).

Au final les fortes suspicions de variabilité intrinsèque qui planent sur cet objet nous poussent à rejeter cette courbe de lumière comme effet de microlentille.

8.3.0.2 lm0577114078-21.6794.444

Nous constatons de nombreuses variations de courte durée sur cette courbe de lumière, notamment visibles dans les couleurs de MACHO, ce qui rend *a priori* ce candidat suspect. Après recherche dans des catalogues externes, le candidat a été identifié dans plusieurs catalogues comme étant un QSO (*Quasi-Stellar Object*²). Le candidat en question a d'abord été classé comme QSO potentiel en utilisant les variations de la courbe de lumière MACHO uniquement, à l'aide d'un modèle de classification supervisé (KIM et al., 2011). Dans un second temps (KIM et al., 2012), différentes autres observations (luminosité en rayonnement X, couleur dans l'infrarouge moyen, redshift photométrique) ont été obtenues pour un sous-ensemble de candidats. Après l'entraînement d'un modèle de classification, 663 QSO sont sélectionnés, dont notre candidat **lm0577114078-21.6794.444**. KIM et al., 2012 affichent un taux de faux positifs de moins de 1%. Parallèlement le candidat a aussi été classé comme QSO d'abord par les observations de OGLE couplées à des observations dans l'IR et les X, puis confirmé par spectroscopie (KOZŁOWSKI et al., 2012).

Nous avons donc affaire ici à un QSO, un objet lointain situé en arrière-plan du LMC, et pas à un effet de lentille gravitationnelle.

8.3.1 Bilan

Nous écartons donc les deux candidats qui remplissent tous notre critères de sélection par des vérifications dans des catalogues externes. Ceci n'a pas de coût sur l'efficacité de l'analyse, car les nombres d'objets identifiés comme QSO ou YSO sont de l'ordre respectivement de la centaine et du millier, sur tout le champs du LMC, et représentent une fraction négligeable des objets observés dans cette direction. Nous tablerons donc sur la détection d'aucun événement lorsque nous fixerons des limites sur la fraction d'objets compacts dans le halo galactique.

8.4 Relâchement du t_E minimal

8.4.1 Les objets avec des variations entre 100 et 200 jours

En relaxant les critères sur la durée minimale d'événement, $t_E > 100j$, plutôt que $t_E > 200j$ trois nouvelles courbes de lumière remplissent les autres critères, vues uniquement dans EROS. Parmi celles-ci deux sont manifestement des courbes de lumière issues de supernovae. Leurs caractéristiques sont résumées ici :

Identifiant EROS2	Identifiant MACHO	u_0	t_E (j)	t_0 (MJD)	$\Delta\chi^2$	χ^2/N_{dof}
lm0846n4031	non observée	0.08	134	52601	141.3	0.77
lm0690k17399	–	0.19	106	51130	105.6	0.27
lm0073m17729	–	0.41	183	51567	84.53	1.33

et leurs courbes de lumière, et position dans le diagramme magnitude-couleur sont portées sur les figure 8.17, 8.18 et 8.19.

2. Un QSO est un noyau actif de galaxie très lumineux au centre duquel se trouve un trou noir supermassif entouré d'un disque d'accrétion.

8.4.1.1 Les supernovae

Les candidats **lm0846n4031** et **lm0690k17399** ont *a priori* des caractéristiques de supernovae. Le pic est fort et très asymétrique, avec une absence de phase montante et une phase descendante d’une centaine de jours, en accord par exemple avec la durée des supernovae de type II (VALENTI et al., 2015).

Le candidat **lm0846n4031** est situé à 6 arcsec d’une galaxie, visible dans les images de MACHO et de EROS (l’image de référence de EROS est visible sur la figure 8.17). Cette galaxie est cataloguée dans la base de donnée LEDA (*Lyon-Meudon Extragalactic Database*) et la nature du candidat fait donc peu de doute.

Il n’y a par contre pas de galaxie hôte visible dans le cas de **lm0690k17399** ce qui ne permet pas de formellement l’identifier comme supernova.

8.4.1.2 lm0073m17729

Le candidat **lm0073m17729** est plus intéressant (voir figure 8.19). Sa position dans le diagramme magnitude-couleur n’est pas inhabituelle et nous ne trouvons pas de sources correspondante dans d’autres catalogues. Cependant la courbe semble présenter des variations avant et juste à la fin de la bosse. Elle est positionnée dans l’image non loin d’une barre de pixels défailants mais ces défauts ne provoquent pas de variations lentes comme celle qui est visible ici, de plus lors des mesures du pic, ces pixels défailants sont loin de la source. Il n’y a *a priori* rien de notable dans les images qui puissent expliquer cette bosse autrement que la variation lumineuse de la source elle-même.

Il faut donc considérer cet objet comme candidat de microlensing de durée < 200 jours dans le cadre de notre mode de sélection.

8.4.1.3 Conclusion

Ces trois événements illustrent les problèmes causés par la sur-estimation des incertitudes des mesures faibles dans EROS. La qualité de l’ajustement d’effet de microlensing est vraisemblablement surestimée dans les trois cas, où seuls les points dans le pic, ou une partie du pic ont des incertitudes raisonnables. Dans le cas de **lm0073m17729** les points du début de la courbe de lumière semblent bien mesurés puis apparaissent de très grandes barres d’erreur car le temps de pose sur ce champ est passé de 900s à 300s vers fin 1999.

Ces candidats sont écartés au prix d’une sélection forte sur les petit t_E ajustés ($t_E > 200$ jours). Nous présentons nos résultats dans l’état actuel de nos critères mais d’autres conditions plus sélectives (par exemple requérant un bon ajustement dans le pic pour les événements courts) permettraient de faire abstraction au moins des supernovae.

8.4.2 $t_E < 100$ jours : à propos des candidats MACHO

Si EROS2 n’avait retenu aucune courbe de lumière comme présentant un effet de microlentille, MACHO avait publié 13 événements. Où sont-ils passés dans notre analyse ? D’abord tous ont des t_E compris entre 10 et 50 jours, ils sont tous éliminés d’office par le critère 4. Sur les 13, 5 ne sont éliminés que par ce critère sur le temps d’Einstein ajusté, les autres le sont parce qu’en plus leur $\Delta\chi^2$ n’atteignent pas la valeur minimale de $\Delta\chi^2 = 80$. Cela est compréhensible car nous nous focalisons sur la recherche d’événements de longues durée, à des

$t_E \gtrsim 100$ jours. Ainsi le nettoyage des points de mesure éloignés de plus de 5σ de la médiane sur une fenêtre de 5 points commence à être clairement nuisible à l'efficacité de détection pour des $t_E < 100j$, puisque la perte de bon points de mesure sur le pic réduit mécaniquement, et de façon injustifiée, la valeur du $\Delta\chi^2$. De plus nous n'avons pas de coupures qui se focalise sur l'amélioration locale du χ^2 par exemple, qui n'est pas nécessaire pour les longs événements.

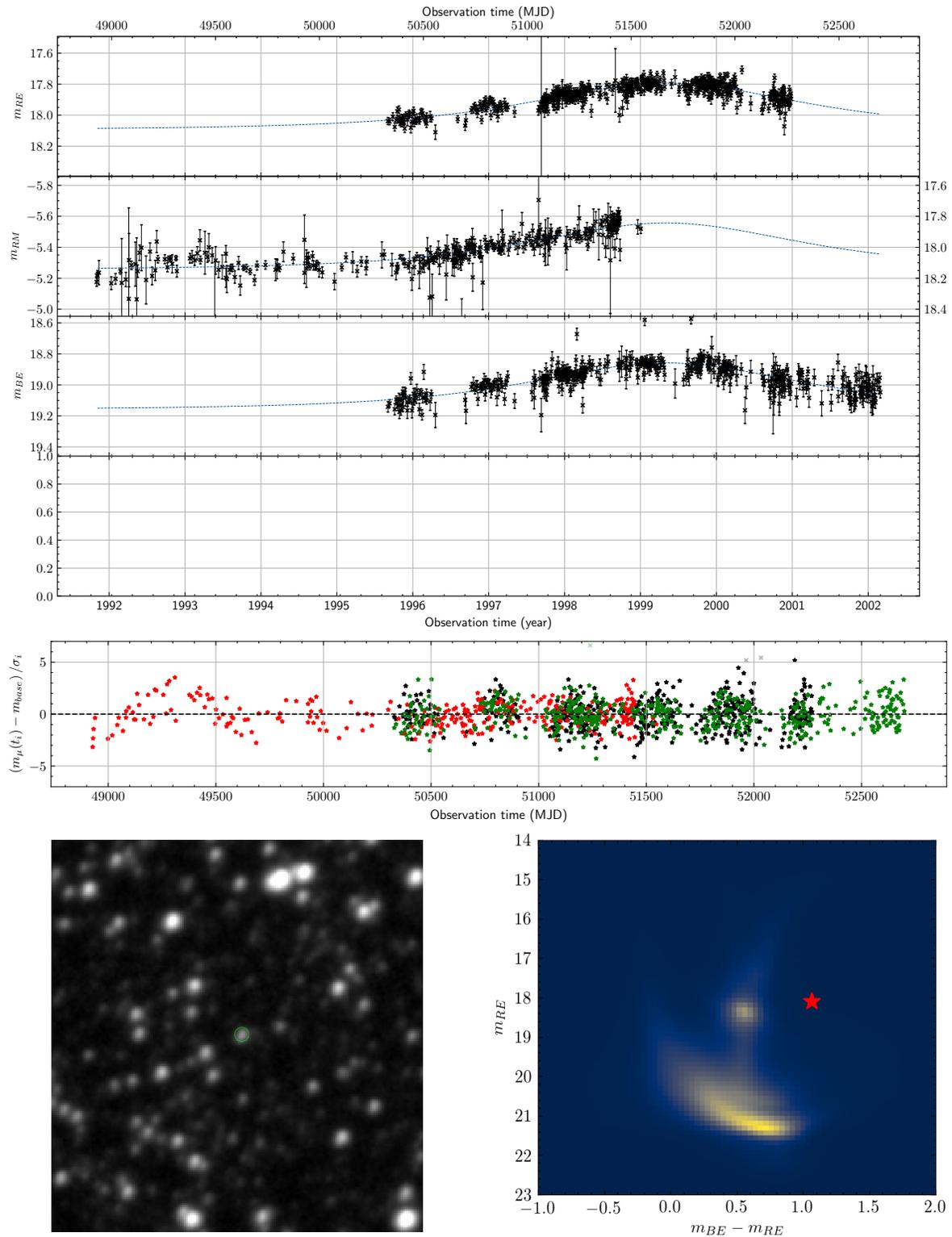


FIGURE 8.15 – Courbes de lumière du candidat *lm0555n26453-38.4257.173*. La première figure montre la courbe de lumière dans les quatre filtres. La deuxième figure donne la valeur du résidu de l’ajustement normalisé par l’incertitude du point de mesure, chaque couleur correspond à un filtre (noir : rouge EROS, rouge : rouge MACHO, vert : bleu EROS, bleu : bleu MACHO). La figure en bas à gauche est l’image de référence EROS autour de l’objet, le cercle vert, de diamètre 3 arcsec, est centré sur l’objet. La figure en bas à droite donne la position de la source sur le diagramme magnitude-couleur de EROS.

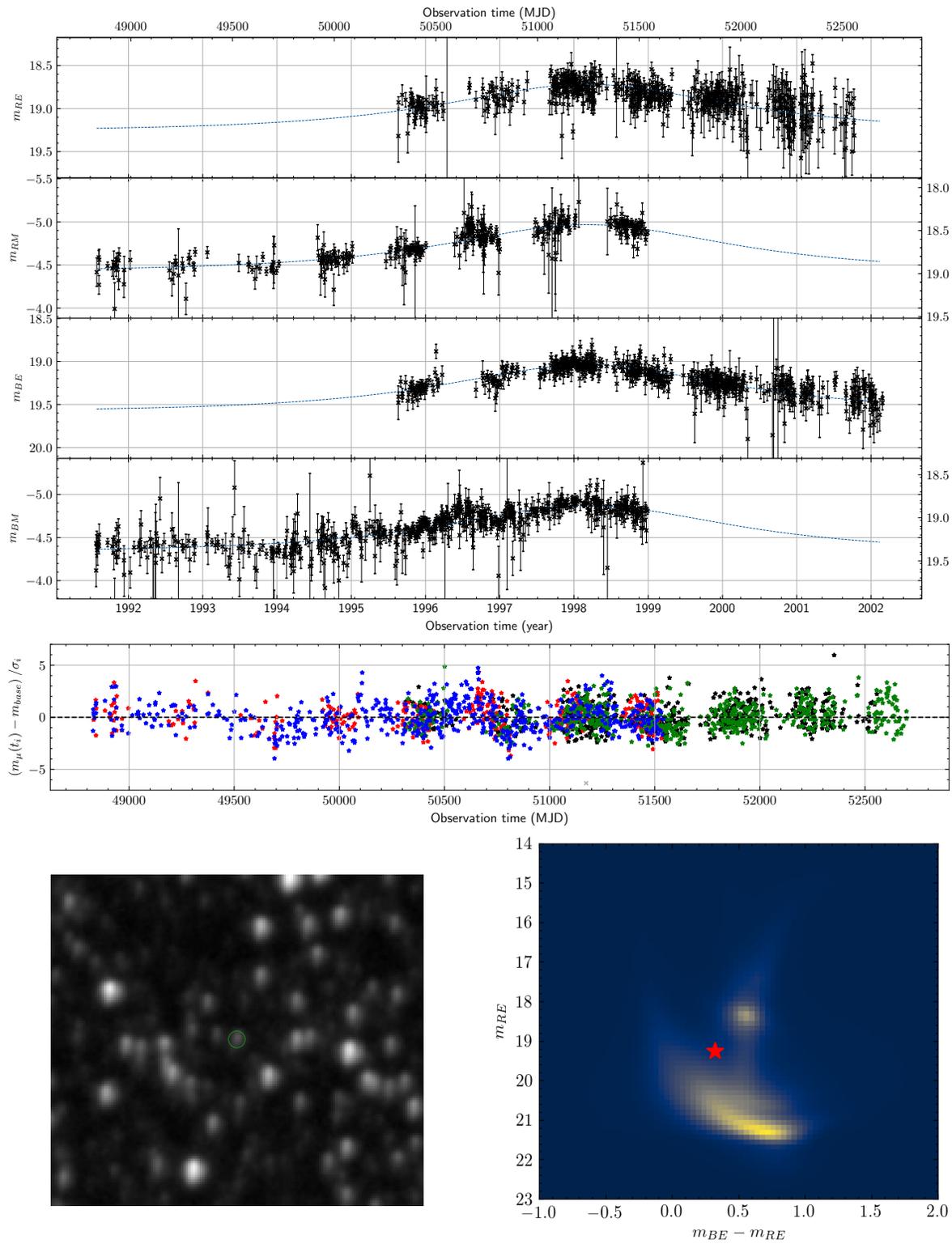


FIGURE 8.16 – Courbes de lumière du candidat $lm0577114078-21.6794.444$. Même légende que la figure 8.15.

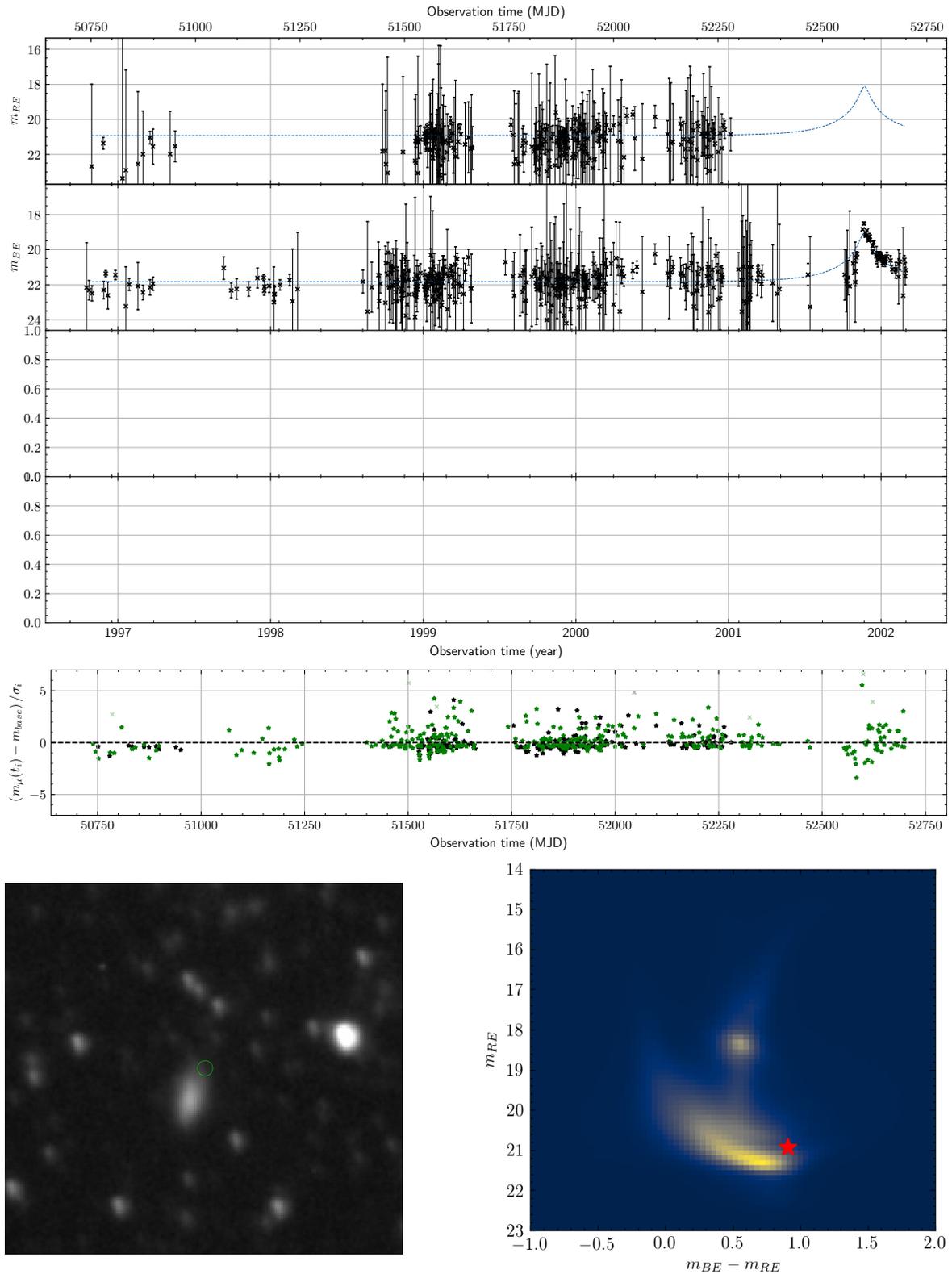


FIGURE 8.17 – Courbes de lumière de la source *lm0846n4031*. Même légende que la figure 8.15. La galaxie hôte est clairement visible sur l'image de la source.

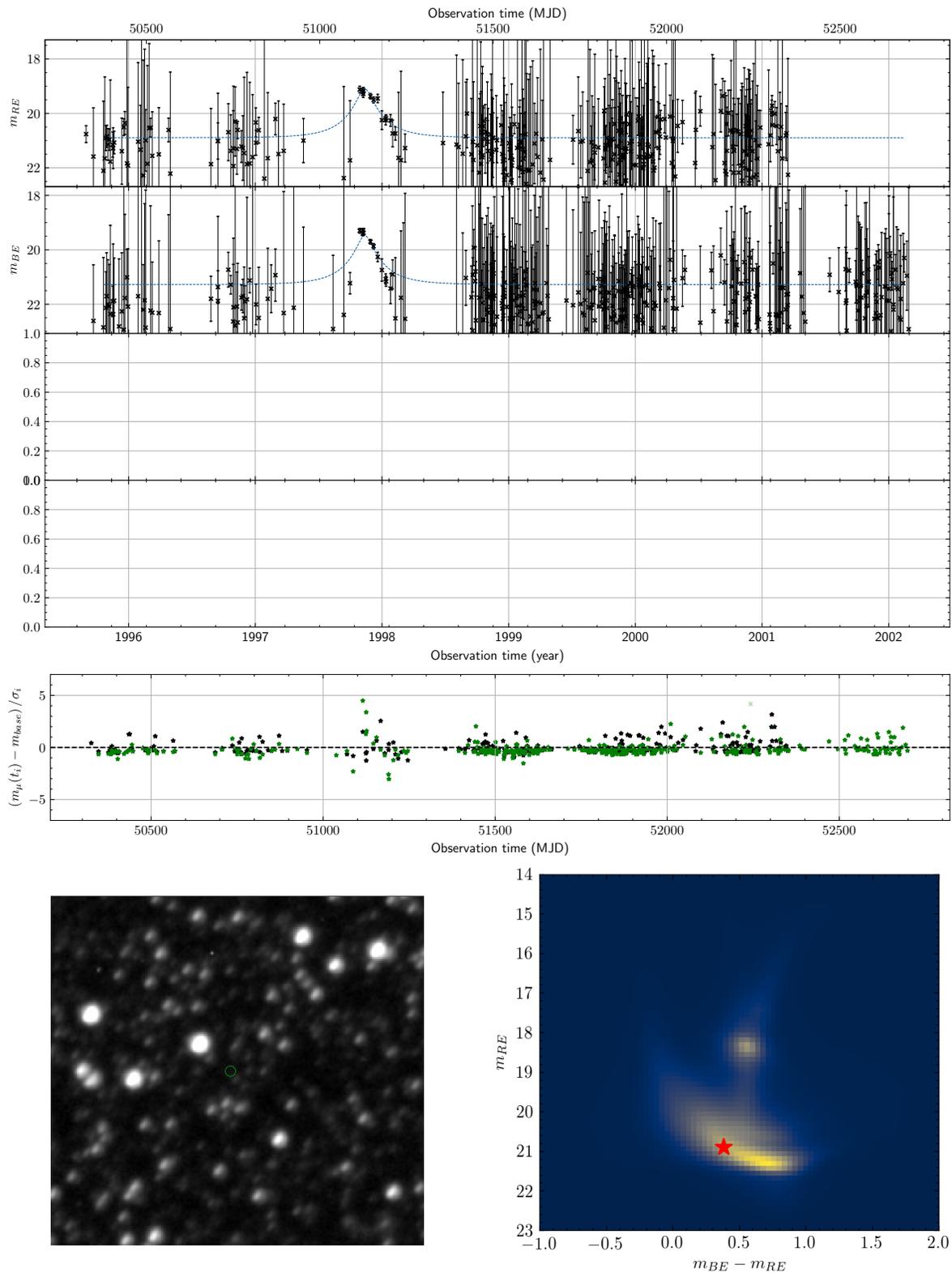


FIGURE 8.18 – Courbes de lumière de la source **lm0690k17399**. Même légende que la figure 8.15. Ce candidat est un des deux candidats qui satisfont à l'ensemble des critères de sélection avec $t_E > 100$ jours.

