

Recherche de matière sombre par effet de mirage gravitationnel dans les galaxies elliptiques

Auteur : Ruiz Lozano, Luca

Promoteur(s) : Magain, Pierre

Faculté : Faculté des Sciences

Diplôme : Master en sciences spatiales, à finalité approfondie

Année académique : 2017-2018

URI/URL : <http://hdl.handle.net/2268.2/5014>

Avertissement à l'attention des usagers :

Tous les documents placés en accès ouvert sur le site le site MatheO sont protégés par le droit d'auteur. Conformément aux principes énoncés par la "Budapest Open Access Initiative"(BOAI, 2002), l'utilisateur du site peut lire, télécharger, copier, transmettre, imprimer, chercher ou faire un lien vers le texte intégral de ces documents, les disséquer pour les indexer, s'en servir de données pour un logiciel, ou s'en servir à toute autre fin légale (ou prévue par la réglementation relative au droit d'auteur). Toute utilisation du document à des fins commerciales est strictement interdite.

Par ailleurs, l'utilisateur s'engage à respecter les droits moraux de l'auteur, principalement le droit à l'intégrité de l'oeuvre et le droit de paternité et ce dans toute utilisation que l'utilisateur entreprend. Ainsi, à titre d'exemple, lorsqu'il reproduira un document par extrait ou dans son intégralité, l'utilisateur citera de manière complète les sources telles que mentionnées ci-dessus. Toute utilisation non explicitement autorisée ci-avant (telle que par exemple, la modification du document ou son résumé) nécessite l'autorisation préalable et expresse des auteurs ou de leurs ayants droit.



RECHERCHE DE MATIÈRE
SOMBRE PAR EFFET DE
MIRAGE GRAVITATIONNEL
DANS LES GALAXIES
ELLIPTIQUES

Luca Ruiz Lozano

Mémoire présenté à l'épreuve du grade de Master en Sciences
Spatiales

Année académique 2017 - 2018

Promoteur : Pr. Pierre Magain

Université de Liège
Faculté des Sciences
Département d'Astrophysique, de Géophysique et d'Océanographie

You can achieve anything you want in life if you have the courage to dream it, the intelligence to make a realistic plan, and the will to see the plan through to the end.

Sidney A. Friedman

Table des matières

Remerciements	7
1 Objectifs et organisation du travail de recherche	8
1.1 Objectifs	8
1.2 Organisation	9
2 Contexte théorique	10
2.1 Informations générales	10
2.2 Équations : lentille symétrique	11
2.3 Equations : lentille réelle	14
2.4 Amplification des images	15
2.5 Délais temporels	19
2.6 La matière noire	20
2.7 Galaxies elliptiques	26
2.7.1 Généralités	26
2.7.2 Profil de luminosité	28
3 Pré-traitement des images	31
3.1 Données	31
3.2 Soustraction des sources	31
3.3 Soustraction du fond de ciel	34
3.4 Résultats du pré-traitement d'images	34
4 Étude du profil lumineux des galaxies lentilles	36
4.1 Mesure de l'angle d'inclinaison des galaxies sur les images NICMOS	37
4.2 Mesure de l'ellipticité des galaxies sur les images NICMOS	39
4.3 Mesure du rayon effectif des galaxies sur les images NICMOS	41
4.4 Détermination des paramètres structurels non convolués	43
4.5 Détermination de l'intensité centrale	46
5 Étude du profil de masse des galaxies lentilles	47
5.1 Logiciel Gravlens	47
5.2 Approche théorique du modèle SIE	49
5.3 Approche théorique du modèle de de Vaucouleurs	50
5.4 Résultats	51
5.4.1 Calcul du rayon d'Einstein	52

6	Détermination des rapports masse-luminosité	56
6.1	Estimation de la masse totale comprise dans R_{Ein}	56
6.2	Estimation de la luminosité totale comprise dans R_{Ein}	57
6.3	Estimation des rapports masse-luminosité	61
7	Résultats et discussion	63
7.1	Estimation des rapports R_{Ein}/R_{eff}	63
7.2	Résultats	64
7.3	Discussion finale	67
A	Profil de masse NFW	69
	Bibliographie	70

Table des figures

2.1	Schéma illustrant un mirage gravitationnel. Crédit : NASA	10
2.2	<i>Image de gauche</i> : mirage gravitationnel quadruple UZC J224030.2+032131. <i>Image de droite</i> : anneau d'Einstein LRG 3-757. Crédit : ESA/Hubble & NASA	11
2.3	Schéma illustrant le phénomène de mirage gravitationnel. Soient un observateur O, une lentille mince L, une source S et son image I définis par un angle et une distance de diamètre angulaire correspondants. Crédit : thèse de V. Chantry [9]	12
2.4	Exemple du phénomène cosmologique connu sous le nom d'anneau d'Einstein (partiel), causé par le centre de l'amas SDSSJ0146-0929 composé d'une centaine de galaxies. Crédit : ESA/Hubble & NASA	13
2.5	Schéma illustrant le phénomène de mirage gravitationnel dans le plan de la lentille. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]	16
2.6	<i>Image de gauche</i> : Courbes critiques pour une lentille elliptique. <i>Image de droite</i> : Courbes caustiques correspondantes. Les numéros représentent le nombre d'images formées en fonction de la position de la source ponctuelle. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]	17
2.7	<i>Panneau de gauche</i> : Cas où la source traverse un pli de la caustique. Les couleurs définissent la concordance entre la position de la source (schéma à droite) et la configuration de son image formée dans le plan de la lentille (schéma à gauche). <i>Panneau de droite</i> : Cas où la source traverse une pointe de la caustique. Même définition adoptée pour les couleurs. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]