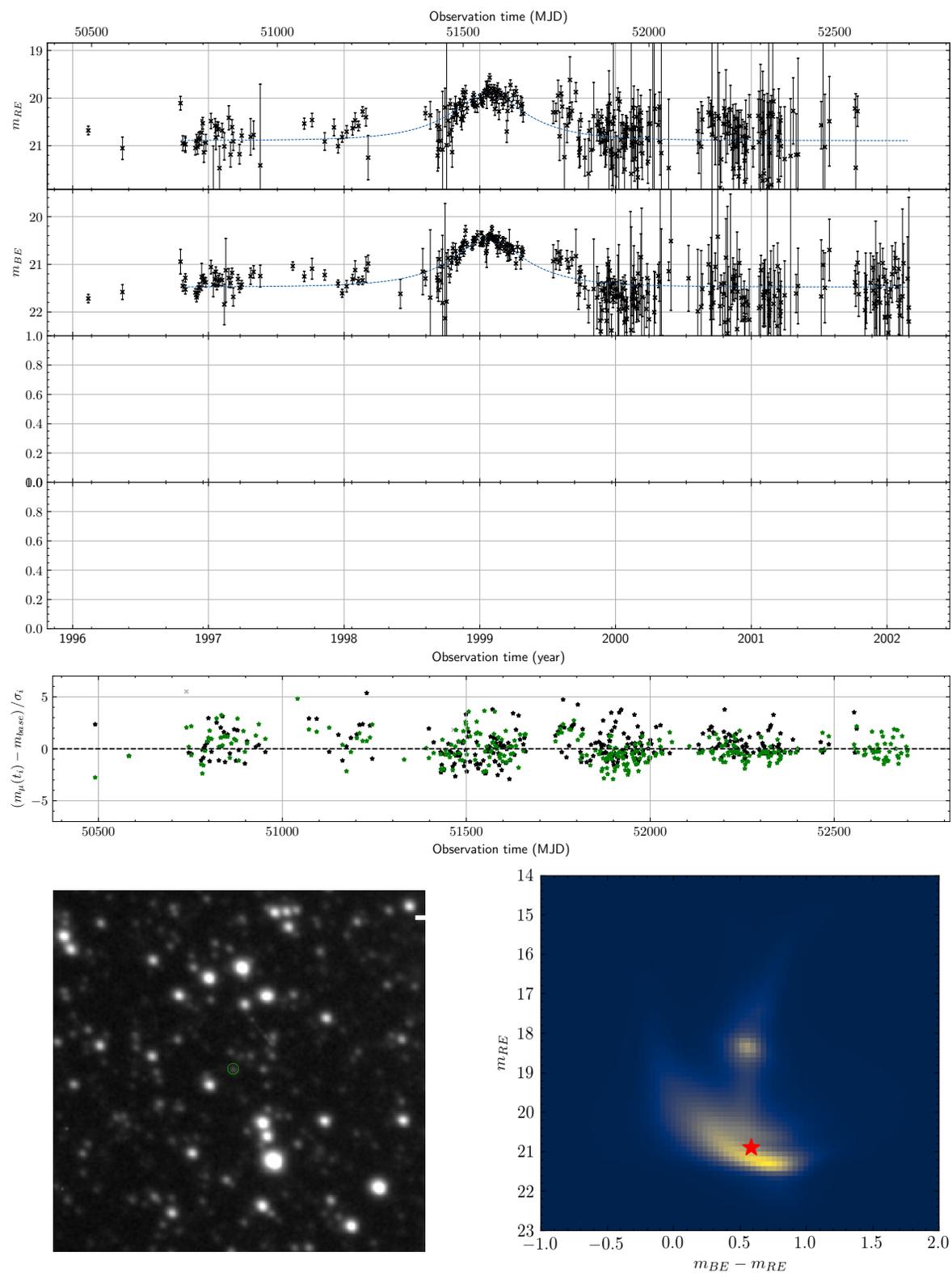


FIGURE 8.19 – Courbes de lumière de la source *lm0073m17729*. Même légende que la figure 8.15. Ce candidat est un des deux candidats qui satisfont à l'ensemble des critères de sélection avec $t_E > 100$ jours.

Chapitre 9

Contraintes sur la fraction d'objets compacts dans le halo

Nous n'avons dans notre analyse retenu aucun événement de microlensing (de durée > 200 jours). Il faut maintenant en déduire ce que cela signifie sur la quantité d'objets compacts massifs dans le halo galactique. Puisque l'analyse ne fait ressortir aucun effet de microlensing, nous ne pouvons en déduire qu'une fraction maximale d'objets compacts compatible avec la non-détection d'événement. Cette contrainte peut être obtenue à partir de l'estimation du nombre d'événements de microlensing attendus dans notre analyse et sa comparaison avec le nombre effectivement observé, soit aucun. Ce nombre d'événements attendus dépend du modèle de distribution de matière dans le halo, de la masse des défecteurs et de l'efficacité de l'analyse (efficacité dépendant de l'algorithme, des coupures de sélection, de la précision photométrique, du cadencement, etc.); il est estimé à partir de la simulation.

9.1 Nombre d'événements attendus à partir de la simulation

Pour calculer le nombre attendu d'événements nous utilisons les formules 2.30 et 2.33 en tenant ainsi compte de l'efficacité de l'analyse. Nous notons $\epsilon(u_0, t_0, t_E, f_b)$ cette efficacité (nous omettons les paramètres de la parallaxe), et nous notons $\langle \epsilon(u_0, t_0, t_E) \rangle_{f_b}$ la valeur moyennée de cette efficacité sur la distribution des paramètres de *blend* f_b . Le taux de détection expérimental est donné par

$$\Gamma_{\text{exp}} = K \frac{1}{u_T T_{\text{obs}}} \int_0^{u_T} du_0 \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} dt_0 \int_0^1 dx \sqrt{x(1-x)} \rho(x) \iiint d\vec{v}_d v_{\perp}(x, \vec{v}_d) f(\vec{v}_d) \langle \epsilon(u_0, t_0, t_E) \rangle_{f_b} \quad (9.1)$$

où

$$K = 2u_T \sqrt{\frac{4GD_s^3}{c^2 M}}. \quad (9.2)$$

Cependant nous devons prendre en compte la présence de l'effet de *blending* dans nos données. Ainsi $\langle \epsilon(u_0, t_0, t_E) \rangle_{f_b}$ est en réalité la valeur moyenne sur l'ensemble des facteurs de *blend*, donnée par

$$\epsilon(u_0, t_0, t_E) = \lim_{N_s \rightarrow +\infty} \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{N_{*,i}} \epsilon(u_0, t_0, t_E, f_{b,(i,j)}) \quad (9.3)$$

pour N_s sources représentatives des sources de notre catalogue, avec la i -ème source composée de $N_{*,i}$ étoiles dont $f_{b,(i,j)}$ est le facteur de blend.

Dans la simulation nous avons fait en sorte que les paramètres soient choisis d'après les distributions théoriques du modèle de halo standard. Nous pouvons facilement évaluer l'efficacité globale de l'analyse pour une masse donnée :

$$\langle \epsilon \rangle \approx \frac{1}{N_{\text{sim}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{sim}}} \sum_{j=1}^{N_{*,i}} \epsilon_i(u_{0,i}, t_{0,i}, t_{E,i}, f_{b,(i,j)}) \quad (9.4)$$

avec pour la courbe de lumière i des données sur laquelle est simulé un effet de blending de paramètres $u_{0,i}, t_{0,i}, t_{E,i}$ et $f_{b,(i,j)}$:

$$\epsilon_i(u_{0,i}, t_{0,i}, t_{E,i}, f_{b,(i,j)}) = \begin{cases} 1 & \text{si effet détecté sur la courbe simulée } (i, j) \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

$\langle \epsilon \rangle$ est donc la probabilité moyenne globale de détecter un événement de microlentille sur une source du catalogue, si un déflecteur passe devant l'une des étoiles constituant cette source. Et alors notre taux de détection expérimentalement attendu s'écrit simplement

$$\Gamma_{\text{exp}} = \Gamma \times \langle \epsilon \rangle = K \int_0^1 dx \sqrt{x(1-x)} \rho(x) \iiint d\vec{v}_d v_{\perp}(x, \vec{v}_d) f(\vec{v}_d) \langle \epsilon \rangle \quad (9.5)$$

De plus, étant donné que t_0 est choisi uniformément dans un intervalle de longueur $T_{obs,i}$ potentiellement différent pour chaque courbe de lumière, pour obtenir le nombre attendu d'événements nous devons multiplier Γ_{exp} par un T_{obs} moyenné sur l'ensemble des événements simulés.

Ainsi le nombre d'événements attendus, pour un relevé comptant N_s sources et pour une masse de lentille unique M , est :

$$N_{\text{exp}} = N_s \times \Gamma \times \langle T_{obs} \rangle \times \langle \epsilon \rangle. \quad (9.6)$$

Cependant nous devons tenir compte d'autres facteurs qui réduisent ce nombre.

Les lentilles binaires Tout d'abord, si nous avons étudié l'effet de la présence de la parallaxe, nous n'avons pas quantifié les effets de lentille provoqués par des déflecteurs binaires. Aussi nous devons corriger notre efficacité puisque nous ignorons potentiellement une partie des événements. La collaboration MACHO a préféré ne pas calculer d'efficacité pour les événements exotiques, ce qui comprend les lentilles binaires. Les résultats de EROS2 tablent sur une fraction de binaires d'environ $\sim 10\%$ (TISSERAND et al., 2007), en se reposant sur la fraction de lentilles binaires vers le centre galactique observée par OGLE-II (UDALSKI et al., 2000), ce qui réduit d'autant leur efficacité. Cette observation est renouvelée dans l'itération plus récente OGLE-IV vers le centre galactique (MRÓZ et al., 2019) qui obtient $\sim 10\%$ d'événements exotiques (parallaxe forte et binaires) et la collaboration compte une fraction de 6% pour le nombre de binaires vers le centre galactique. 6% est aussi la valeur qui est utilisée par MOA-II dans SUMI et al., 2013. L'analyse des données d'OGLE-III vers le LMC (WYRZYKOWSKI et al., 2011) utilise aussi la fraction de 10% de TISSERAND et al., 2007 pour son estimation d'efficacité. Nous décidons nous aussi d'utiliser cette fraction de 10% afin d'être conservatifs dans l'estimation de notre efficacité.

Les doublons Une autre source de la réduction du nombre d'effets de microlentille attendu est la présence de doublons de nos données (voir 4.2.4). Le nombre de sources répertoriées dans le catalogue n'est en effet pas tout à fait celui qui est réellement observé. Nous négligeons les doublons dans EROS mais la fraction de doublons dans MACHO est de 12% ; nous avons en réalité dans l'ensemble des sources dans le catalogue 97.7% de sources uniques. Nous gardons la notation N_s pour le nombre de sources listées dans le catalogue mais nous devons donc y appliquer un facteur 0.977 pour avoir le nombre réel de sources. Par contre, le calcul de l'efficacité moyenne n'est pas affecté par ces doublons car les sources utilisées par la simulation sont tirées au hasard.

Les étoiles galactiques Si la majorité des étoiles observées par MACHO et EROS sont des étoiles situées dans le LMC, des étoiles de la Voie Lactée situées en avant-plan sont aussi présentes sur les champs observés. Les plus brillantes forcent d'ailleurs à masquer les zones les entourant à cause de leur trop grande luminosité. Par contre certaines étoiles plus faibles en magnitude absolue peuvent se retrouver dans la zone peuplée du diagramme magnitude-couleur et ne pas pouvoir être distinguées d'une étoile du LMC par leurs caractéristiques photométriques. Ces étoiles étant en grande majorité très proches (dans le disque), elles n'ont qu'une probabilité négligeable de subir un effet de microlentille. Il faut donc les décompter du catalogues de sources utiles.

Il est possible d'avoir une estimation de la densité angulaire d'étoiles galactiques à l'aide du catalogue *Gaia* dans une direction donnée. Nous définissons une calotte de 5° de rayon angulaire, centrée à 15° à l'Est galactique du centre du LMC. Nous sélectionnons dans le catalogue EDR3 de *Gaia* les étoiles situées dans cette surface, qui sont toutes censées être des étoiles galactiques car le champ est suffisamment loin du LMC. Étant donné que cette direction est à la même latitude galactique et dans une direction assez proche de celle dans laquelle se trouve le LMC, la densité moyenne d'étoiles galactiques doit être à peu près la même que vers le LMC. Si nous sélectionnons l'ensemble des étoiles détectées dans cette zone dans *Gaia*, nous obtenons une densité de 2.43 étoiles/arcmin², jusqu'à une magnitude limite proche de celle de EROS/MACHO. Si nous nous restreignons aux étoiles dont la parallaxe est mesurée $\varpi > 1.66\text{mas}$ (éloignées de moins de 600 pc), nous comptons 67919 étoiles. Cela représente une densité de 0.24 étoile/arcmin². Si ces densités sont négligeables dans le coeur du LMC, elles le sont moins dans les champs peu denses éloignés du centre. Sur la densité moyenne de l'ensemble des champs, EROS ou MACHO la proportion d'étoiles galactiques est d'après ces estimations comprise entre 5 et 0.5% des sources du catalogue combiné. Il faut noter que ce sont des approximations assez imprécises puisque *Gaia* n'est plus complet vers la magnitude 21 mais détecte des étoiles pouvant être angulairement très proches entre elles. Nous supposons donc que notre part de catalogue insensible aux effet de lentille est au maximum de 5%.

Conclusion Finalement, nous multiplions notre nombre d'événements attendus par un facteur $0.90 \times 0.95 \times 0.977 = 0.84$. Ce facteur prend en compte divers effets qui réduisent notre sensibilité ou le nombre de sources pouvant potentiellement subir un effet de microlentille. Ce facteur est volontairement conservatif et sous-estime vraisemblablement notre nombre réel d'événements attendus.

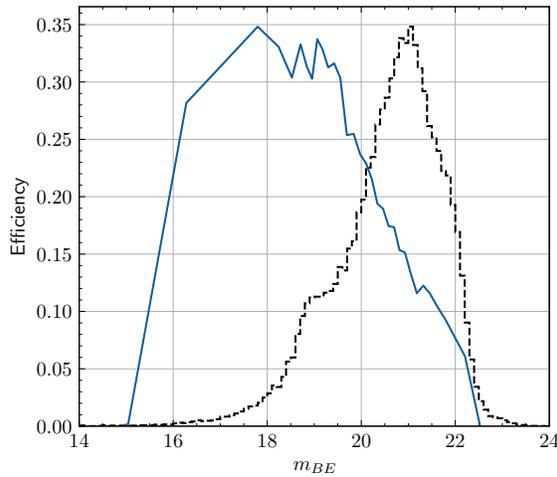


FIGURE 9.1 – Variation de l'efficacité moyenne de détection avec la magnitude de la source en bleu. L'histogramme en noir pointillé donne la distribution globale des magnitudes pour les courbes simulées.

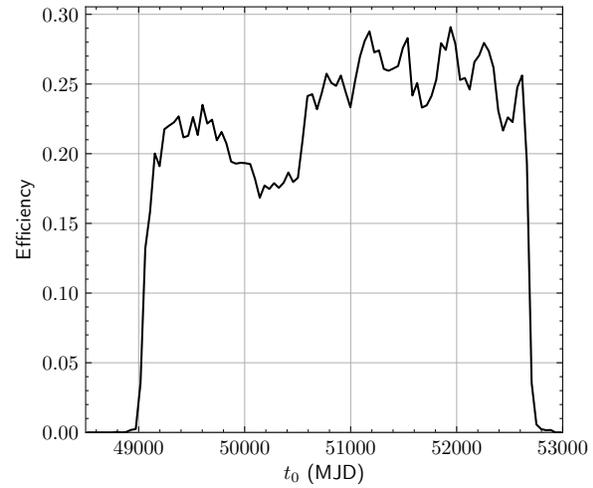


FIGURE 9.2 – Variation de l'efficacité moyenne de détection avec le paramètre t_0 simulé.

9.2 Efficacité de l'analyse

Nous pouvons étudier l'efficacité de notre analyse plus en détail. Dans les figures de cette section nous portons l'efficacité de l'analyse en fonction de certains paramètres. Nous calculons l'efficacité pour les événements par le rapport entre le nombre d'événements simulés passant les critères de sélection et le nombre total de courbes de lumière simulées dont le u_0 simulé est inférieur à 1 et dont le $t_0 \in [48824, 52700]$ ¹. Ce rapport donne l'efficacité pour une étoile mais pas pour une source dans le catalogue, à cause de l'effet de blinding. Pour pouvoir comparer nos distributions d'efficacité avec d'autres relevés², nous calculons l'efficacité pour une source (composée de plusieurs étoiles) du catalogue. Nous multiplions alors le rapport entre nombre d'événements par le rapport entre nombre d'étoiles et nombre de sources.

Par exemple dans la figure 9.1 qui donne l'évolution de l'efficacité avec la magnitude, l'efficacité par étoile a été multipliée par le rapport entre nombre d'étoiles et nombre de sources, à l'intérieur de chaque intervalle de magnitude pour tenir compte de l'effet de *blinding*. Cette correction par intervalle est nécessaire car il y a une corrélation entre les magnitudes des sources d'un champ et la quantité de *blend*. Nous constatons que notre efficacité est maximale pour les étoiles avec $m_{BE} < 20$ et que pour de plus grandes magnitudes l'efficacité diminue pour devenir nulle vers $m_{BE} \approx 22.5$.

Dans la figure 9.2 nous montrons la distribution des t_0 simulés des événements de la simulation qui satisfont les sélections. Nous constatons une efficacité globale plus élevée pour les t_0 situés dans la période d'observation de l'expérience EROS. Les pics et creux qui sont visibles sur cette période sont dus aux saisons d'observation ; ils ne sont pas présents sur la

1. Dans ce calcul d'efficacité, nous prenons bien en compte le fait que nous simulons nos événements entre t_{min} et t_{max} qui peuvent différer de ces valeurs en pondérant chaque détection par un facteur $(t_{max} - t_{min})/3876$.

2. Attention, la seule efficacité qui peut être comparée d'une expérience à l'autre est l'efficacité en fonction de t_E de la figure 9.6.

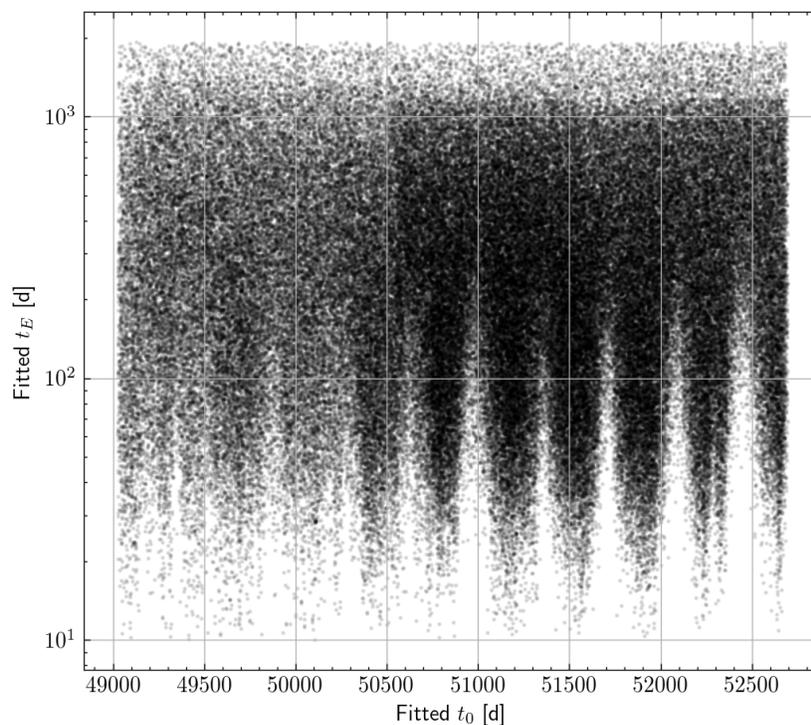


FIGURE 9.3 – Distribution des t_E et des t_0 ajustés des courbes de lumière simulées qui remplissent tous les critères de sélection, mais où le critère 4 est relâché : ici nous demandons $10 \text{ jours} < t_E < T_{obs}/2$

durée de MACHO car l’observatoire utilisé par MACHO était situé plus au Sud que celui de EROS ce qui permettait d’observer le LMC dans des conditions raisonnables toute l’année. La figure 9.3 donne la distribution des t_E en fonction des t_0 ajustés des événements passant toutes les sélections, mais où nous avons relâché la limite basse du critère 4, c’est-à-dire $t_E > 10$ jours plutôt que $t_E > 200$ jours (c’est pourquoi des événements très courts sont visibles). Nous voyons clairement dans cette figure l’effet des plus courtes saisons d’observation de EROS sur la détection des événements de courtes durées.

Il est un peu plus difficile d’étudier l’évolution de l’efficacité avec u_0 et t_E ajustés puisque en cas de *blending*, leur valeurs reconstruites peuvent être significativement différentes de leur valeurs simulées. Nous traçons l’efficacité en fonction du paramètre u_0 simulé dans la figure 9.4 et les distributions des paramètres simulés et retrouvés par l’algorithme dans la figure 9.5 pour les courbes de lumière remplissant les critères de sélection. Nous constatons sur cette dernière que les paramètres d’impact retrouvés sont en moyenne plus grands que ceux simulés, comme attendu. Nous voyons aussi sur la figure 9.4 que notre efficacité diminue quand le paramètre d’impact augmente. Elle est faible en $u_0 = 1$ mais pas nulle, c’est pourquoi nous avons choisi de simuler des événements jusqu’à $u_0 = 1.5$ au-delà duquel l’efficacité de détection est nulle. De plus la forme de la courbe d’efficacité suit la distribution de u_0 simulé de la figure 9.5 car la distribution injectée dans la simulation est uniforme.

Nous pouvons faire la même chose avec t_E dans les figures 9.6 et 9.7. Dans ce cas là nous constatons aussi le décalage en t_E qu’induit l’effet de *blending* dans la figure 9.7. La brusque

perte en efficacité pour les $t_E \lesssim 200$ jours est visible sur les deux figures. À noter qu'ici aussi la forme de la courbe d'efficacité ressemble à la courbe du nombre de courbes de lumière simulées passant la sélection, car nous utilisons les courbes simulées avec toutes les masses, ce qui fait que la distribution globale des t_E est à peu près uniforme en échelle logarithmique sur l'intervalle $t_E \in [100, 1000]$ j. De plus nous voyons que l'effet de *blending* nous rend plus sensible à des événements dont le t_E réel est très grand, $t_E > 2000$ j.

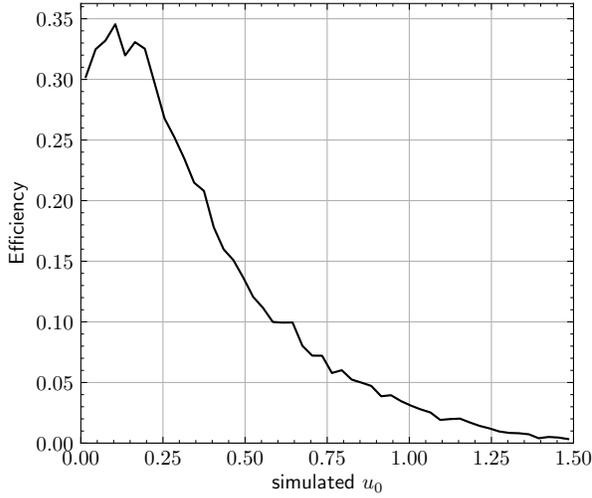


FIGURE 9.4 – Variation de l'efficacité de détection avec le u_0 simulé.

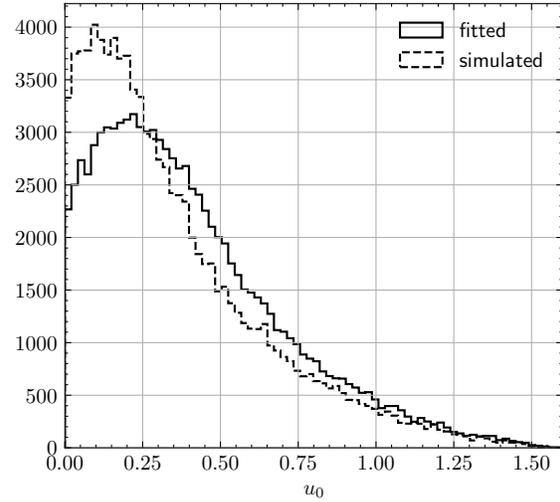


FIGURE 9.5 – Distributions des u_0 simulés et ajustés des courbes de lumière satisfaisant aux critères de sélection.

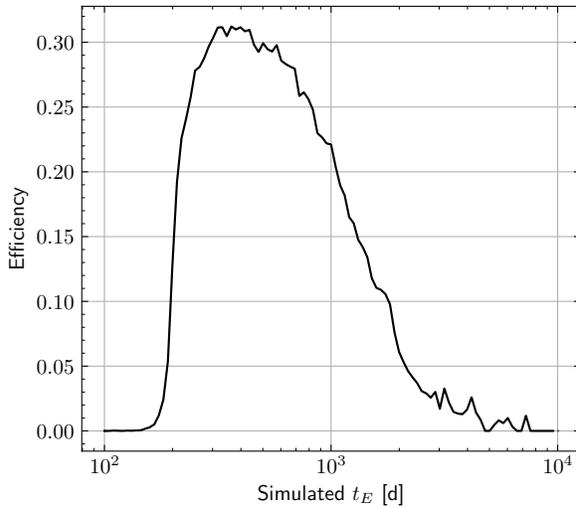


FIGURE 9.6 – Variation de l'efficacité de détection avec le t_E simulé.

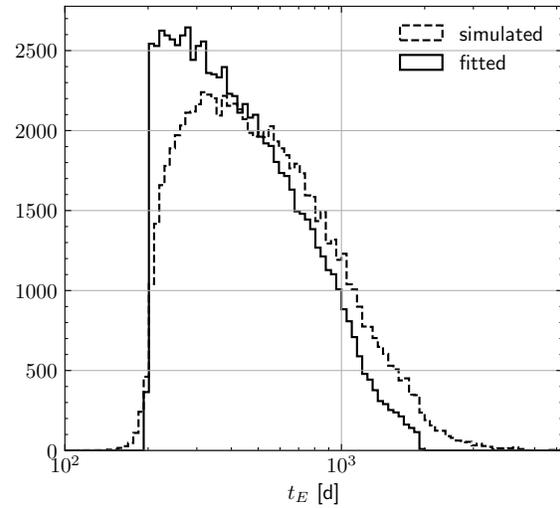


FIGURE 9.7 – Distributions des t_E simulés et ajustés des courbes de lumière satisfaisant aux critères de sélection.

9.3 Contraintes pour les lentilles de grande masse

Puisque nous ne détectons aucun événement (vérifiant entre autre $t_E > 200$ jours), nous pouvons désormais déduire des contraintes sur la population d’objets compacts dans le halo à partir du nombre d’événements attendus en utilisant les formules de la section 9.1. Nous corrigeons ce nombre d’événements attendus fourni par la simulation par un facteur 0.84. Ainsi nous obtenons le nombre d’événements attendus N_{exp} donné sur le graphe du haut de la figure 9.8 en fonction de la masse des défecteurs (ce nombre correspond à un halo entièrement composé d’objets compacts). Ce nombre est maximal autour de $30 M_\odot$ et c’est sur les objets de cette masse que nous pourrions mettre la limite la plus contraignante.

9.3.1 Effet du *self-lensing* et des défecteurs du disque galactique

Nous désignons par *self-lensing* des effets de lentille sur une étoile du LMC par un défecteur faisant lui-même partie du LMC. Par ailleurs nous pouvons aussi nous attendre à des effets de lentille provoqués par des défecteurs du disque galactique. De tels effets de microlentille ne peuvent être distingués d’effets provoqués par des lentilles dans le halo, dans le cas PSPL, parce que l’information du seul t_E n’est pas suffisante pour fixer à la fois la masse, la distance et la vitesse du défecteur. La détection d’effets plus complexes comme la parallaxe peut lever en partie cette dégénérescence (l’absence de parallaxe permet aussi de contraindre faiblement les paramètres de configuration de la lentille). Ces objets provoquent donc un bruit de fond en plus du signal hypothétique dû au lentilles du halo. Pour comparer notre simulation avec les observations, nous devons tenir compte statistiquement de ce fond.

Cependant, comme la probabilité que ces événements dépassent $t_E = 200$ jours est négligeable (MANCINI et al., 2004), nous faisons l’hypothèse d’une analyse à 0 événement sans bruit de fond. En négligeant ce bruit de fond, nous obtenons des limites conservatives. En revanche, si nous relâchons le critère à $t_E > 100$ jours, deux courbes de lumière sont sélectionnées mais le fond n’est plus complètement négligeable. Nous discutons plus en détail ce cas dans la section 9.4.

9.3.2 Limites sur la proportion d’objets compacts dans le halo.

Nous déduisons du nombre d’événements attendus les limites hautes induites sur la fraction f d’objets compacts dans le halo en négligeant le bruit de fond qui pourrait être dû au *self-lensing* du LMC et aux objets du disque galactique. Pour chaque masse nous calculons la plus grande fraction du halo sous forme d’objets compacts qui soit compatible à 95% avec la détection de zéro événement.

En supposant que le nombre d’événements détectés suit une distribution de Poisson et que le nombre d’événement attendu est $N_{exp}(f) = f N_{exp}^{halo}$ (où N_{exp}^{halo} est le nombre d’événement attendu pour un halo entièrement composé d’objets compacts), la probabilité qu’aucun événement ne soit détecté est simplement :

$$P(0|N_{exp}(f)) = e^{-f N_{exp}^{halo}}. \quad (9.7)$$

. La valeur $f_{0.95}$ telle que si $f > f_{0.95}$ alors $P(0|N_{exp}(f)) < 0.95$ est

$$f_{0.95} = \frac{-\ln 0.05}{N_{exp}^{halo}} \approx \frac{3.00}{N_{exp}^{halo}}. \quad (9.8)$$

Nous obtenons alors le graphe du bas de la figure 9.1 : toute fraction f du halo composée d'objets compacts, d'une masse donnée, supérieure à la courbe est rejetée à un degré de confiance de 95% par notre analyse.

La sélection des seules courbes de lumière avec $t_E > 200$ jours se fait beaucoup ressentir sur les contraintes sur les objets de masse $< 10 M_\odot$, pour lesquels nous perdons vite de la puissance statistique par rapport aux analyses individuelles publiées qui étaient plus focalisées sur des durées d'événements plus courtes, provoqués par des objets de masse $< 10 M_\odot$. Par contre le gain en sensibilité est bon au-delà de $10 M_\odot$. Pour ces masses nous devenons sensibles à des objets invisibles aux analyses publiées de EROS et MACHO.

9.4 Limites pour $t_E > 100$ jours et fond attendu

Si nous décidons de relâcher le critère 4 sur le temps d'Einstein minimal des candidats, nous gagnons en efficacité pour les masses $M \lesssim 10 M_\odot$ mais alors deux candidats passent la sélection (les candidats **lm0690k17399** et **lm0073m17729**). De plus, il faut désormais prendre en compte le fond de microlentilles qui n'est alors plus complètement négligeable. Pour estimer le nombre d'événements dus au objets du disque et du LMC, nous utilisons les travaux de CALCHI NOVATI et MANCINI, 2011 qui ont calculé ce nombre en fonction de t_E pour OGLE. Nous notons $\bar{\epsilon}_{OGLE}(t_E)$ (resp. $\bar{\epsilon}_{E+M}(t_E)$) l'efficacité moyenne de détection de OGLE-III (resp. de EROS+MACHO) pour un t_E donné. L'article donne la distribution du taux de détection corrigé par l'efficacité

$$\frac{d\Gamma_{bg,\epsilon}}{dt_E} = \frac{d\Gamma_{bg}}{dt_E} \bar{\epsilon}_{OGLE}(t_E) \quad (9.9)$$

normalisée à $N_{exp,bg}^{OGLE}$, le nombre d'événements de fond attendu pour OGLE-III. Nous avons extrapolé le signal attendu dans EROS+MACHO de la façon suivante :

- La distribution *a priori* (c'est-à-dire avant détection) des événements de fond $\frac{d\Gamma_{bg}}{dt_E}$ est tout d'abord restituée à partir de la courbe d'efficacité de OGLE, pour l'échantillon des sources brillantes³ :

$$\frac{d\Gamma_{bg}}{dt_E} = \frac{d\Gamma_{bg,\epsilon}}{dt_E} \frac{1}{\bar{\epsilon}_{OGLE}(t_E)} \quad (9.10)$$

- La distribution du nombre d'événements de fond dans EROS+MACHO $\frac{dN_{exp,bg}^{E+M}}{dt_E}$ est obtenue en multipliant la distribution précédente par notre efficacité en fonction de t_E , puis en la normalisant de façon à tenir compte des différences de durée et de taille des catalogues des deux surveys :

$$\frac{dN_{exp,bg}^{E+M}}{dt_E} \approx \frac{d\Gamma_{bg,\epsilon}}{dt_E} \frac{\bar{\epsilon}_{E+M}(t_E)}{\bar{\epsilon}_{OGLE}(t_E)} \frac{N_{s,E+M} T_{obs,E+M}}{N_{s,OGLE} T_{obs,OGLE}}. \quad (9.11)$$

$N_{s,OGLE}$, $N_{s,E+M}$, $T_{obs,OGLE}$ et $T_{obs,E+M}$ sont les nombres de sources observées et les durées moyennes d'observation des relevés respectifs.

3. La collaboration OGLE a calculé une efficacité pour deux échantillons de leurs sources : les sources brillantes et l'ensemble des sources. Mais le résultat est à peu près le même quel que soit l'échantillon utilisé, comme attendu.

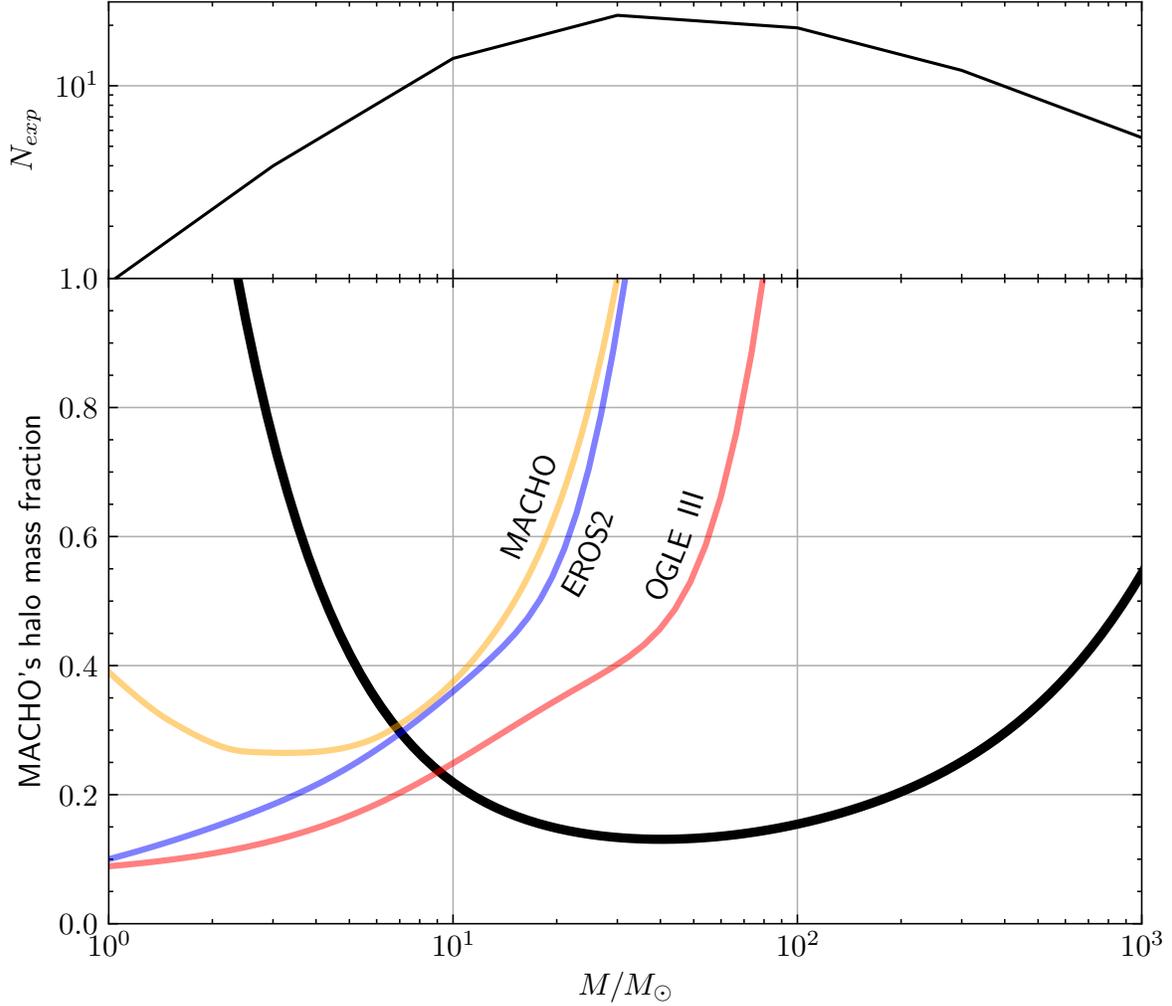


FIGURE 9.8 – Nombre attendu d'événements et contraintes sur la fraction maximale du halo composée d'objets compacts en fonction de la masse des défecteurs. La courbe en noir est la limite posée par la présente thèse. Les courbes en couleur correspondent aux différentes limites publiées des différents relevés (ALCOCK et al., 2000, TISSERAND et al., 2007, WYRZYKOWSKI et al., 2011).

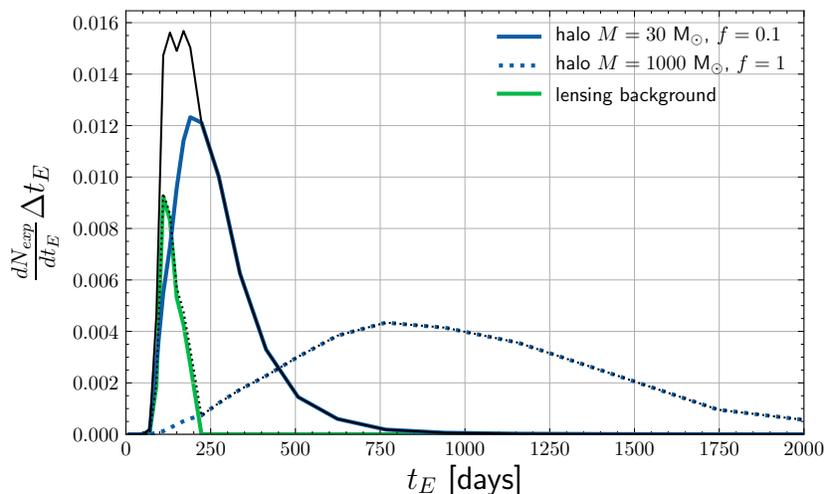


FIGURE 9.9 – Distribution du nombre d'événements en fonction de t_E , par intervalle $\Delta t_E = 1$ j. La ligne verte correspond uniquement aux événements dus aux objets du LMC et du disque. La ligne bleue continue (resp. en pointillés) correspond aux événements du halo, pour une masse de déflecteur $M = 30 M_\odot$ et $f = 0.1$ (resp. pour $M = 1000 M_\odot$ et $f = 1$ soit un halo entièrement formé d'objets compacts). Les lignes noires sont les distribution totales (lentilles du disque, du LMC et du halo).

À propos de cette normalisation, pour être conservatifs nous distinguons deux cas : les lentilles issues du LMC et les lentilles du disque galactique. Pour les lentilles du LMC, nous ne considérons que les sources de notre catalogue qui sont dans la zone couverte par OGLE-III (environ 22.6×10^6 sources) pour se rapprocher au plus près de la publication. Nous négligeons ainsi le petit supplément d'événements attendus dans les régions périphériques où la profondeur optique s'effondre (MANCINI et al., 2004). De cette façon, nous obtenons une estimation minimisée, plutôt conservative pour la fin de notre analyse. En revanche, en ce qui concerne les événements dus aux lentilles du disque nous prenons en compte notre catalogue entier car la profondeur optique est à peu près constante quel que soit le champ pour ces déflecteurs. Dans les deux cas nous utilisons $N_{s,OGLE} = 6.3 \times 10^6$ sources (pour l'échantillon brillant) et $T_{obs,OGLE} = 2850$ jours.

La distribution du nombre d'événements attendus de microlentille par intervalle de t_E de 1 jour est donnée sur la figure 9.9, pour deux fractions de halo sous forme de MACHO et deux masses de MACHO.

9.4.1 Estimation des contraintes avec signal de fond

Le nombre total d'effets de lentille dus aux déflecteurs du disque et du LMC est de ≈ 0.64 pour cette analyse avec $t_E > 100$ jours. Pour estimer des contraintes nous devons donc comparer notre signal de deux événements avec ce bruit de fond physique connu. Dans la suite nous appelons "analyse A" l'analyse à 0 événement et 0 bruit de fond attendu avec $t_E > 200$ jours, et "analyse B" celle avec deux événements et avec fond, pour $t_E > 100$ jours.

Feldman-Cousins La façon la plus simple de prendre en compte le fond serait de directement comparer le nombre total d'événements observés $N_{obs} = 2$ avec un nombre d'événements

du halo attendu fN_{exp}^{halo} et un bruit de fond $N_{exp}^{bg} = 0.64$. Il n'est pas possible d'appliquer le même raisonnement que pour l'analyse A (dans la section 9.3.2) à cause de la présence d'un bruit de fond. Il est facile de s'en convaincre en comparant la situation d'un signal de 3 observations sans bruit de fond, et en imaginant par exemple un signal de 103 observations mais avec un bruit de fond attendu de 100 ; dans ce cas nous ne pourrions pas rejeter l'hypothèse que ce signal ne soit dû qu'au bruit. Ainsi, nous devons utiliser les valeurs dérivées par FELDMAN et COUSINS, 1998 ; dans notre cas nous rejetons $fN_{exp}^{halo} \gtrsim 6.2$ avec un degré de confiance de 95 %. La courbe d'exclusion résultante est donnée par la courbe en tirets noirs de la figure 9.10. Si nous gagnons en puissance statistique sur les masses faibles grâce à l'amélioration de l'efficacité de l'expérience, nous perdons un facteur 2 sur le nombre maximal d'événements exclu pour les déflecteurs de masse $M > 100 M_\odot$.

Ce résultat n'est pas très satisfaisant, mais c'est parce que cette façon de faire ignore les informations que nous possédons sur la distribution de t_E des événements observés et attendus. En effet, comme cela peut-être constaté dans la figure 9.9, les distributions en t_E des événements de microlentilles d'objets du halo et ceux du fond attendu sont d'autant plus décorréllées que les masses des déflecteurs du halo sont grandes. Ainsi la probabilité que les deux événements de $100 < t_E < 200$ jours soient provoqués par des lentilles qui appartiendraient à un halo composé d'objets de $1000 M_\odot$ est très faible ; correctement prendre en compte le fond de microlentilles ne devrait alors affecter que faiblement les limites sur les déflecteurs de grande masse.

Analyse de vraisemblance Nous pouvons prendre en compte ces informations sur la durée des événements par une analyse de la *likelihood* (ou fonction de vraisemblance). De la même façon que CALCHI NOVATI et MANCINI, 2011 nous effectuons une inférence bayésienne, en supposant un prior uniforme pour f entre 0 et 1. La fonction de vraisemblance est obtenue en multipliant la probabilité de Poisson d'avoir 2 observations avec un signal attendu de $N_{exp} = N_{exp}^{bg} + fN_{exp}^{halo}$ par chacune des probabilités de détecter les deux événements dans la distribution donnée par la simulation $p_i = \frac{1}{N_{exp}(f)} \frac{d\Gamma_i}{dt_E} \bar{\epsilon}(t_{E,i})$:

$$\mathcal{L}(f) = \frac{e^{-N_{exp}(f)}}{N_{obs}!} \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{d\Gamma(t_{E,i}, f)}{dt_E} \bar{\epsilon}(t_{E,i}). \quad (9.12)$$

Le taux d'événement attendu Γ dépend en effet de f : $\Gamma = \Gamma_{bg} + f\Gamma_{halo}$. Nous obtenons alors la probabilité d'observer ces deux événements en fonction de la fraction de halo sous forme de déflecteurs de masse M :

$$p(N_{obs}|f) = \frac{\mathcal{L}(f)}{\int_0^1 \mathcal{L}(f) df}. \quad (9.13)$$

La fraction $f_{0.95}$ telle que $f < f_{0.95}$ avec un niveau de confiance de 95 % est donc

$$0.95 = \int_0^{f_{0.95}} p(N_{obs}|f) df \quad (9.14)$$

La courbe d'exclusion résultante est la courbe noire continue de la figure 9.10. Cette fois-ci la valeur à partir de laquelle f est rejetée à un degré de confiance de 95% est bien plus proche des limites de l'analyse A (courbe rouge) pour des masses de déflecteurs supérieures à $30 M_\odot$,

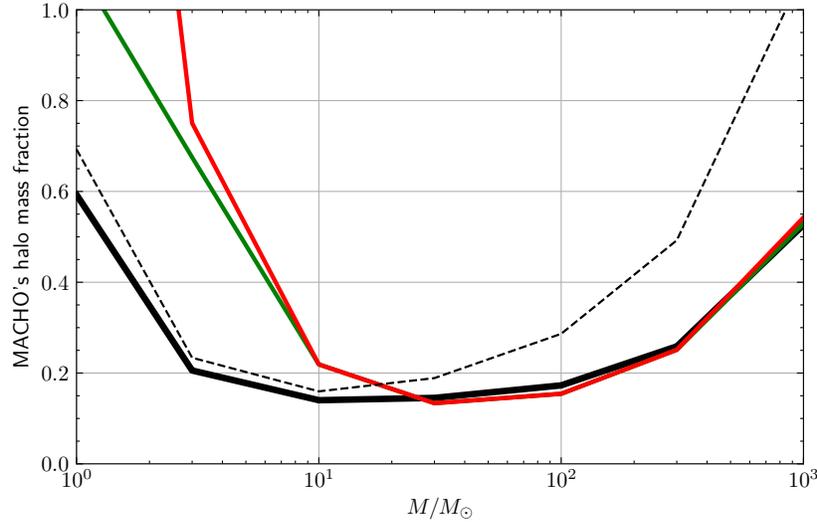


FIGURE 9.10 – Proportion maximale du halo sous forme d’objets compacts. Les lignes noires sont calculées avec la sélection de l’analyse B et tenant compte du fond de microlentilles. La ligne noire continue est calculée en utilisant le *likelihood*. La ligne noire en tirets est calculée en utilisant Feldman-Cousins avec 2 événements et un bruit de fond de 0.64. Les lignes rouge et verte correspondent aux limites calculées avec la sélection de l’analyse A, sans signal détecté et sans bruit de fond attendu. La ligne rouge est identique à celle de la figure 9.8, tandis que la ligne verte correspond à la même limite mais estimée avec une approche bayésienne.

alors qu’elle se rapproche de celles données par Feldman-Cousins (courbe noire en tirets) pour les plus petites masses.

À noter que nous avons utilisé deux approches différentes pour estimer les intervalles de confiance. Dans le cas de l’analyse A nous avons adopté une perspective fréquentiste pour fixer la fraction maximale de halo $f_{0.95}$, alors que dans le cas de l’analyse B nous avons adopté une perspective bayésienne. Nous avons reporté dans la figure 9.10 les limites que nous obtenons en adoptant un point de vue bayésien sur l’analyse A (courbe verte). Dans tous les cas, cette différence d’approche des intervalles exclus n’affecte pas en profondeur les conclusions que nous pouvons en tirer.

9.5 Conclusion

À partir de la combinaison des catalogues EROS2 et MACHO vers le LMC, nous avons effectué une recherche systématique d’effets de microlentille, focalisée sur les longues durées ($t_E \gtrsim 100$ jours). Finalement, nous avons analysé nos données de deux façons très proches, la différence se jouant sur la durée d’Einstein minimale requise pour nos événements.

- De l’analyse A, où nous requérons $t_E > 200$ jours, ne ressort aucun événement de microlentille. Nous utilisons aussi le fait que nous n’attendons pas d’autre signal que celui dû aux lentilles du halo.
- Dans l’analyse B nous requérons seulement que $t_E > 100$ jours, alors deux candidats passent toute les sélections. Dans ce cas nous devons cependant prendre en compte la présence d’un signal supplémentaire dû aux lentilles appartenant au LMC ou au disque

de la Voie Lactée.

Les analyses A et B sont compatibles et donnent le même résultat pour $M > 30 M_{\odot}$. L'analyse B permet d'avoir un gain de sensibilité pour des déflecteurs plus légers. Ces limites sont résumées sur la figure 9.11.

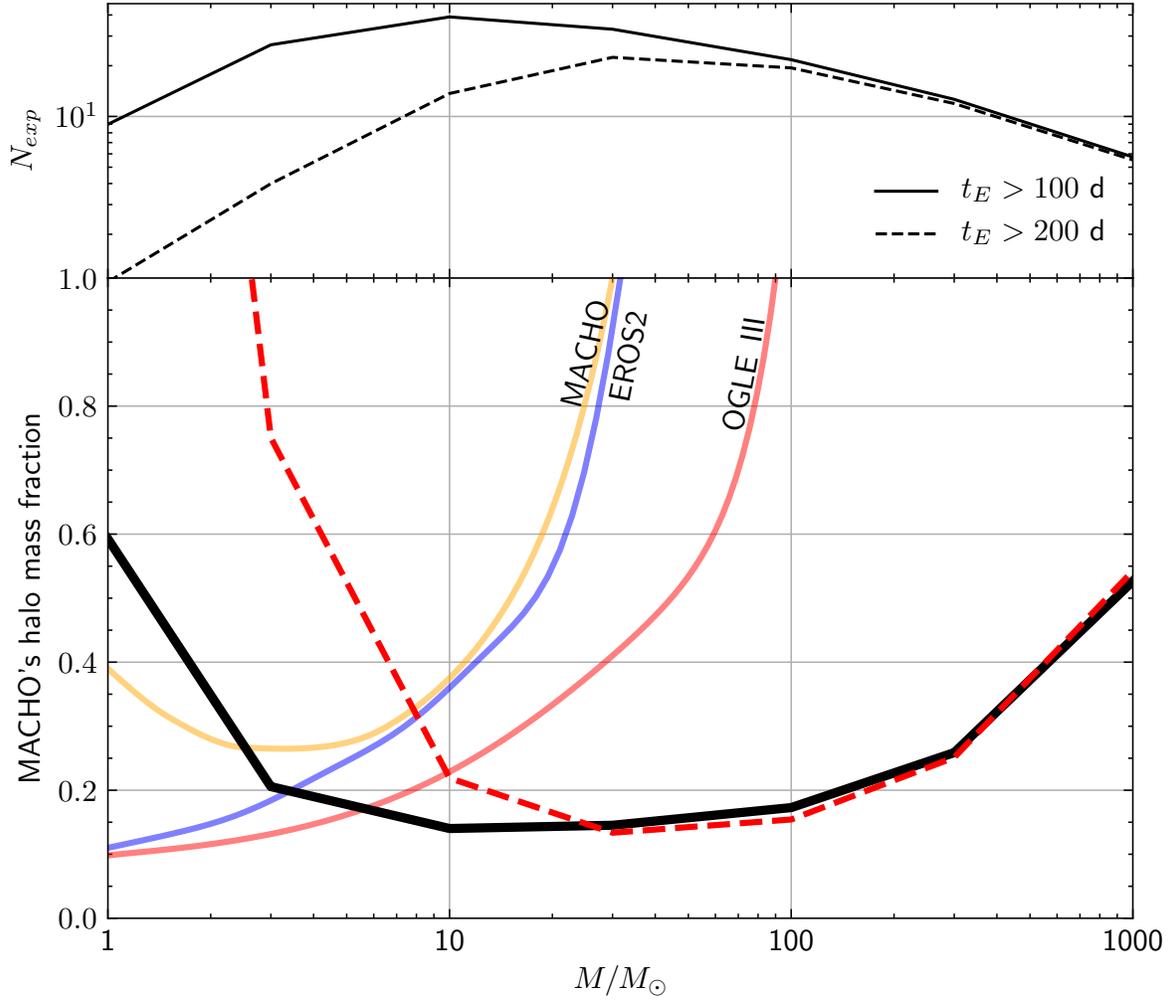


FIGURE 9.11 – *Figure du haut : Nombre d'événements attendus, pour l'analyse A en pointillé, pour l'analyse B en continu.*

Figure du bas : Fraction maximale du halo sous forme d'objets compacts estimée par les trois expériences historiques MACHO (jaune) EROS (bleu) et OGLE (rouge). Les limites issues de l'analyse A sont représentées par les pointillés rouges, celles de l'analyse B par la ligne continue noire.

Chapitre 10

Discussion - Conclusions

Robustesse du résultat Nous avons cherché à ne pas surestimer la sensibilité de notre analyse (dans l'évaluation du *blending*, dans le calcul de l'efficacité, dans le nombre de sources utiles, ...). Ainsi les limites posées par l'analyse A sont globalement conservatives en ne supprimant aucun bruit de fond. Nous avons cherché à étendre nos limites aux déflecteurs plus légers avec l'analyse B. Nous avons aussi dans ce cas été conservatifs en sous-estimant probablement un peu le signal de fond attendu. De plus nous avons utilisé les deux événements qui restaient après notre sélection alors qu'il y a peu de chance que **lm0690k17399** soit réellement un effet de lentille (il semble plutôt être une supernova, cf section 8.4.1.1) et que **lm0073m17729** n'est pas indiscutablement un événement de microlentille (il n'a par exemple pas été relevé dans les précédentes analyses EROS). Mais nous avons utilisé ces critères de sélection pour calculer notre efficacité, nous devons donc les inclure dans notre analyse B. Ainsi nous rejetons avec moins de force la présence d'objets compacts dans le halo puisque deux observations pour un bruit de fond de 0.64 sont plus compatibles avec cette hypothèse qu'avec une observation pour un bruit de fond de 1 par exemple.

À l'inverse nous avons aussi visuellement inspecté des milliers de courbes de lumière qui remplissaient des critères de sélection relaxés afin de vérifier qu'aucune courbe de lumière présentant des variations compatibles avec un effet de microlentille n'a été ignorée. Nous n'avons donc *a priori* pas non plus fait d'excès de zèle en sous-estimant la présence d'un éventuel signal positif.

Comparaison avec les relevés précédents Si nous comparons les résultats que nous obtenons avec les limites publiées par les relevés individuels, nous observons que nous avons une bonne amélioration de la sensibilité pour des masses plus grandes que quelques masses solaires. Cette amélioration a pour origine plusieurs facteurs.

Le plus évident est le fait d'avoir un sous-ensemble de $\sim 12 \times 10^6$ courbes de lumière avec une durée d'observation de 10.6 ans. Ces longues courbes de lumière, en général très bien échantillonnées car situées dans le centre du LMC, permettent d'être sensible à des événements que les relevés individuels ne pouvaient pas raisonnablement détecter.

Un autre facteur est l'exposition globale de la combinaison des relevés, c'est-à-dire le temps total passé à observer chaque source. La fréquence d'échantillonnage n'est pas importante pour la recherche de lentille de longue durée mais avoir une plus grande exposition permet de détecter les variations de luminosité avec plus de certitude. Évidemment nous gagnons par rapport à

EROS ou MACHO seuls. En ce qui concerne OGLE-III, le nombre d'observations par champs était entre environ 400 et 750 mesures tandis que pour EROS+MACHO il est entre environ 500 et 4500 mesures pour les champs les plus denses (cf figure 8.3). Le nombre total de sources dans OGLE-III était de $\sim 22.5 \times 10^6$ contre $\sim 30 \times 10^6$ pour la combinaison EROS+MACHO. Ainsi notre efficacité doit être globalement meilleure et le nombre d'événements attendus à t_E égal plus grand.

Enfin ce travail de thèse se focalise sur des événements de longue durée, notamment $t_E > 200$ jours et plutôt dans l'optique de détecter des événements de $t_E \sim 1000$ jours, tandis que les relevés historiques cherchaient principalement à détecter des déflecteur de masse $\sim 1 M_\odot$ ou moins. Ainsi certains critères de sélection spécifiques à des événements entièrement contenus dans les courbes de lumière peuvent faire diminuer l'efficacité pour la détection d'objets lourds. Une partie du gain de sensibilité résulte donc certainement du fait que les relevés n'aient pas été exploités au maximum pour les grandes masses de déflecteur. Par exemple, nous pouvons citer la recherche de microlentilles de longue durée présentée dans la thèse de Patrick Tisserand (TISSERAND, 2004), qui a exclu des événements de plus longue durée que dans les articles publiés par la collaboration EROS. Cette analyse excluait jusqu'à 50% du halo sous forme d'objets de $100 M_\odot$, cependant les 10 candidats qui satisfaisaient la sélection ont été écartés sur des critères dont l'impact sur l'efficacité de détection n'a pas été complètement évalué. Il est donc possible d'être sensible à des masses relativement élevées de déflecteurs avec les analyses individuelles, mais l'augmentation de la durée des courbes de lumière nous a permis d'employer des critères contrôlables.

Interprétation Notre analyse permet d'exclure avec un niveau de confiance de 95 % l'hypothèse que le halo de matière noire soit composé en majorité de déflecteurs de masse comprise entre environ 1 et $1000 M_\odot$, en supposant que la distribution d'objets compacts suive la distribution que nous avons utilisée pour notre simulation. Pour rappel il s'agit d'un modèle sphérique pseudo-isotherme, utilisé par toutes les analyses de microlentille pour fixer leurs courbes d'exclusion.

Ces limites sont en accord avec les limites sur l'abondance de PBH tirées d'autres types d'observations (cf section 1.3.2). Il semble donc désormais difficile de croire que la matière noire galactique soit formée de trous noirs primordiaux dont la masse est comprise entre ~ 1 et $10^3 M_\odot$, ce qui était encore envisageable en 2016.

Il faut noter que la recherche d'effet de microlentille (et les recherches qui se basent sur l'effet de lentille gravitationnelle en général) permet d'exclure la contribution au halo de matière noire de n'importe quel objet compact massif, peu importe son origine ou sa nature exacte. Des objets compacts plus exotiques encore comme des objets composés de matière non baryonique sont donc aussi écartés.

Perspectives Il serait possible d'améliorer encore la sensibilité aux plus grandes masses en combinant les autres relevés de microlentille : MOA, OGLE-III et OGLE-IV, superMACHO. Nous ajustons en effet pour l'ensemble des filtres de couleur un effet de lentille commun avec des paramètres de flux individuels et il serait facile d'appliquer cette méthode pour 2, 4 ou 6 filtres supplémentaires. Les principales difficultés viendraient certainement, comme c'est le cas pour cette thèse, de la compréhension individuelle des relevés, de l'association des sources entre elles et de la prise en compte correcte du *blend*.

À noter qu'OGLE-IV seul couvre désormais une durée d'observation supérieure à celle de EROS+MACHO ; l'analyse de ce relevé serait donc sensible au même intervalle de masse (mais certainement avec un plus grand nombre de sources). Elle permettrait de vérifier les résultats de cette thèse et éventuellement les renforcer.

Dans le futur, le démarrage des observations du LSST est désormais planifié pour 2024. LSST observera pendant une durée de 10 ans au moins l'ensemble du ciel austral, dont le LMC avec une cadence probablement réduite par rapport aux zones du ciel moins denses en étoiles. La précision photométrique de LSST sera bien meilleure que celle des relevés précédents (~ 5 mmag). La recherche d'effets de microlentille vers le LMC en utilisant LSST serait certainement d'une grande efficacité grâce à ce gain en précision et permettrait d'établir des contraintes plus fortes. Dans l'éventualité où un événement serait détecté, cette précision photométrique permettrait aussi d'être sensible à l'effet de parallaxe comme nous l'avons vu dans le chapitre 3. Joindre les données de LSST aux autres relevés de microlentille permettrait pour certaines sources d'obtenir des durées d'observation de ~ 40 ans. L'intérêt de joindre les courbes de lumière ici serait principalement de s'assurer de la stabilité de la source sur plusieurs dizaines d'années afin d'éviter une contamination par des variables de longue durée, plutôt que de tenter de détecter des événements de lentille de plusieurs dizaines d'années.

Annexes

1 Article publié sur l'effet de parallaxe

A&A 636, L9 (2020)
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038005>
 © T. Blaineau and M. Moniez 2020

**Astronomy
&
Astrophysics**

LETTER TO THE EDITOR

Parallax in microlensing toward the Magellanic Clouds: Effect on detection efficiency and detectability

T. Blaineau and M. Moniez

Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène Joliot-Curie, CNRS Université Paris-Saclay, Bât. 100, Faculté des Sciences,
 91405 Orsay Cedex, France
 e-mail: moniez@1a1.in2p3.fr

Received 23 March 2020 / Accepted 10 April 2020

ABSTRACT

Aims. We study the effect of the parallax on the search for microlensing events on very long timescales towards the Magellanic Clouds caused by dark massive compact objects within the past MACHO and EROS, the on-going MOA and OGLE, and the future LSST surveys. We quantify what neglecting this effect means in the classical event selection process and also quantify the parallax detectability without the help of follow-up observations.

Methods. We defined the distance between true events affected by parallax and the closest events without parallax. This distance was used to estimate the probability of missing the preselection of events because of parallax for any survey characterised by its time sampling and photometric performance. We also defined another distance to quantify the detectability of the parallax effect in order to trigger complementary observations.

Results. We find that the preselection of year-long timescale events is marginally affected by parallax for all surveys if the criteria are reasonably tight. We also show that the parallax should be detectable in most of the events found by the LSST survey without follow-up observations.

Key words. gravitational lensing: micro – Galaxy: halo – Galaxy: kinematics and dynamics – surveys – stars: black holes – dark matter

1. Introduction

The recently observed gravitational waves (Abbott et al. 2016a,b) might be emitted by possible candidates for the Galactic halo dark matter (Bird et al. 2016). The quest for direct evidence of intermediate-mass black holes has resulted in a revival of the long-timescale microlensing searches (more than a few years).

Several teams have operated systematic microlensing survey programs to search for hidden massive compact objects after the publication of Paczyński (Paczynski 1986): the Expérience de Recherche d'Objets Sombres (EROS) by Aubourg et al. (1993), the survey MAssive Compact Halo Objects (MACHO) by Alcock et al. (1993), the Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE) by Udalski et al. (1993), and the survey called Microlensing Observations in Astrophysics (MOA) by Sako et al. (2007). The global result is that objects lighter than $10 M_{\odot}$ contribute for a negligible fraction of the Galactic spherical halo mass (Tisserand et al. 2007; Wyrzykowski et al. 2011). Searches are now ongoing to explore the halo beyond this limit by searching for events with longer timescales either by combining the databases (the Moa-Eros-Macho-Ogle (MEMO) project, Mirhosseini & Moniez 2018), by extending the surveys (OGLE), or by optimising the strategy of the future survey with the Large Synoptic Survey Telescope (LSST; LSST Collaboration 2009).

In this Letter, we examine one specificity of the long-timescale events, which is the distortions expected from the orbital motion of Earth around the Sun (so-called parallax effect

in this Letter), which can become significant for events longer than a few months. In Sect. 2 we compare a microlensing event as seen from the Sun and from Earth. In Sect. 3 we describe a procedure for simulating a representative sample of microlensing events that take parallax into account as expected from the distributions of Galactic hidden massive compact objects. In Sect. 4 we propose a quantitative characterisation of the distortion induced by the parallax with respect to the simple rectilinear motion events. We deduce the maximum effect on the microlensing first-level filtering, tuned by considering only non-parallax events. In Sect. 5 we define a proxy of the significance of parallax that can be used for any microlensing survey. We evaluate the parallax detectability from simple representations of surveys based on the time sampling and the photometric resolution in two realistic cases: the MEMO and the LSST projects (Sect. 6).

In this Letter, we focus on the microlensing detection towards the Large Magellanic Cloud (LMC), and the Small Magellanic Cloud (SMC), where the dark matter signal from compact objects is expected mainly from a distribution model between a spherical halo and a thick disc.

2. Microlensing effect and the parallax

Microlensing occurs when a massive compact object passes close enough to the line of sight of a background source and temporarily magnifies its brightness. A review of the microlensing formalism can be found in Schneider et al. (2006) and Rahvar (2015). When a single point-like lens of mass M located at

L9, page 1 of 5

distance D_L deflects the light from a point source located at distance D_S , the magnification $A(t)$ of the source luminosity is given by Paczynski (1986)

$$A(t) = \frac{u(t)^2 + 2}{u(t) \sqrt{u(t)^2 + 4}}, \quad (1)$$

where $u(t)$ is the distance of the lensing object to the undeflected line of sight, divided by the Einstein radius r_E ,

$$r_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} D_S x (1-x)} \approx 4.5 \text{ AU} \left[\frac{M}{M_\odot} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{D_S}{10 \text{ kpc}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{[x(1-x)]^{\frac{1}{2}}}{0.5}. \quad (2)$$

Here G is the Newtonian gravitational constant, and $x = D_L/D_S$. If the lens moves at a constant relative transverse velocity v_T and $u(t)$ reaches its minimum value u_0 (impact parameter) to the undeflected line of sight at time t_0 , then $u(t) = \sqrt{u_0^2 + (t - t_0)^2 / t_E^2}$, where $t_E = r_E / v_T$ is the lensing timescale,

$$t_E \sim 79 \text{ days} \times \left[\frac{v_T}{100 \text{ km s}^{-1}} \right]^{-1} \left[\frac{M}{M_\odot} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{D_S}{10 \text{ kpc}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{[x(1-x)]^{\frac{1}{2}}}{0.5}. \quad (3)$$

v_T combines the velocities of the source, lens, and observer. When the microlensing is observed from the Sun, v_T is a constant, but when it is observed from the Earth, v_T includes a rotating component that is responsible for the so-called parallax effect.

2.1. Microlensing events observed from the Sun

The so-called simple (or standard) microlensing effect (point-like source and lens with rectilinear motions) has the following characteristic features: Because the event results from a very rare alignment, it should occur only once for the source (as well as the deflector) regardless of the monitoring duration; the magnification $A(t)$ does not depend on the colour and is a function of time depending only on (u_0, t_0, t_E) , with a symmetric shape. The prior distribution of the events' impact parameters u_0 is uniform; and all stars at the same given distance have the same probability of being lensed. This simple microlensing description can be altered by many different effects, for example by parallax when observed from Earth or from a satellite instead of the Sun (Alcock et al. 1995; Han & Gould 1995; Novati & Scarpetta 2016), multiple lens and source systems (Mao & Di Stefano 1995), extended sources (Yoo et al. 2004), etc.

2.2. Microlensing events observed from Earth

The orbital motion of Earth induces a curved (non-rectilinear) relative motion of the deflector with respect to the line of sight (Gould 1992). Figure 1 shows the configuration of a microlensing event as seen from the source, projected in the transverse plane containing the Sun. To take the parallax into account, two additional parameters are needed. These are

- $\pi_E = \frac{r_\oplus}{r_E} (1-x)$: the ratio between the orbital radius of Earth and the projected Einstein radius and
- $\theta \in [0, 2\pi]$: the angle between i and the transverse speed vector of the deflector (see Fig. 1).

L9, page 2 of 5

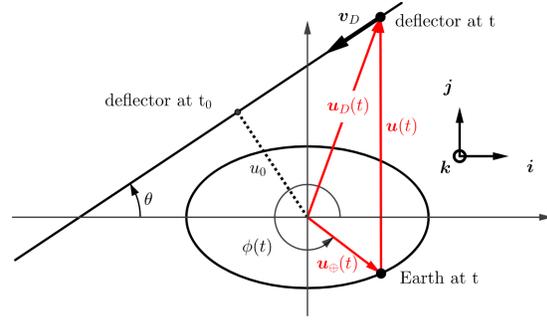


Fig. 1. Parallax in microlensing. Projection from the source (here in the northern ecliptic hemisphere) on the plane (i, j) , perpendicular to the Sun-source direction k containing the Sun. i is along the intersection of the ecliptic and transverse planes. Its orientation is such that the perpendicular projection of j on the ecliptic plane is opposite to the source.

Because the invariance of a microlensing event with respect to the moving direction of the lens is broken, we account for this by allowing u_0 to take negative value when the kinetic momentum $\mathbf{u}_D(t) \wedge \mathbf{v}_D$ is opposite to \mathbf{k} . The reference time t_0 is now the time of minimum approach of the deflector to the line of sight from the Sun (not from Earth). The positions of Earth and the deflector in the (i, j, k) frame are expressed in units of projected Einstein radius $r_E/(1-x)$ as

$$\mathbf{u}_\oplus(t) = \begin{bmatrix} \pi_E \cos \phi(t) \\ \pi_E \sin \phi(t) \sin \beta_\star \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{u}_D(t) = \begin{bmatrix} -u_0 \sin \theta - \frac{t-t_0}{t_E} \cos \theta \\ u_0 \cos \theta - \frac{t-t_0}{t_E} \sin \theta \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

where $\phi(t)$ is defined in Fig. 1, and β_\star is the ecliptic latitude of the source star, hence the angle between the Ecliptic plane and the plane transverse to the line of sight. The impact parameter from Earth is therefore given by $u(t) = \|\mathbf{u}_D(t) - \mathbf{u}_\oplus(t)\|$.

3. Simulation of microlensing parameters

To study the parallax effect in detecting microlensing events, we generated microlensing parameters from dark matter distribution models (spherical halo and thick disc). To be as general as possible, we only considered the magnifications and did not simulate measures specific to one survey, avoiding extensive experiment simulation of time sampling, photometric errors, etc. These survey characteristics are taken into account independently in an approximate way below.

We considered the two simple lens distributions that are used in many microlensing survey analyses: a galactic spherical halo model, and a dark matter thick disc. These models correspond to two extreme lens distance distributions, from nearby to widely distributed lens distances.

3.1. Spherical halo

The spherical halo model consists of a spherical, isotropic, isothermal dark matter halo distribution. The mass spatial distribution is given by

$$\rho(r) = \rho_\odot \frac{R_c^2 + R_\odot^2}{r^2 + R_c^2}, \quad (5)$$

T. Blaineau and M. Moniez: Effect of parallax on microlensing detection

where $R_c = 5$ kpc is the “core” radius of the galaxy, $R_\odot = 8.5$ kpc is the distance from the Sun to the Galactic centre (GC), $\rho_\odot = 0.0079 M_\odot \text{pc}^{-3}$ is the local dark matter density, and r is the distance from the GC. The lens velocity vector (\mathbf{v}) orientations are uniformly distributed, and the velocity norm probability distribution is

$$p(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{1}{2\pi v_0^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{v^2}{2v_0^2}}, \quad (6)$$

where the velocity dispersion is $v_0 = 120 \text{ km s}^{-1}$ (Battaglia et al. 2005). This halo model is used for its simplicity, although more complex models may better fit observations (Calcino et al. 2018) (see also Sect. 6).

3.2. Thick disc

We also considered a dark matter thick-disc model (Moniez et al. 2017) with mass density

$$\rho_{\text{TD}}(r, z) = \frac{\Sigma}{2H} \exp\left(-\frac{r-R_\odot}{R}\right) \exp\left(-\frac{|z|}{H}\right). \quad (7)$$

We set the column density at $\Sigma = 35 M_\odot \text{pc}^{-2}$, the height scale at $H = 1.0$ kpc, and the radial length scale at $R = 3.5$ kpc. The velocity of a thick-disc object can be decomposed into two components: the global rotation speed, and a peculiar velocity. The global disc rotation velocity depends on the distance r from the GC in the cylindrical galacto-centric system,

$$\mathbf{v}_{\text{rot}}(r) = -v_{\text{rot},\odot} \left[1.00767 \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{0.0394} + 0.00712 \right] \mathbf{u}_\theta, \quad (8)$$

where $v_{\text{rot},\odot} = 239 \text{ km s}^{-1}$ is the global rotation speed at the position of the Sun (Brunthaler et al. 2011). The peculiar velocity distribution is described by an anisotropic Gaussian distribution characterised by the following radial, tangential, and perpendicular velocity dispersions (Pasetto et al. 2012):

$$(\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z) = (56.1 \pm 3.8, 46.1 \pm 6.7, 35.1 \pm 3.4) \text{ km s}^{-1}. \quad (9)$$

3.3. Common parameters

The coordinates of the global velocity vector of the LMC are (Kallivayalil et al. 2013)

$$\mathbf{v}_{\text{LMC}} = (-57, -226, 221)_{\text{XYZ}} \text{ km s}^{-1}, \quad (10)$$

in the galacto-centric system where the origin is the GC, \mathbf{X} points from the Sun towards the GC, \mathbf{Y} points in the same direction as the velocity vector of the Sun, \mathbf{Z} points towards the Galactic North Pole (Gardiner et al. 1994). The velocity vector of the Sun is the sum of the global Galactic rotation component and the peculiar velocity component (Brunthaler et al. 2011),

$$\mathbf{v}_\odot = (11.1, 12.24 + v_{\text{rot},\odot}, 7.25)_{\text{XYZ}} \text{ km s}^{-1}. \quad (11)$$

We simulated microlensing for six masses: 0.1, 1, 10, 30, 100, and $300 M_\odot$. From the generated physical values we can compute the magnification curve parameters x , t_E , π_E , and θ . u_0 and t_0 are then generated uniformly ($u_0 \in [-2, 2]$, t_0 spanning all seasons). We did not simulate blending (but see the discussion section). Because we study the magnification here, we did not consider the source fluxes and assumed that fluxes are measured with the nominal photometric precision for each survey. We generated a few million parameter sets for lenses belonging to each

dark matter structure, spherical halo and thick disc. By splitting the samples into two halves, we verified that the results from each sub-sample are compatible, which confirms that this statistics is not limiting. Because we did not simulate light curves as obtained from a given survey, we define in the next sections the metrics by only taking the microlensing event parameters as input.

4. Parallax effect on the event detection

A parallax can sometimes significantly distort the light curve of a microlensing event by making it asymmetric and/or multi-peaked with approximately yearly gaps. Before we discuss the effect of these distortions, we briefly recall the philosophy of the historical microlensing searches. The event detection is based on a preselection that in turn is based on loose selection cuts that request a single bump in the light curve, with little constraint on the shape. Microlensing events are then typically identified through visual control within this sample, which is much wider than the final selection. After this preselection, an automatic (blind) selection is applied using tighter criteria on the shape of the light curve (such as χ^2 of a simple microlensing fit), in order to optimise the rejection of microlensing artefacts. At this level, genuine microlensing events identified during the preselection may be rejected because of parallax distortions. This automatic selection is necessary to compute a detection efficiency, which is needed to measure event rate and optical depth, defined as the probability for a given line of sight to intercept a deflector’s Einstein disc.

Two effects from the parallax distortions have to be distinguished. (i) Event detection: here, the question is to quantify the probability of missing events with a good signal-to-noise ratio (S/N) during the preselection because of parallax. (ii) Detection efficiency: the complete automatic selection is obviously more sensitive to the shape of the events, and the selected event counts used in the efficiency computing may be affected by the parallax.

To study the perturbation to the event detection, we quantified the parallax effect using a metric (distance function) between theoretical parallax and standard event light curves, and the peak counts in the light curves.

4.1. Minimum absolute photometric difference D_π

Even when the light curve seen from Earth differs significantly from the light curve seen from the Sun, its shape in most cases remains almost identical to a standard light curve, but with different parameters. We quantified the shape distortion of the light curve with the parameter D_π , defined as the smallest maximum absolute difference between the considered parallax event (seen from Earth) magnitude magnification function $m_\oplus(t)$ and a simple event (seen from the Sun) magnitude magnification function $m_\odot(t, t_E, t_0, u_0)$:

$$D_\pi = \min_{t_E, t_0, u_0} \left\{ \max_t |m_\oplus(t) - m_\odot(t, t_E, t_0, u_0)| \right\}. \quad (12)$$

4.2. Number of peaks

Microlensing surveys typically include the condition of observing only one significant peak in the prefiltering. In addition to D_π , we therefore computed the number of distinct peaks exhibited by the parallax light curve. A peak is defined by an interval during which the amplification exceeds a given threshold (depending on the survey). We estimated the number of peaks

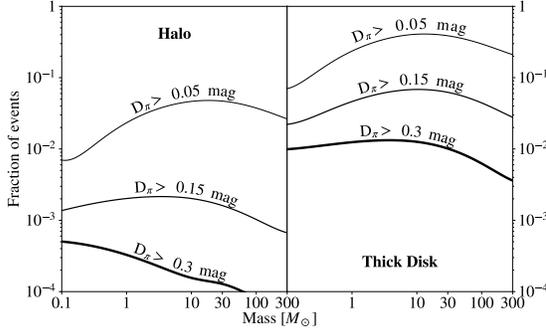


Fig. 2. Fraction of light curves with best fit (simple event) $u_0 < 1$ and D_π larger than (0.05, 0.15, 0.3) magnitude as a function of the deflectors' mass. Spherical halo dark matter model (left), and thick-disc dark matter model (right).

in measured light curves assuming a daily sampling rate that is better than all the past and planned cadencing. It therefore provides conservative upper numbers of peaks.

4.3. Quantifying the probability of missing events

We only considered events with impact parameter of the best simple microlensing curve (associated with D_π) $|u_0| < 1$, because most research algorithms require a minimum magnification of 1.34, corresponding to $u = 1$ in Eq. (1). Figure 2 shows the fraction of events with D_π larger than given thresholds (0.05, 0.15, 0.3 mag), as a function of the deflectors' mass. The curves corresponding to $D_\pi > 0.05$ mag are the easiest to interpret because 0.05 mag (chosen to be conservative) corresponds to the typical best photometric resolution σ_{phot} of the past surveys (EROS, MACHO, MOA, and OGLE2-3). Figure 2 shows that a maximum of 5% (40%) of the event light curves from the halo dark matter model (thick disc) can deviate by more than 0.05 mag from a standard microlensing light curve. This means that at least 95% (60%) of the events are indistinguishable from standard events as soon as $\sigma_{\text{phot}} > 0.05$. The fraction of events that deviates by more than 0.15 mag is always smaller than 1% for objects from the halo dark matter model, and lower than 8% for the thick-disc dark matter model.

We considered events due to lenses that belong to the thick-disc dark matter model in more detail, where deviations can be somewhat more frequent (maximum of 40% with $D_\pi > 0.05$ mag, maximum of 8% with $D_\pi > 0.15$ mag). We estimate that the probability of finding more than one peak above any threshold between 0.05 and 0.5 mag during the prefiltering process is negligible (lower than 0.6% for thick-disc events and even lower for halo events). Because a common prefiltering requirement is the presence of only one significant bump in the light curve, this means that no event from lenses between 0.1 to 300 M_\odot should be eliminated by this requirement, regardless of the precise shape of the bump.

The first (conservative) conclusion is that if lenses belong to a halo, the prefiltering of microlensing events is expected to never miss more than 5% of the long events because of the parallax; if lenses belong to a thick disc, the distortions may more frequently exceed 0.05 mag. Nevertheless, because the usual prefiltering tolerates a shape alteration lower than 0.15 mag and because there is no more than one peak in the light curve, this

prefiltering is not expected to miss more than 8% of the long events.

It appears that as soon as a criterion for the goodness of fit is used, the automatic selection algorithm efficiency has to either be loose enough to allow for ~ 0.15 mag variations (case of thick-disc lenses) or be estimated including the parallax. In the case of a sub-percent photometric survey such as the LSST, the required automatic detection efficiency for estimating the optical depth of the microlensing or for establishing limits on the thick-disc contribution to dark matter will need to properly account for parallax, and more specific studies are required.

5. Potential of parallax detection

In the previous section, we discussed the parallax effect on the detection of microlensing events. In this section, we discuss the probability of detecting the parallax in addition to the microlensing effect. Such a detection offers the potential of significantly improving the constraints on the configurations of microlensing events (Han & Gould 1995; Poindexter et al. 2005; Wyrzykowski et al. 2016). Moreover, a systematic search for parallax during on-going events enables triggering complementary fast-sampled, multi-colour, or any other specific observations.

5.1. Minimum integral photometric difference

To estimate the proportion of events with detectable parallax effect, we quantified the parallax significance with a pseudo- χ^2 , defined as

$$\bar{\chi}_\pi^2 = N_{\text{obs}} + \frac{f_s}{\sigma_{\text{phot}}^2} \min_{t_E, t_0, u_0} \int_{-\infty}^{+\infty} (m_\odot(t, t_E, t_0, u_0) - m_\oplus(t))^2 dt, \quad (13)$$

where m_\odot (m_\oplus) is the magnification function of the lensed source seen from the Sun (from Earth), and the sampling frequency f_s , the mean photometric error σ_{phot} , and the number of measures $N_{\text{obs}} = T_{\text{obs}} \times f_s$ characterise the survey. This pseudo- χ^2 is a proxy of the χ^2 of the best standard microlensing fit to an hypothetically observed light curve containing N_{obs} observations, sampling a true microlensing light curve $m_\oplus(t)$ (with parallax) with a constant photometric precision σ_{phot} .

Clearly, $\bar{\chi}_\pi^2$ cannot account for all subtleties of a dedicated simulation, because (i) this quantity does not take variations in photometric precision with magnitude or with observational conditions into account; as a consequence, this pseudo- χ^2 is an averaged proxy. (ii) For simplicity, the integral is extended to infinity instead of the time interval of observation T_{obs} ; this approximation is pessimistic because events with parallax deviations exceeding T_{obs} interval will have a larger $\bar{\chi}_\pi^2$ than when the integral is restricted to T_{obs} . (iii) Time sampling is more critical for short and/or highly magnified events; we therefore trust this proxy mainly for studies of long-timescale events; the exact time distribution of the measurements is not expected to significantly affect parallax detection for events that are several years long if there are no year-long gaps without measurements.

After minimising the integral from Eq. (13), we computed $\bar{\chi}_\pi^2$ by setting the parameters N_{obs} (or T_{obs}), f_s , and σ_{phot} associated with a given survey. From $\bar{\chi}_\pi^2$, we computed an associated significance of the improvement from standard fit to a parallax fit (in σ) and estimated the fraction of events with detectable parallax effects (at 3σ and 5σ).

T. Blaineau and M. Moniez: Effect of parallax on microlensing detection

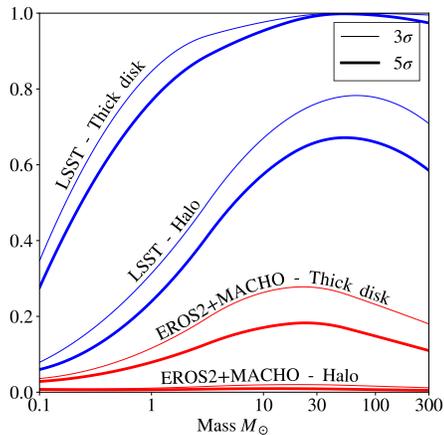


Fig. 3. Fraction of events with parallax significance $>3\sigma$ (thin lines) and $>5\sigma$ (thick lines) as a function of the lens mass.

5.2. Quantifying the parallax detectability

Using the optimal parameters for the joint EROS2+MACHO surveys (Mirhossini & Moniez 2018) ($\sigma_{\text{phot.}} = 0.05$ mag, $f_s = 0.2$ day $^{-1}$, $T_{\text{obs}} = 4000$ days), and the projected parameters for LSST (Ivezić et al. 2019; Olsen et al. 2018) ($\sigma_{\text{phot.}} = 0.005$ mag, $f_s = 0.25$ day $^{-1}$, $T_{\text{obs}} = 4000$ days), we obtained the curves shown in Fig. 3 for 3σ and 5σ detection. For the dark matter spherical halo model, we expect a negligible fraction of events to have a significant parallax signature in the combined database of EROS2 and MACHO; conversely, LSST alone (i.e. with no follow-up observations) is expected to be able to detect parallaxes of more than 65% of the microlensing events in a mass range of $10 M_{\odot}$ – $300 M_{\odot}$ because the photometric precision is far better. In a dark matter thick-disc model, the fraction of events with a measurable parallax effect is significant in both surveys (except for $0.1 M_{\odot}$ deflectors for EROS2+MACHO). The high sensitivity to parallax found for the LSST agrees well with a previous study (Rahvar et al. 2003) that assumed *Hubble* Space Telescope observations triggered by Earth microlensing-alert systems.

6. Discussion

We here neglected the cases of other non-standard microlensing effects (multiple sources and structured lenses), which represent a marginal statistics. We verified the robustness of our conclusions with respect to blending: the catalogued sources in the microlensing surveys are frequently composite objects; in this situation, the observed light curve is the superposition of a microlensing light curve and a constant one. We simulated parallaxed events with up to a 50% blended contribution to the light curve and considered the same ratios as defined in Fig. 2. We find that at least up to a 50% blending level, the probability of missing events when the parallax is ignored is only marginally changed with respect to the case without blending.

Our study focused on the case of dark matter black holes belonging to a spherical halo or a thick disc. Any other reasonable model for the dark matter structure, such as flattened halo model or a power-law model (Calcino et al. 2018), should have a lens distance distribution and kinematical data that are a

compromise between these two limiting cases. Therefore the numbers extracted from Figs. 2 and 3 provide minimum and maximum event fractions. The conclusions relative to the pre-filtering effect may thus be generalised to other halo models, and the expected fractions of detectable parallax events should be interpolated between these extreme values. We plan to deliver the results of an equivalent study for the microlensing searches towards the Galactic plane in a forthcoming paper.

7. Conclusions and perspectives

Our study shows that the parallax has a negligible effect on pre-filtering of long-duration (more than a few months) microlensing events towards the LMC and SMC in the case of either a dark matter spherical halo or a dark matter thick disc composed of black holes. The parallax should be taken into account for computing the efficiency of automatic filtering algorithms, however, specifically for the next-generation experiments with their sub-percent level of photometric accuracy; dedicated simulation based on realised observation cadences and observations is required to precisely assess this detection efficiency to extract optical depths and event rates. For most lenses with masses higher than $10 M_{\odot}$ towards the LMC and SMC, LSST-like surveys should be able to detect and quantify the parallax, allowing a better determination of the lensing configuration parameters, and a distinction between models for the dark matter structure.

Acknowledgements. We thank Olivier Perdureau and Sylvie Dagoret-Campagne for their useful comments on the manuscript. This work was supported by the Paris Ile-de-France Region.

References

- Abbott, B., Abbott, R., Abbott, T., et al. 2016a, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 241103
 Abbott, B., Abbott, R., Abbott, T., et al. 2016b, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 061102
 Alcock, C., Akerlof, C., Allsman, R., et al. 1993, *Nature*, **365**, 621
 Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., et al. 1995, *ApJ*, **454**, L125
 Aubourg, E., Baryre, P., Bréhin, S., et al. 1993, *Nature*, **365**, 623
 Battaglia, G., Helmi, A., Morrison, H., et al. 2005, *MNRAS*, **364**, 433
 Bird, S., Cholis, I., Muñoz, J. B., et al. 2016, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 201301
 Brunthaler, A., Reid, M. J., Menten, K. M., et al. 2011, *Astron. Nachr.*, **332**, 461
 Calcino, J., García-Bellido, J., & Davis, T. M. 2018, *MNRAS*, **479**, 2889
 Gardiner, L. T., Sawa, T., & Fujimoto, M. 1994, *MNRAS*, **266**, 567
 Gould, A. 1992, *ApJ*, **392**, 442
 Han, C., & Gould, A. 1995, *ApJ*, **447**, 53
 Ivezić, Ž., Kahn, S. M., Tyson, J. A., et al. 2019, *ApJ*, **873**, 111
 Kallivayalil, N., van der Marel, R. P., Besla, G., Anderson, J., & Alcock, C. 2013, *ApJ*, **764**, 161
 LSST Collaboration (Abell, P. A., et al.) 2009, *LSST Science Book, Version 2.0*
 Mao, S., & Di Stefano, R. 1995, *ApJ*, **440**, 22
 Mirhossini, A., & Moniez, M. 2018, *A&A*, **618**, L4
 Moniez, M., Sajadian, S., Karami, M., Rahvar, S., & Ansari, R. 2017, *A&A*, **604**, A124
 Novati, S. C., & Scarpetta, G. 2016, *ApJ*, **824**, 109
 Olsen, K., Szkody, P., Cioni, M.-R., et al. 2018, ArXiv e-prints [arXiv:1812.03139]
 Paczynski, B. 1986, *ApJ*, **304**, 1
 Pasetto, S., Grebel, E. K., Zwitter, T., et al. 2012, *A&A*, **547**, A70
 Poindexter, S., Afonso, C., Bennett, D. P., et al. 2005, *ApJ*, **633**, 914
 Rahvar, S. 2015, *Int. J. Mod. Phys. D*, **24**, 1530020
 Rahvar, S., Moniez, M., Ansari, R., & Perdureau, O. 2003, *A&A*, **412**, 81
 Sako, T., Sekiguchi, T., Sasaki, M., et al. 2007, *Exp. Astron.*, **22**, 51
 Schneider, P., Kochanek, C., & Wambsgans, J. 2006, *Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro*
 Tisserand, P., Le Guillou, L., Afonso, C., et al. 2007, *A&A*, **469**, 387
 Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., et al. 1993, *Acta Astron.*, **43**, 289
 Wyrzykowski, L., Skowron, J., Kozłowski, S., et al. 2011, *MNRAS*, **416**, 2949
 Wyrzykowski, L., Kostrzewa-Rutkowska, Z., Skowron, J., et al. 2016, *MNRAS*, **458**, 3012
 Yoo, J., DePoy, D. L., Gal-Yam, A., et al. 2004, *ApJ*, **603**, 139

2 Note sur l'effet du cadencement de LSST vers le LMC

Microensing towards the Magellanic Clouds: searching for long events

Tristan Blaineau, Marc Moniez, Sylvie Dagoret-Campagne, Reza Ansari,
Université Paris-Saclay, CNRS/IN2P3, IJCLab, 91405 Orsay, France.
Rachel Street, Las Cumbres Observatory.
Rosanne Di Stefano, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics.

April 15, 2021

1 Introduction

Microensing occurs when a massive compact object transits on the line of sight of a background source, temporarily magnifying its light. The search for microensing toward the Magellanic Clouds is specific because it probes mainly the Galactic dark matter halo component made of compact objects. Low signal rate is therefore expected, and since the past surveys have established stringent constraints on stellar and sub-stellar mass objects [Moniez 2010, Wyrzykowski et al. 2011], the search for intermediate and high mass black holes is the most promising toward LMC/SMC [Blaineau 2021]. This search concerns very long time-scale events (up to several years) and will need to sample LMC/SMC fields along the 10 years of the survey [Mirhosseini & Moniez 2018].

In order to be able to compare different cadencing simulations, we define a simplified estimate of the detection rate of microensing events. It is based on the simulation of microensing light curves for a star of magnitude 20 in every filter, at the center of the LMC. Each point-source point-lens rectilinear microensing event is characterized by only three parameters, and we generate uniformly these parameters in the following ranges : impact parameter $u_0 \in [0; 3]$, Einstein duration $\log_{10}(t_E) \in [0; 3]$ and time of maximum magnification t_0 between the first and last measurements taken toward the LMC. We estimate the photometric uncertainties along the simulated light curves using the expressions given in the LSST science book [LSST sciencebook 2009]. We then compare the χ^2_{ml} of a simulated light-curve relative to the theoretical microensing curve and the χ^2_{flat} relative to a stable (constant) light curve. A microensing event is considered as detected as soon as the difference $\Delta\chi^2 = \frac{\chi^2_{flat} - \chi^2_{ml}}{\sqrt{2N_{dof}}} > 80$. We also require to have 5 flux measurements more than 3 sigmas above the baseline to eliminate light curves with too few meaningful measurements. Obviously, as mentioned before, this is only a tool to compare different OpSims and it not sufficient to compute a true detection efficiency, since a real analysis needs criteria to reject many types of periodic or non-periodic variable objects. As far as long time scale events are concerned (several years), it has been shown in [Blaineau & Moniez 2020] that the parallax has a negligible impact on the efficiency detection and there is no need for a more complex simulation tool.

2 Survey Footprint

Q1: Are there any science drivers that would strongly argue for, or against, increasing the WFD footprint from 18,000 sq. deg. to 20,000 sq.deg.? Note that the resulting number of visits per pointing would drop by about 10%. If available, please mention specific simulated cadences, and specific metrics, that support your answer.

The footprint should include LMC or/and SMC (ideally, 4 pointings toward the LMC inner regions centered on (l=280.5,b=-32.9), and/or one pointing toward the SMC centered on (l=302.8,b=-44.3)). The detection rate is significantly better if the LMC is included in the WFD, as shown in figure 1, since the number of measurements toward LMC is three times larger.

Q2: Assuming that current system performance estimates will hold up, we plan to utilize the additional observing time (which may be as much as 10% of the survey observing time) for visits for the mini-surveys and the DDFs (with an implicit assumption that the main WFD survey meeting SRD requirements will always be the first priority). What is the best scientific use of this time? If available, please mention specific simulated cadences, and specific metrics, that support your answer.

The best use of this time for the science case discussed here would be to take a few hundred of images towards 4 LMC fields over the 10 years of the survey, which represents a total cost of observations of less than 40 hours, assuming a total of 4×1000 images (all filters included).

3 Exposure time per visit

Q3: Are there any science drivers that would strongly argue for, or against, the proposal to change the u band exposure from 2x15 sec to 1x50 sec? If available, please mention specific simulated cadences, and specific metrics, that support your answer.

No special constraint.

4 Allocation of observing time per band

Q4: Are there any science drivers that would strongly argue for, or against, further changes in observing time allocation per band (e.g., skewed much more towards the blue or the red side of the spectrum)? If available, please mention specific simulated cadences, and specific metrics, that support your answer.

Microensing is (if one neglects the blending) an achromatic process, that can be searched for within multi-band light-curves. Nevertheless, as far as photometric accuracy is concerned, the bands that maximize the light (griz) are always preferable.

5 Time sampling and revisit offsets

Q5: Are there any science drivers that would strongly argue for, or against, obtained two visits in a pair in the same (or different) filter? Or the benefits or drawbacks of dedicating a portion of each night to obtaining a third (triplet) visit? If available, please mention specific simulated cadences, and specific metrics, that support your answer.

Since we are searching for years long microlensing events, the variation within the same night is negligible, and several measurements can only be useful to reject possible artifacts.

Q6: Are there any science drivers that would strongly argue for, or against, the rolling cadence scenario? Or for or against varying the season length? Or for or against the AltSched N/S nightly pattern of visits? If available, please mention specific simulated cadences, and specific metrics, that support your answer.

The expected number of detected long timescale microlensing is almost insensitive to the details of the cadencing, as long as the observations are spread reasonably uniformly over the 10 years of the survey, as it can be seen on figure 1. Although the rolling cadence strongly improves the efficiency of detection of short events (rare in LMC/SMC) during the 2 or 3 years when it is effective, its impact averaged over the 10 years is globally a loss of efficiency. Nevertheless, the detection of long duration events remains unchanged.

It is also worth noting that considering longer observing seasons (with a constant number of measurements) in *baseline_nexp2.v1.7.1* would greatly increase the detection rate for shorter microlensing events without decreasing efficiency for longer events.

We conclude that the search for long time-scale events is not sensitive to the details of the cadencing, as long as a few hundred measurements are spread over the 10 years of the survey. In the worst case scenario, if we were to miss one or several years of observations, we show in figure 2 what the impact would be on detection rate. Missing more than one year of observation would start to really hurt the detection rate, even for long time scale events. These curves are also optimistic since we know by experience that the risk of selecting rare types of variable stars in a real microlensing search analysis increases with the incompleteness of the sampling.

It is essential for long timescale events to have observations toward the LMC as early and as late as possible over the duration of LSST to be sensitive even to the longest microlensing events.

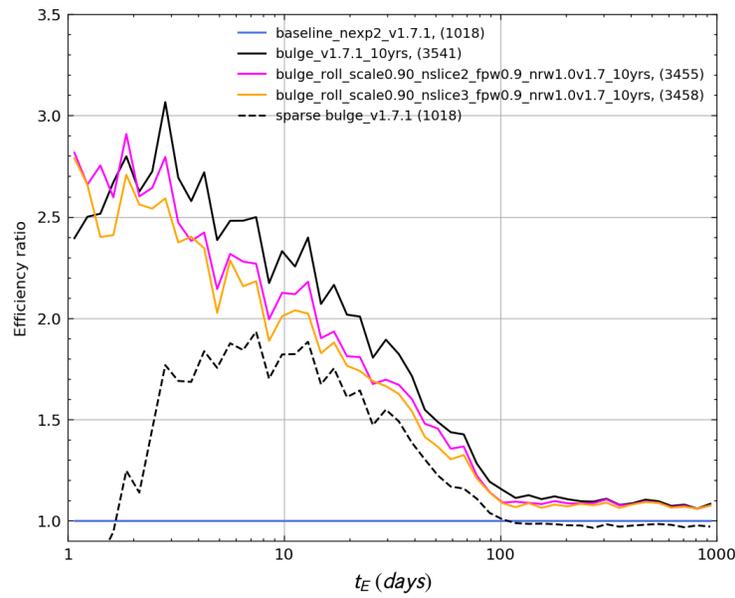


Figure 1: Efficiency ratios relative to the baseline as a function of the microlensing event Einstein times for different OpSims. The numbers in parentheses are the total numbers of measurements for each OpSims. The *sparse bulge_v1.7.1* (black dotted line) is the *bulge_v1.7.1_10yrs* OpSim for which we randomly eliminated 2523 points to have the same number of measures as in the *baseline_nexp2_v1.7.1*. This strategy is especially more efficient than the *baseline_nexp2_v1.7.1* for events between 1 and 100 days. This is due to the spread of observations in longer observing seasons than for *baseline_nexp2_v1.7.1*.

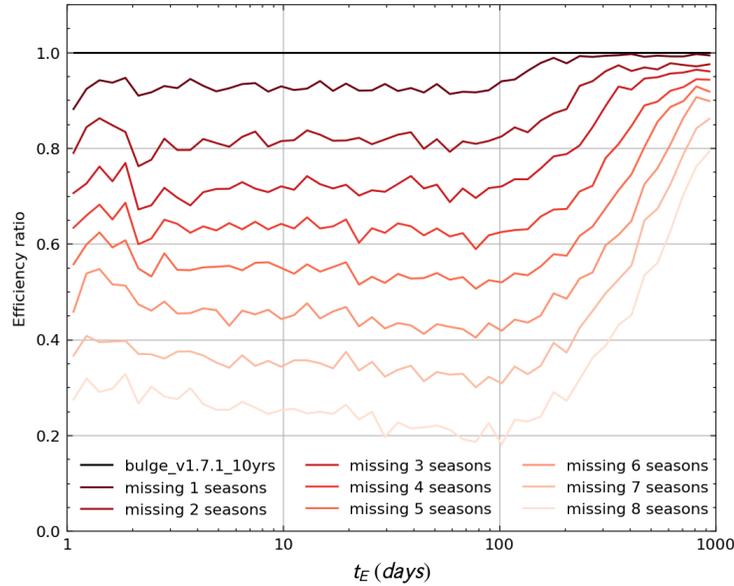


Figure 2: Efficiency ratio as a function of the microlensing event Einstein time when removing 1 or more years of observation from the *bulge_v1.7.1* OpSim. We remove one or more consecutive years of observations starting from the second, always keeping the first and last year of observations.

Q7: Are there any science drivers pushing for or against particular dithering patterns (either rotational dithers or translational dithers?) If available, please mention specific simulated cadences, and specific metrics, that support your answer.

Not applicable.

6

References

- [Blaineau 2021] 55th Rencontres de Moriond 2021, Gravitation, march 9-11. Poster contribution B14 in <http://moriond.in2p3.fr/2021/Gravitation/Program.html>
- [Blaineau & Moniez 2020] T. Blaineau, and M. Moniez, 2020, AA, 636, L9
- [LSST sciencebook 2009] LSST Science Collaborations and LSST Project 2009, LSST Science Book, Version 2.0, arXiv:0912.0201
- [Mirhosseini & Moniez 2018] A. Mirhosseini and M. Moniez, 2018, AA, 618, L4
- [Moniez 2010] Moniez, M., 2011, General Relativity and Gravitation, Vol. 42, 2047-2074
- [Wyrzykowski et al. 2011] Wyrzykowski, L., Kozłowski, S., Skowron, J., et al. 2011, MNRAS, 413, 493

3 Proceedings de Moriond

Search for intermediate mass black holes using gravitational microlensing

Tristan Blaineau

Université Paris-Saclay, CNRS/IN2P3, IJCLab, 91405 Orsay, France

The EROS and MACHO experiments searched for microlensing effects towards the LMC (among other directions) in order to probe the compact object content of the Galactic halo. We combined the two catalogs to obtain light curves over 10.6 years in order to overcome the limitations due to the individual duration of the experiments on the sensitivity to high masses. We did not find any convincing long duration microlensing events. Thus we put (preliminary) new limits on the maximum fraction of compact objects in the standard halo, around 20% for $32 M_{\odot}$ objects, 50% for $323 M_{\odot}$. This is a work in progress and we are working to improve our constraints and the robustness of our results.

1 Introduction

By observing stars in the LMC it is possible to study the content of galactic halo. Dark matter in the form of compact objects can be found using the microlensing effect⁶. Such events are caused by the passage of a deflector close to the line of sight towards a source in the LMC, magnifying the light of this source, distorting and demultiplying its image. Since the astrometric distortions are not resolvable by a ground-based telescope, the amplification variations are the only visible effect. It depends on the distance between the line of sight and the deflector and is 1.34 when the deflector is closer than one Einstein (angular) radius θ_E from the source line of sight:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_S - D_L}{D_L}}.$$

Here M is the lensing object mass, D_L is the distance to the lens, and D_S is the distance to the source. If a deflector moves with a constant angular velocity μ relative to the source, the time it takes to cross one Einstein radius is the Einstein time $t_E = \frac{\theta_E}{\mu}$, the characteristic time scale of the microlensing event. The Einstein time for the standard halo model that we expect is typically $\langle t_E \rangle \sim 70 \sqrt{\frac{M}{M_{\odot}}}$ days. Thus the longer the event duration, the heavier the deflector. The minimum approach distance in Einstein radius unit is noted u_0 and takes place at time t_0 .

Microlensing events are rare and the optical depth *i.e.* the probability that a given star at a given time is magnified by more than 1.34, is $\tau_{LMC} \approx 5 \times 10^{-7}$, hence the need to monitor a very large number of stars.

MACHO and EROS were the first systematic surveys for microlensing. They allowed to set the first limits on the fraction of the galactic halo composed of compact objects. The results of EROS⁷, MACHO³ and OGLE⁸ have led to the conclusion that objects with masses between 10^{-7} and 10 solar masses cannot compose a significant fraction of the Galactic halo. However, the prevalence of objects of less than $1000 M_{\odot}$ was still possible. The discovery of black holes of several tens of solar masses, or over a hundred solar masses more recently, through the detection of black hole coalescences by the gravitational wave detectors LIGO and Virgo, has rekindled

the interest in searching for these objects through microlensing. These black holes could be primordial black holes and thus contribute to form the hidden matter. The reason why past microlensing experiments were not sensitive to such masses is that their observation durations were too short.

2 Catalog combination

Even if the experiments taken separately lasted too short to be sensitive to very long duration microlensing events induced by heavy deflectors, it is possible to combine them to obtain very long light curves. Indeed different surveys observed the LMC on different successive time periods and a large number of sources are in common in their catalogs. Using their combination makes it possible to study the abundance of very heavy objects⁵. We combined the EROS2 and MACHO catalogs because we had easy access to both. Despite difficulties due to erroneous astrometry, we associated each star to its nearest neighbor in both catalogs to obtain the combined light curves. Each experiment used two non-standard filters in order to check the achromaticity of the candidates. We obtain a total of $\sim 12.5 \times 10^6$ light curves of stars contained in both catalogs, for a total observation time of about 10.6 years. The union of the two catalogs has not yet been used (a total of 33×10^6 light curves) but will be used in the final analysis to gain efficiency on deflector masses around $10M_{\odot}$.

3 Microlensing search

It is difficult to convert photometric measurements from one survey to another due to the use of non-standard wide filters. We therefore preferred to fit simultaneously the same microlensing amplification curve to the four light curves with a base flux for each filter. This fit – as well as a constant luminosity curve fit – is performed on each object of the catalog. To detect the light curves undergoing a microlensing effect our analysis is based on the quality of the microlensing light curve fit χ^2/N_{dof} and on the quality difference between the microlensing fit and the constant curve fit quantified by :

$$\Delta\chi^2 = \frac{\chi_{flat}^2 - \chi_{\mu}^2}{\chi_{\mu}^2/N_{dof}} \frac{1}{\sqrt{2N_{dof}}} \quad (1)$$

Our selection cuts rejecting the majority of the light curves are based on these two quantities. We make some cleaning cuts to remove curves with bad measurement points. We also remove physical phenomena such as stars in the background of dust clouds near SN87A (which temporarily scatter the light of the supernova), bright blue stars and active galactic nuclei, that can be confused with microlensing events. The cuts are listed below:

1. $\Delta\chi^2 > 80$
2. $\chi_{\mu}^2/N_{dof} < 2$ if $t_E < 1000$ days
 $\chi_{\mu}^2/N_{dof} < 1.4$ if $t_E > 1000$ days
3. $\Delta\chi_{red}^2 > 0$ and $\Delta\chi_{blue}^2 > 0$ in at least one of the two surveys
4. $t_E \in [100; 3000]$ days and $u_0 < 1.5$
5. Source star not in sparse region of color-magnitude diagram
6. $m_{RE} > 19$ and $m_{BE} - m_{RE} > 0.2$, where m are the EROS magnitudes
7. $\frac{t_0 - t_{start}}{t_E} > 1$
8. Removal of QSOs (catalogue cross-matching) and SN1987A light echoes.

At the end of the analysis, no light curve is considered to have undergone a long duration microlensing effect.

4 Estimation of the constraints

To set limits on the fraction of compact objects in the Galactic halo, we need to compare the observed number of events with the number of expected events. The expected number of events is estimated by simulating microlensing events assuming a pseudo-isothermal spherical halo with a Dirac distribution of masses. This allows us to simulate the t_E distribution for a given mass. To correctly estimate the number of events expected by EROS2+MACHO, it is however necessary to simulate the effect of *blending*.

4.1 Blending

If two stars are close together along a line of sight, it is sometimes impossible to identify them individually because of atmospheric turbulence. Thus only one source is identified on the image, whose total flux is the sum of the fluxes of the blended stars. However, the Einstein radius is typically of the order of a few milli-arcsec in our case, while the effective angular resolution in the case of EROS and MACHO is about one arcsec. It is therefore typical that only one of the stars forming a single source in the catalog may individually undergo a microlensing effect. In this case only a part of the total flux is amplified by microlensing. This has several impacts on the number of expected events. First, the effective number of stars that can potentially undergo a microlensing effect is larger than the simple number of sources detected in our catalog. Then the apparent amplification of the light from a source is weaker than in the case where the microlensing effect is pure, thus the total number of events is reduced. Finally the shape of the light curve is no longer exactly described by a simple microlens curve in addition to making the amplification dependent on the wavelength, reducing the efficiency of the search algorithm.

To take into account these effects, we simulated blending by comparing catalogs of stars from HST images of the LMC with our catalog for areas of different stellar density. We get the typical composition of EROS/MACHO sources in terms of HST stars and inject the resulting blending factors into our simulation.

Blending can be caused by accidental pairings of stars but it can also have a physical origin such as instance multiple systems or clustering. We have studied the contribution of binary systems using the *Gaia* EDR3 data and conclude that their impact is small for lenses in the halo and sources in the LMC.

4.2 Parallax

Another effect that could have been problematic is the parallax effect. The orbiting of Earth around the Sun induces an additional relative motion between the line of sight and the deflector. This introduces annual perturbations with respect to a microlensing curve as seen by an observer located on the Sun. This has previously been observed on microlensing effects towards the galactic center. Since we are looking for events with a typical duration of several years, the parallax has to be examined. We evaluated its impact on the search for lenses in the halo towards the LMC and estimated it to be negligible^d, so we did not modify our search algorithm to accommodate this effect. However the parallax effect is still generated in our simulations, even though its impact on the efficiency is negligible.

4.3 Results

We simulated microlensing effects on a fraction of randomly selected light curves from our catalog. This allows us to have a simulation as close as possible to what a real microlensing event would look like in our data. We subject this simulation through the same analysis as our data. We then estimate our efficiency and use it to estimate the expected number of events and calculate the maximum fraction of compact object in the halo compatible with the non detection of microlensing events. We obtain the figure 1. Our limits improve the results of past surveys

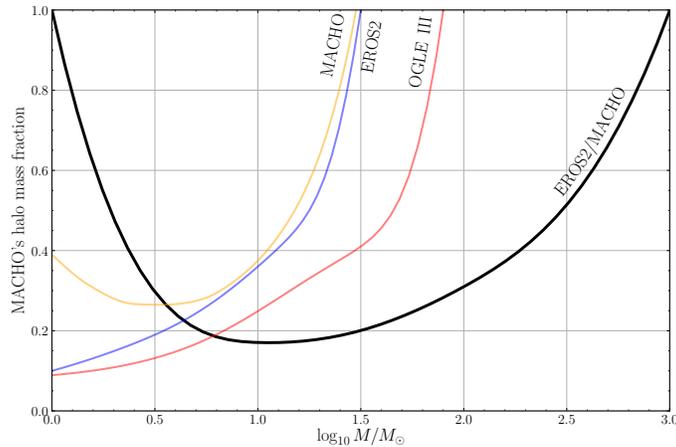


Figure 1 – Constraints on halo mass fraction from past surveys (MACHO, EROS2 and OGLE) and from this study (thick black line) in function of the mass of the Dirac mass distribution.

for lenses of several tens of solar masses and pose new ones for masses beyond. Black holes of less than $1000M_{\odot}$ cannot account for the totality of the standard halo mass.

5 Conclusion & Perspectives

We combined the catalogs from the EROS2 and MACHO experiments to obtain very long light curves. This allows us to be sensitive to microlensing effects of several years, thus to deflectors weighing up to several hundred solar masses. We do not find any microlensing events in our data, so we establish new upper limits to the fraction of compact objects in the halo between 10 and $1000 M_{\odot}$. The limits shown here are still preliminary, our selection cuts can be refined and we will use the union of the two catalogs rather than the intersection to gain some efficiency.

This work illustrates the usefulness of combining past surveys to better constrain the composition of the halo. The addition of superMACHO, OGLE III and OGLE IV as well as the exploitation of the future LSST would make it possible to have even longer observation times, improving these constraints. This could also be of interest for the study of stellar physics (e.g. stars exhibiting very slow variations of luminosity).

References

1. R. Abbott et al., *Physical Review X* **6**, 041015 (2016)
2. R. Abbott et al., *Physical Review Letter* **125**, 101102 (2020)
3. C. Alcock et al., *Astrophysical Journal Letters* **550**, L129 (2001)
4. T. Blaineau and M. Moniez, *Astronomy & Astrophysics* **636**, L9 (2020)
5. A. Mirhosseini and M. Moniez, *Astronomy & Astrophysics* **618**, L4 (2017)
6. B. Paczynski, *Astrophysical Journal* **304**, 1 (1986)
7. P. Tisserand et al., *Astronomy & Astrophysics* **469**, 387 (2007)
8. L. Wyrzykowski et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **413**, 493 (2011)

Bibliographie

- [1] B. P. ABBOTT et al. “All-sky search for short gravitational-wave bursts in the second Advanced LIGO and Advanced Virgo run”. In : *Physical Review D* 100.2, 024017 (juill. 2019), p. 024017. DOI : [10.1103/PhysRevD.100.024017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.024017). arXiv : [1904.08976](https://arxiv.org/abs/1904.08976) [[astro-ph.CO](#)].
- [2] B. P. ABBOTT et al. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”. In : *Physical Review Letters* 116.6, 061102 (fév. 2016), p. 061102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.116.061102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102). arXiv : [1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837) [[gr-qc](#)].
- [3] R. ABBOTT et al. “GW190521 : A Binary Black Hole Merger with a Total Mass of $150 M_{\odot}$ ”. In : *Physical Review Letters* 125.10, 101102 (sept. 2020), p. 101102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.101102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.101102). arXiv : [2009.01075](https://arxiv.org/abs/2009.01075) [[gr-qc](#)].
- [4] T. M. C. ABBOTT et al. “First Cosmology Results using Type Ia Supernovae from the Dark Energy Survey : Constraints on Cosmological Parameters”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 872.2, L30 (fév. 2019), p. L30. DOI : [10.3847/2041-8213/ab04fa](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab04fa). arXiv : [1811.02374](https://arxiv.org/abs/1811.02374) [[astro-ph.CO](#)].
- [5] A. ABRAMOVICI et Z. VAGER. “Test of Newton’s second law at small accelerations”. In : *Physical Review D* 34.10 (nov. 1986), p. 3240-3241. DOI : [10.1103/PhysRevD.34.3240](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.34.3240).
- [6] C. ALCOCK et al. “Calibration of the MACHO Photometry Database”. In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 111.766 (déc. 1999), p. 1539-1558. DOI : [10.1086/316469](https://doi.org/10.1086/316469). arXiv : [astro-ph/9909227](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909227) [[astro-ph](#)].
- [7] C. ALCOCK et al. “MACHO Project Limits on Black Hole Dark Matter in the 1-30 M_{solar} Range”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 550.2 (avr. 2001), p. L169-L172. DOI : [10.1086/319636](https://doi.org/10.1086/319636). arXiv : [astro-ph/0011506](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0011506) [[astro-ph](#)].
- [8] C. ALCOCK et al. “The MACHO Project : Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations”. In : *The Astrophysical Journal* 542.1 (oct. 2000), p. 281-307. DOI : [10.1086/309512](https://doi.org/10.1086/309512). arXiv : [astro-ph/0001272](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001272) [[astro-ph](#)].
- [9] Y. ALI-HAÏMOUD, E. D. KOVETZ et M. KAMIONKOWSKI. “Merger rate of primordial black-hole binaries”. In : *Physical Review D* 96.12, 123523 (déc. 2017), p. 123523. DOI : [10.1103/PhysRevD.96.123523](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.123523). arXiv : [1709.06576](https://arxiv.org/abs/1709.06576) [[astro-ph.CO](#)].
- [10] J. H. AN et al. “First Microlens Mass Measurement : PLANET Photometry of EROS BLG-2000-5”. In : *The Astrophysical Journal* 572.1 (juin 2002), p. 521-539. DOI : [10.1086/340191](https://doi.org/10.1086/340191). arXiv : [astro-ph/0110095](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0110095) [[astro-ph](#)].

- [11] G. W. ANGUS et al. “On the Proof of Dark Matter, the Law of Gravity, and the Mass of Neutrinos”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 654.1 (jan. 2007), p. L13-L16. DOI : [10.1086/510738](https://doi.org/10.1086/510738). arXiv : [astro-ph/0609125](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0609125) [[astro-ph](#)].
- [12] F. ARENOU et al. “Gaia Data Release 2. Catalogue validation”. In : *Astronomy and Astrophysics* 616, A17 (août 2018), A17. DOI : [10.1051/0004-6361/201833234](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833234). arXiv : [1804.09375](https://arxiv.org/abs/1804.09375) [[astro-ph.GA](#)].
- [13] G. BATTAGLIA et al. “The radial velocity dispersion profile of the Galactic halo : constraining the density profile of the dark halo of the Milky Way”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 364.2 (déc. 2005), p. 433-442. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2005.09367.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09367.x). arXiv : [astro-ph/0506102](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506102) [[astro-ph](#)].
- [14] A. C. BECKER et al. “The SuperMACHO Microlensing Survey”. In : *Gravitational Lensing Impact on Cosmology*. Sous la dir. d’Y. MELLIER et G. MEYLAN. T. 225. Juin 2005, p. 357-362. DOI : [10.1017/S1743921305002164](https://doi.org/10.1017/S1743921305002164). arXiv : [astro-ph/0409167](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409167) [[astro-ph](#)].
- [15] E. BERTIN et S. ARNOUITS. “SExtractor : Software for source extraction.” In : *Astronomy and Astrophysics Supplement* 117 (juin 1996), p. 393-404. DOI : [10.1051/aas:1996164](https://doi.org/10.1051/aas:1996164).
- [16] R. BOTTEMA et J. L. G. PESTAÑA. “The distribution of dark and luminous matter inferred from extended rotation curves”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 448.3 (avr. 2015), p. 2566-2593. DOI : [10.1093/mnras/stv182](https://doi.org/10.1093/mnras/stv182). arXiv : [1501.06424](https://arxiv.org/abs/1501.06424) [[astro-ph.GA](#)].
- [17] M. BRADAČ et al. “Revealing the Properties of Dark Matter in the Merging Cluster MACS J0025.4-1222”. In : *The Astrophysical Journal* 687.2 (nov. 2008), p. 959-967. DOI : [10.1086/591246](https://doi.org/10.1086/591246). arXiv : [0806.2320](https://arxiv.org/abs/0806.2320) [[astro-ph](#)].
- [18] T. D. BRANDT. “Constraints on MACHO Dark Matter from Compact Stellar Systems in Ultra-faint Dwarf Galaxies”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 824.2, L31 (juin 2016), p. L31. DOI : [10.3847/2041-8205/824/2/L31](https://doi.org/10.3847/2041-8205/824/2/L31). arXiv : [1605.03665](https://arxiv.org/abs/1605.03665) [[astro-ph.GA](#)].
- [19] A. BRUNTHALER et al. “The Bar and Spiral Structure Legacy (BeSSeL) survey : Mapping the Milky Way with VLBI astrometry”. In : *Astronomische Nachrichten* 332.5 (juin 2011), p. 461. DOI : [10.1002/asna.201111560](https://doi.org/10.1002/asna.201111560). arXiv : [1102.5350](https://arxiv.org/abs/1102.5350) [[astro-ph.GA](#)].
- [20] S. CALCHI NOVATI et L. MANCINI. “Microlensing towards the Large Magellanic Cloud : self-lensing for OGLE-II and OGLE-III”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 416.2 (sept. 2011), p. 1292-1301. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.19123.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19123.x). arXiv : [1105.4615](https://arxiv.org/abs/1105.4615) [[astro-ph.GA](#)].
- [21] S. CALCHI NOVATI et al. “POINT-AGAPE pixel lensing survey of M 31. Evidence for a MACHO contribution to galactic halos”. In : *Astronomy and Astrophysics* 443.3 (déc. 2005), p. 911-928. DOI : [10.1051/0004-6361:20053135](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053135). arXiv : [astro-ph/0504188](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504188) [[astro-ph](#)].
- [22] J. CALCINO, J. GARCÍA-BELLIDO et T. M. DAVIS. “Updating the MACHO fraction of the Milky Way dark halowith improved mass models”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 479.3 (sept. 2018), p. 2889-2905. DOI : [10.1093/mnras/sty1368](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1368). arXiv : [1803.09205](https://arxiv.org/abs/1803.09205) [[astro-ph.CO](#)].

- [23] B. J. CARR. “The primordial black hole mass spectrum.” In : *The Astrophysical Journal* 201 (oct. 1975), p. 1-19. DOI : [10.1086/153853](https://doi.org/10.1086/153853).
- [24] B. CARR et al. “Constraints on Primordial Black Holes”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :2002.12778 (fév. 2020), arXiv :2002.12778. arXiv : [2002.12778](https://arxiv.org/abs/2002.12778) [[astro-ph.CO](#)].
- [25] D. CLOWE et al. “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 648.2 (sept. 2006), p. L109-L113. DOI : [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). arXiv : [astro-ph/0608407](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608407) [[astro-ph](#)].
- [26] R. J. COOKE et al. “Precision Measures of the Primordial Abundance of Deuterium”. In : *The Astrophysical Journal* 781.1, 31 (jan. 2014), p. 31. DOI : [10.1088/0004-637X/781/1/31](https://doi.org/10.1088/0004-637X/781/1/31). arXiv : [1308.3240](https://arxiv.org/abs/1308.3240) [[astro-ph.CO](#)].
- [27] J. H. J. DE BRUIJNE et al. “Detecting stars, galaxies, and asteroids with Gaia”. In : *Astronomy and Astrophysics* 576, A74 (avr. 2015), A74. DOI : [10.1051/0004-6361/201424018](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424018). arXiv : [1502.00454](https://arxiv.org/abs/1502.00454) [[astro-ph.IM](#)].
- [28] A. DE RUJULA, P. JETZER et E. MASSO. “On the nature of the dark halo of our galaxy.” In : *Astronomy and Astrophysics* 254 (fév. 1992), p. 99-104.
- [29] F. DERUE et al. “Observation of periodic variable stars towards the Galactic spiral arms by EROS II”. In : *Astronomy and Astrophysics* 389 (juill. 2002), p. 149-161. DOI : [10.1051/0004-6361:20020570](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020570). arXiv : [astro-ph/0204246](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0204246) [[astro-ph](#)].
- [30] J. M. DIEGO et al. “Dark Matter under the Microscope : Constraining Compact Dark Matter with Caustic Crossing Events”. In : *The Astrophysical Journal* 857.1, 25 (avr. 2018), p. 25. DOI : [10.3847/1538-4357/aab617](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab617). arXiv : [1706.10281](https://arxiv.org/abs/1706.10281) [[astro-ph.CO](#)].
- [31] M. DOMINIK. “Galactic microlensing beyond the standard model”. Thèse de doct. Sept. 1996.
- [32] A. DUQUENNOY et M. MAYOR. “Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample.” In : *Astronomy and Astrophysics* 500 (août 1991), p. 337-376.
- [33] C. FABRICIUS et al. “Gaia Early Data Release 3 – Catalogue validation”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :2012.06242 (déc. 2020), arXiv :2012.06242. arXiv : [2012.06242](https://arxiv.org/abs/2012.06242) [[astro-ph.GA](#)].
- [34] G. J. FELDMAN et R. D. COUSINS. “Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”. In : *Physical Review D* 57.7 (avr. 1998), p. 3873-3889. DOI : [10.1103/PhysRevD.57.3873](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.3873). arXiv : [physics/9711021](https://arxiv.org/abs/physics/9711021) [[physics.data-an](#)].
- [35] D. GAGGERO et al. “Searching for Primordial Black Holes in the Radio and X-Ray Sky”. In : *Physical Review Letters* 118.24, 241101 (juin 2017), p. 241101. DOI : [10.1103/PhysRevLett.118.241101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.241101). arXiv : [1612.00457](https://arxiv.org/abs/1612.00457) [[astro-ph.HE](#)].
- [36] GAIA COLLABORATION et al. “Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties”. In : *Astronomy and Astrophysics* 616, A1 (août 2018), A1. DOI : [10.1051/0004-6361/201833051](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833051). arXiv : [1804.09365](https://arxiv.org/abs/1804.09365) [[astro-ph.GA](#)].
- [37] GAIA COLLABORATION et al. “Gaia Early Data Release 3 : Summary of the contents and survey properties”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :2012.01533 (déc. 2020), arXiv :2012.01533. arXiv : [2012.01533](https://arxiv.org/abs/2012.01533) [[astro-ph.GA](#)].

- [38] GAIA COLLABORATION et al. “The Gaia mission”. In : *Astronomy and Astrophysics* 595, A1 (nov. 2016), A1. DOI : [10.1051/0004-6361/201629272](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629272). arXiv : [1609.04153](https://arxiv.org/abs/1609.04153) [[astro-ph.IM](#)].
- [39] A. H. GONZALEZ et al. “Galaxy Cluster Baryon Fractions Revisited”. In : *The Astrophysical Journal* 778.1, 14 (nov. 2013), p. 14. DOI : [10.1088/0004-637X/778/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/1/14). arXiv : [1309.3565](https://arxiv.org/abs/1309.3565) [[astro-ph.CO](#)].
- [40] L. GRENACHER et al. “Microlensing towards different galactic targets”. In : *Astron. Astrophys.* 351 (1999), p. 775. arXiv : [astro-ph/9909374](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909374).
- [41] K. GRIEST. “Galactic Microlensing as a Method of Detecting Massive Compact Halo Objects”. In : *The Astrophysical Journal* 366 (jan. 1991), p. 412. DOI : [10.1086/169575](https://doi.org/10.1086/169575).
- [42] K. GRIEST et W. HU. “Effect of Binary Sources on the Search for Massive Astrophysical Compact Halo Objects via Microlensing”. In : *The Astrophysical Journal* 397 (oct. 1992), p. 362. DOI : [10.1086/171793](https://doi.org/10.1086/171793).
- [43] J. H. GUNDLACH et al. “Laboratory Test of Newton’s Second Law for Small Accelerations”. In : *Physical Review Letters* 98.15, 150801 (avr. 2007), p. 150801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.98.150801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.150801).
- [44] F. HABIBI. “Searching for missing baryons through scintillation”. Thèse de doct. Juin 2011.
- [45] C. HAN et A. GOULD. “Einstein Radii from Binary-Source Lensing Events”. In : *The Astrophysical Journal* 480.1 (mai 1997), p. 196-202. DOI : [10.1086/303944](https://doi.org/10.1086/303944). arXiv : [astro-ph/9604031](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9604031) [[astro-ph](#)].
- [46] S. HAWKING. “Gravitationally collapsed objects of very low mass”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 152 (jan. 1971), p. 75. DOI : [10.1093/mnras/152.1.75](https://doi.org/10.1093/mnras/152.1.75).
- [47] A. HEKTOR, G. HÜTSI et M. RAIDAL. “Constraints on primordial black hole dark matter from Galactic center X-ray observations”. In : *Astronomy and Astrophysics* 618, A139 (oct. 2018), A139. DOI : [10.1051/0004-6361/201833483](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833483). arXiv : [1805.06513](https://arxiv.org/abs/1805.06513) [[astro-ph.CO](#)].
- [48] A. HEKTOR et al. “Constraining primordial black holes with the EDGES 21-cm absorption signal”. In : *Physical Review D* 98.2, 023503 (juill. 2018), p. 023503. DOI : [10.1103/PhysRevD.98.023503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.023503). arXiv : [1803.09697](https://arxiv.org/abs/1803.09697) [[astro-ph.CO](#)].
- [49] J. G. HILLS. “Limitations on the masses of objects constituting the missing mass in the Galactic disk and the Galactic halo”. In : *The Astronomical Journal* 92 (sept. 1986), p. 595-599. DOI : [10.1086/114189](https://doi.org/10.1086/114189).
- [50] M. HUBERT et E. VANDERVIJEREN. “An adjusted boxplot for skewed distributions”. In : *Computational Statistics & Data Analysis* 52.12 (2008), p. 5186-5201. ISSN : 0167-9473. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.csda.2007.11.008>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167947307004434>.
- [51] G. INGROSSO et al. “A new analysis of the MEGA M 31 microlensing events”. In : *Astronomy and Astrophysics* 462.3 (fév. 2007), p. 895-902. DOI : [10.1051/0004-6361:20065851](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065851). arXiv : [astro-ph/0610239](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610239) [[astro-ph](#)].

- [52] Y. INOUE et A. KUSENKO. “New X-ray bound on density of primordial black holes”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2017.10, 034 (oct. 2017), p. 034. DOI : [10.1088/1475-7516/2017/10/034](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/10/034). arXiv : [1705.00791](https://arxiv.org/abs/1705.00791) [[astro-ph.CO](#)].
- [53] N. KALLIVAYALIL et al. “Third-epoch Magellanic Cloud Proper Motions. I. Hubble Space Telescope/WFC3 Data and Orbit Implications”. In : *The Astrophysical Journal* 764.2, 161 (fév. 2013), p. 161. DOI : [10.1088/0004-637X/764/2/161](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/161). arXiv : [1301.0832](https://arxiv.org/abs/1301.0832) [[astro-ph.CO](#)].
- [54] P. L. KELLY et al. “Extreme magnification of an individual star at redshift 1.5 by a galaxy-cluster lens”. In : *Nature Astronomy* 2 (avr. 2018), p. 334-342. DOI : [10.1038/s41550-018-0430-3](https://doi.org/10.1038/s41550-018-0430-3). arXiv : [1706.10279](https://arxiv.org/abs/1706.10279) [[astro-ph.GA](#)].
- [55] D.-W. KIM et al. “A Refined QSO Selection Method Using Diagnostics Tests : 663 QSO Candidates in the Large Magellanic Cloud”. In : *The Astrophysical Journal* 747.2, 107 (mars 2012), p. 107. DOI : [10.1088/0004-637X/747/2/107](https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/2/107). arXiv : [1110.5632](https://arxiv.org/abs/1110.5632) [[astro-ph.CO](#)].
- [56] D.-W. KIM et al. “Quasi-stellar Object Selection Algorithm Using Time Variability and Machine Learning : Selection of 1620 Quasi-stellar Object Candidates from MACHO Large Magellanic Cloud Database”. In : *The Astrophysical Journal* 735.2, 68 (juill. 2011), p. 68. DOI : [10.1088/0004-637X/735/2/68](https://doi.org/10.1088/0004-637X/735/2/68). arXiv : [1101.3316](https://arxiv.org/abs/1101.3316) [[astro-ph.IM](#)].
- [57] S. M. KOUSHIAPPAS et A. LOEB. “Dynamics of Dwarf Galaxies Disfavor Stellar-Mass Black Holes as Dark Matter”. In : *Physical Review Letters* 119.4, 041102 (juill. 2017), p. 041102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.119.041102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.041102). arXiv : [1704.01668](https://arxiv.org/abs/1704.01668) [[astro-ph.GA](#)].
- [58] S. KOZŁOWSKI et al. “The Magellanic Quasars Survey. II. Confirmation of 144 New Active Galactic Nuclei behind the Southern Edge of the Large Magellanic Cloud”. In : *The Astrophysical Journal* 746.1, 27 (fév. 2012), p. 27. DOI : [10.1088/0004-637X/746/1/27](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/1/27). arXiv : [1106.3110](https://arxiv.org/abs/1106.3110) [[astro-ph.CO](#)].
- [59] A. V. KRAVTSOV et S. BORGANI. “Formation of Galaxy Clusters”. In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 50 (sept. 2012), p. 353-409. DOI : [10.1146/annurev-astro-081811-125502](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125502). arXiv : [1205.5556](https://arxiv.org/abs/1205.5556) [[astro-ph.CO](#)].
- [60] S. D. LANDY et A. S. SZALAY. “Bias and Variance of Angular Correlation Functions”. In : *The Astrophysical Journal* 412 (juill. 1993), p. 64. DOI : [10.1086/172900](https://doi.org/10.1086/172900).
- [61] C. H. LEE et al. “Microlensing events from the 11-year Observations of the Wendelstein Calar Alto Pixellensing Project”. In : *The Astrophysical Journal* 806.2, 161 (juin 2015), p. 161. DOI : [10.1088/0004-637X/806/2/161](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/2/161). arXiv : [1504.07246](https://arxiv.org/abs/1504.07246) [[astro-ph.GA](#)].
- [62] L. LINDEGREN et al. “Gaia Early Data Release 3. The astrometric solution”. In : *Astronomy and Astrophysics* 649, A2 (mai 2021), A2. DOI : [10.1051/0004-6361/202039709](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039709). arXiv : [2012.03380](https://arxiv.org/abs/2012.03380) [[astro-ph.IM](#)].
- [63] L. LINDEGREN et al. “The astrometric core solution for the Gaia mission. Overview of models, algorithms, and software implementation”. In : *Astronomy and Astrophysics* 538, A78 (fév. 2012), A78. DOI : [10.1051/0004-6361/201117905](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117905). arXiv : [1112.4139](https://arxiv.org/abs/1112.4139) [[astro-ph.IM](#)].
- [64] LSST SCIENCE COLLABORATION et al. “LSST Science Book, Version 2.0”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :0912.0201 (déc. 2009), arXiv :0912.0201. arXiv : [0912.0201](https://arxiv.org/abs/0912.0201) [[astro-ph.IM](#)].

- [65] X. LURI et al. “Gaia Data Release 2. Using Gaia parallaxes”. In : *Astronomy and Astrophysics* 616, A9 (août 2018), A9. DOI : [10.1051/0004-6361/201832964](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832964). arXiv : [1804.09376](https://arxiv.org/abs/1804.09376) [astro-ph.IM].
- [66] L. MANCINI et al. “LMC self-lensing from a new perspective”. In : *Astronomy and Astrophysics* 427 (nov. 2004), p. 61-77. DOI : [10.1051/0004-6361:20034535](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034535). arXiv : [astro-ph/0405257](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405257) [astro-ph].
- [67] S. MAO et B. PACZYNSKI. “Gravitational Microlensing by Double Stars and Planetary Systems”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 374 (juin 1991), p. L37. DOI : [10.1086/186066](https://doi.org/10.1086/186066).
- [68] S. S. MCGAUGH. “Milky Way Mass Models and MOND”. In : *The Astrophysical Journal* 683.1 (août 2008), p. 137-148. DOI : [10.1086/589148](https://doi.org/10.1086/589148). arXiv : [0804.1314](https://arxiv.org/abs/0804.1314) [astro-ph].
- [69] R. B. METCALF et J. SILK. “New Constraints on Macroscopic Compact Objects as Dark Matter Candidates from Gravitational Lensing of Type Ia Supernovae”. In : *Physical Review Letters* 98.7, 071302 (fév. 2007), p. 071302. DOI : [10.1103/PhysRevLett.98.071302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.071302). arXiv : [astro-ph/0612253](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612253) [astro-ph].
- [70] M. MILGROM. “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis.” In : *The Astrophysical Journal* 270 (juill. 1983), p. 365-370. DOI : [10.1086/161130](https://doi.org/10.1086/161130).
- [71] M. MOE et R. DI STEFANO. “Mind Your Ps and Qs : The Interrelation between Period (P) and Mass-ratio (Q) Distributions of Binary Stars”. In : *The Astrophysical Journal Supplement* 230.2, 15 (juin 2017), p. 15. DOI : [10.3847/1538-4365/aa6fb6](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aa6fb6). arXiv : [1606.05347](https://arxiv.org/abs/1606.05347) [astro-ph.SR].
- [72] M. A. MONROY-RODRÍGUEZ et C. ALLEN. “The End of the MACHO Era, Revisited : New Limits on MACHO Masses from Halo Wide Binaries”. In : *The Astrophysical Journal* 790.2, 159 (août 2014), p. 159. DOI : [10.1088/0004-637X/790/2/159](https://doi.org/10.1088/0004-637X/790/2/159). arXiv : [1406.5169](https://arxiv.org/abs/1406.5169) [astro-ph.GA].
- [73] P. MRÓZ et al. “Microlensing Optical Depth and Event Rate toward the Galactic Bulge from 8 yr of OGLE-IV Observations”. In : *The Astrophysical Journal Supplement* 244.2, 29 (oct. 2019), p. 29. DOI : [10.3847/1538-4365/ab426b](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab426b). arXiv : [1906.02210](https://arxiv.org/abs/1906.02210) [astro-ph.SR].
- [74] R. MURGIA et al. “Lyman- α Forest Constraint on Primordial Black Holes as Dark Matter”. In : *Physical Review Letters* 123.7, 071102 (août 2019), p. 071102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.123.071102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.071102). arXiv : [1903.10509](https://arxiv.org/abs/1903.10509) [astro-ph.CO].
- [75] H. NIIKURA et al. “Constraints on Earth-mass primordial black holes from OGLE 5-year microlensing events”. In : *Physical Review D* 99.8, 083503 (avr. 2019), p. 083503. DOI : [10.1103/PhysRevD.99.083503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.083503). arXiv : [1901.07120](https://arxiv.org/abs/1901.07120) [astro-ph.CO].
- [76] H. NIIKURA et al. “Microlensing constraints on primordial black holes with Subaru/HSC Andromeda observations”. In : *Nature Astronomy* 3 (avr. 2019), p. 524-534. DOI : [10.1038/s41550-019-0723-1](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0723-1). arXiv : [1701.02151](https://arxiv.org/abs/1701.02151) [astro-ph.CO].
- [77] M. OGURI et al. “Understanding caustic crossings in giant arcs : Characteristic scales, event rates, and constraints on compact dark matter”. In : *Physical Review D* 97.2, 023518 (jan. 2018), p. 023518. DOI : [10.1103/PhysRevD.97.023518](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.023518). arXiv : [1710.00148](https://arxiv.org/abs/1710.00148) [astro-ph.CO].

- [78] J. H. OORT. “The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems”. In : *Bulletin of the Astronomical Institute of the Netherlands* 6 (août 1932), p. 249.
- [79] B. PACZYNSKI. “Gravitational Microlensing by the Galactic Halo”. In : *The Astrophysical Journal* 304 (mai 1986), p. 1. DOI : [10.1086/164140](https://doi.org/10.1086/164140).
- [80] N. PALANQUE-DELABROUILLE. “Research on galactic dark matter implied by gravitational microlensing”. Thèse de doct. Sept. 1997.
- [81] S. PASETTO et al. “Thick disk kinematics from RAVE and the solar motion”. In : *Astronomy and Astrophysics* 547, A70 (nov. 2012), A70. DOI : [10.1051/0004-6361/201219464](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219464). arXiv : [1209.0456](https://arxiv.org/abs/1209.0456) [[astro-ph.GA](#)].
- [82] M. PERSIC, P. SALUCCI et F. STEL. “The universal rotation curve of spiral galaxies — I. The dark matter connection”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 281.1 (juill. 1996), p. 27-47. DOI : [10.1093/mnras/278.1.27](https://doi.org/10.1093/mnras/278.1.27). arXiv : [astro-ph/9506004](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9506004) [[astro-ph](#)].
- [83] PLANCK COLLABORATION et al. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. In : *Astronomy and Astrophysics* 641, A6 (sept. 2020), A6. DOI : [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910). arXiv : [1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209) [[astro-ph.CO](#)].
- [84] D. P. QUINN et al. “On the reported death of the MACHO era”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 396.1 (juin 2009), p. L11-L15. DOI : [10.1111/j.1745-3933.2009.00652.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00652.x). arXiv : [0903.1644](https://arxiv.org/abs/0903.1644) [[astro-ph.GA](#)].
- [85] D. RAGHAVAN et al. “A Survey of Stellar Families : Multiplicity of Solar-type Stars”. In : *The Astrophysical Journal Supplement* 190.1 (sept. 2010), p. 1-42. DOI : [10.1088/0067-0049/190/1/1](https://doi.org/10.1088/0067-0049/190/1/1). arXiv : [1007.0414](https://arxiv.org/abs/1007.0414) [[astro-ph.SR](#)].
- [86] C. RENAULT et al. “Observational limits on MACHOS in the Galactic Halo.” In : *Astronomy and Astrophysics* 324 (août 1997), p. L69-L72.
- [87] T. RIVINIUS, A. C. CARCIOFI et C. MARTAYAN. “Classical Be stars. Rapidly rotating B stars with viscous Keplerian decretion disks”. In : 21, 69 (oct. 2013), p. 69. DOI : [10.1007/s00159-013-0069-0](https://doi.org/10.1007/s00159-013-0069-0). arXiv : [1310.3962](https://arxiv.org/abs/1310.3962) [[astro-ph.SR](#)].
- [88] T. SAKO et al. “MOA-cam3 : a wide-field mosaic CCD camera for a gravitational microlensing survey in New Zealand”. In : *Experimental Astronomy* 22.1-2 (oct. 2008), p. 51-66. DOI : [10.1007/s10686-007-9082-5](https://doi.org/10.1007/s10686-007-9082-5). arXiv : [0804.0653](https://arxiv.org/abs/0804.0653) [[astro-ph](#)].
- [89] R. H. SANDERS. “Clusters of galaxies with modified Newtonian dynamics”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 342.3 (juill. 2003), p. 901-908. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06596.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06596.x). arXiv : [astro-ph/0212293](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212293) [[astro-ph](#)].
- [90] R. H. SANDERS. “The Published Extended Rotation Curves of Spiral Galaxies : Confrontation with Modified Dynamics”. In : *The Astrophysical Journal* 473 (déc. 1996), p. 117. DOI : [10.1086/178131](https://doi.org/10.1086/178131). arXiv : [astro-ph/9606089](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9606089) [[astro-ph](#)].
- [91] R. H. SANDERS et S. S. MCGAUGH. “Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter”. In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 40 (jan. 2002), p. 263-317. DOI : [10.1146/annurev.astro.40.060401.093923](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.40.060401.093923). arXiv : [astro-ph/0204521](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0204521) [[astro-ph](#)].

- [92] P. D. SERPICO et al. “Cosmic microwave background bounds on primordial black holes including dark matter halo accretion”. In : *Physical Review Research* 2.2, 023204 (mai 2020), p. 023204. DOI : [10.1103/PhysRevResearch.2.023204](https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.023204). arXiv : [2002.10771](https://arxiv.org/abs/2002.10771) [[astro-ph.CO](#)].
- [93] M. SPANO et al. “Long period variables in the Large Magellanic Cloud from the EROS-2 survey”. In : *Astronomy and Astrophysics* 536, A60 (déc. 2011), A60. DOI : [10.1051/0004-6361/201117302](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117302). arXiv : [1109.6132](https://arxiv.org/abs/1109.6132) [[astro-ph.SR](#)].
- [94] T. SUMI et al. “The Microlensing Event Rate and Optical Depth toward the Galactic Bulge from MOA-II”. In : *The Astrophysical Journal* 778.2, 150 (déc. 2013), p. 150. DOI : [10.1088/0004-637X/778/2/150](https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/2/150). arXiv : [1305.0186](https://arxiv.org/abs/1305.0186) [[astro-ph.GA](#)].
- [95] M. SUN et al. “Chandra Studies of the X-Ray Gas Properties of Galaxy Groups”. In : *The Astrophysical Journal* 693.2 (mars 2009), p. 1142-1172. DOI : [10.1088/0004-637X/693/2/1142](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/2/1142). arXiv : [0805.2320](https://arxiv.org/abs/0805.2320) [[astro-ph](#)].
- [96] R. A. SUNYAEV et Y. B. ZELDOVICH. “The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies”. In : *Comments on Astrophysics and Space Physics* 4 (nov. 1972), p. 173.
- [97] N. SUZUKI et al. “The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above $z > 1$ and Building an Early-type-hosted Supernova Sample”. In : *The Astrophysical Journal* 746.1, 85 (fév. 2012), p. 85. DOI : [10.1088/0004-637X/746/1/85](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/1/85). arXiv : [1105.3470](https://arxiv.org/abs/1105.3470) [[astro-ph.CO](#)].
- [98] H.-J. TIAN et al. “The Separation Distribution of Ultrawide Binaries across Galactic Populations”. In : *The Astrophysical Journal Supplement* 246.1, 4 (jan. 2020), p. 4. DOI : [10.3847/1538-4365/ab54c4](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab54c4). arXiv : [1909.04765](https://arxiv.org/abs/1909.04765) [[astro-ph.GA](#)].
- [99] P. TISSERAND et al. “Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds”. In : *Astronomy and Astrophysics* 469.2 (juill. 2007), p. 387-404. DOI : [10.1051/0004-6361:20066017](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066017). arXiv : [astro-ph/0607207](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607207) [[astro-ph](#)].
- [100] P. TISSERAND. “Recherche d’astres sombres massifs du halo galactique par la technique des microlentilles gravitationnelles avec les caméras d’EROS2”. Thèse de doct. Oct. 2004.
- [101] A. UDALSKI, M. K. SZYMAŃSKI et G. SZYMAŃSKI. “OGLE-IV : Fourth Phase of the Optical Gravitational Lensing Experiment”. In : *Acta Astronomica* 65.1 (mars 2015), p. 1-38. arXiv : [1504.05966](https://arxiv.org/abs/1504.05966) [[astro-ph.SR](#)].
- [102] A. UDALSKI et al. “The Optical Gravitational Lensing Experiment. Catalog of Microlensing Events in the Galactic Bulge”. In : *Acta Astronomica* 50 (mars 2000), p. 1-65. arXiv : [astro-ph/0002418](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002418) [[astro-ph](#)].
- [103] S. VALENTI et al. “Supernova 2013by : a Type IIL supernova with a IIP-like light-curve drop”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 448.3 (avr. 2015), p. 2608-2616. DOI : [10.1093/mnras/stv208](https://doi.org/10.1093/mnras/stv208). arXiv : [1501.06491](https://arxiv.org/abs/1501.06491) [[astro-ph.HE](#)].
- [104] V. VASKONEN et H. VEERMÄE. “Lower bound on the primordial black hole merger rate”. In : *Physical Review D* 101.4, 043015 (fév. 2020), p. 043015. DOI : [10.1103/PhysRevD.101.043015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.043015). arXiv : [1908.09752](https://arxiv.org/abs/1908.09752) [[astro-ph.CO](#)].

- [105] A. VIKHLININ et al. “Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters : Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation”. In : *The Astrophysical Journal* 640.2 (avr. 2006), p. 691-709. DOI : [10.1086/500288](https://doi.org/10.1086/500288). arXiv : [astro-ph/0507092](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0507092) [[astro-ph](#)].
- [106] B. A. WHITNEY et al. “Spitzer Sage Survey of the Large Magellanic Cloud. III. Star Formation and ~1000 New Candidate Young Stellar Objects”. In : *The Astronomical Journal* 136.1 (juill. 2008), p. 18-43. DOI : [10.1088/0004-6256/136/1/18](https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/1/18).
- [107] Ł. WYRZYKOWSKI et al. “The OGLE view of microlensing towards the Magellanic Clouds - III. Ruling out subsolar MACHOs with the OGLE-III LMC data”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 413.1 (mai 2011), p. 493-508. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2010.18150.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18150.x). arXiv : [1012.1154](https://arxiv.org/abs/1012.1154) [[astro-ph.GA](#)].
- [108] J. YOO, J. CHANAMÉ et A. GOULD. “The End of the MACHO Era : Limits on Halo Dark Matter from Stellar Halo Wide Binaries”. In : *The Astrophysical Journal* 601.1 (jan. 2004), p. 311-318. DOI : [10.1086/380562](https://doi.org/10.1086/380562). arXiv : [astro-ph/0307437](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0307437) [[astro-ph](#)].
- [109] Y. B. ZEL'DOVICH et I. D. NOVIKOV. “The Hypothesis of Cores Retarded during Expansion and the Hot Cosmological Model”. In : *Soviet Astronomy* 10 (fév. 1967), p. 602.
- [110] S. L. ZOUTENDIJK et al. “The MUSE-Faint survey. I. Spectroscopic evidence for a star cluster in Eridanus 2 and constraints on MACHOs as a constituent of dark matter”. In : *Astronomy and Astrophysics* 635, A107 (mars 2020), A107. DOI : [10.1051/0004-6361/201936155](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936155). arXiv : [2001.08790](https://arxiv.org/abs/2001.08790) [[astro-ph.GA](#)].
- [111] M. ZUMALACÁRREGUI et U. SELJAK. “Limits on Stellar-Mass Compact Objects as Dark Matter from Gravitational Lensing of Type Ia Supernovae”. In : *Physical Review Letters* 121.14, 141101 (oct. 2018), p. 141101. DOI : [10.1103/PhysRevLett.121.141101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.141101). arXiv : [1712.02240](https://arxiv.org/abs/1712.02240) [[astro-ph.CO](#)].
- [112] F. ZWICKY. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”. In : *Helvetica Physica Acta* 6 (jan. 1933), p. 110-127.
- [113] F. ZWICKY. “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae”. In : *The Astrophysical Journal* 86 (oct. 1937), p. 217. DOI : [10.1086/143864](https://doi.org/10.1086/143864).

Titre: Recherche de trous noirs de masse intermédiaire par effet de microlentille gravitationnelle avec les données combinées de MACHO et EROS

Mots clés: matière cachée, microlentilles, trous noirs

Résumé: La nature de la matière noire nous est encore inconnue. La découverte de trous noirs de masse intermédiaire par la détection d'ondes gravitationnelles a relancé l'hypothèse des trous noirs primordiaux comme composante majeure de la matière noire. Historiquement, les expériences de recherche d'effet de microlentille ont permis de poser des limites sur la présence d'objets jusqu'à une dizaine de masses solaires dans le halo de matière noire galactique. Cependant l'utilisation de l'effet de microlentille pour la détection d'objets plus massifs est limitée par la durée des expériences historiques, trop courtes individuellement pour être sensibles aux longs événements provoqués par des lentilles de grande masse. Ce travail de thèse porte sur la combinaison des catalogues EROS2 et MACHO vers le Grand Nuage de Magellan, deux expériences historiques de recherche d'effet de microlentille. La combinaison des catalogues porte de 6 à 10.5 an la durée totale d'observation pour 12.5×10^6 objets en commun, permet-

tant ainsi d'être sensible à de très long effets de microlentille provoqués par d'éventuels trous noirs primordiaux. Le travail de combinaison et d'analyse de ces données est présenté dans cette thèse. Des effets plus complexes pouvant intervenir lors d'un effet de microlentille ont été considérés. Par exemple, l'impact de la parallaxe sur l'efficacité de l'analyse a été prise en compte. Un soin particulier a été apporté à la compréhension du blinding, en utilisant les données des télescopes spatiaux Hubble et Gaia. Les données de Gaia ont en particulier permis d'estimer que la présence d'étoiles binaires dans les sources observées dans le LMC avait un effet négligeable dans le blinding pour des lentilles de $\sim 100M_{\odot}$. De nouvelles contraintes sont posées sur la proportion maximale d'objets compacts de masses comprises entre 1 et $1000 M_{\odot}$ dans le halo de matière noire galactique. Nous concluons que ces objets ne peuvent représenter une fraction importante de la masse du halo de la Voie Lactée.

Title: Search for intermediate mass black holes by gravitational microlensing with the combined MACHO and EROS data

Keywords: dark matter, microlensing, black holes,

Abstract: The nature of dark matter is still unknown. The discovery of intermediate-mass black holes through the detection of gravitational waves has renewed interest in the hypothesis of primordial black holes as a major component of dark matter. Historically, surveys searching for microlensing events have allowed to determine limits on the contribution to the galactic dark matter halo of objects up to ten solar masses. However, the use of the microlensing effect for the detection of more massive objects is limited by the duration of the historical experiments, which are too short to be individually sensitive to multi-year events caused by high-mass lenses. This thesis focuses on the combination of the EROS2 and MACHO catalogs of sources in the Large Magellanic Cloud, two historical microlensing experiments. This combination of catalogs extends the total observation time from around 6 to 10.5 years for 12.5×10^6 objects

in common, allowing to have a high sensitivity to very long microlensing effects caused by possible primordial black holes. The combination and analysis of these data is presented in this thesis. More complex effects that can occur during a microlensing effect have been considered. For example, the impact of parallax on the efficiency of the analysis has been taken into account. Particular care has been taken to understand the blinding, using data from the Hubble and Gaia space telescopes. The Gaia data allowed to estimate that the amount of binary stars amongst the sources observed in the LMC had a negligible effect on the blinding for lenses of $\sim 100M_{\odot}$. After studying the analysis efficiency, new constraints are put on the maximum contribution of compact objects with masses between 1 and $1000 M_{\odot}$ in the Galactic dark matter halo. We conclude that these objects cannot represent a significant fraction of the mass of the Milky Way halo.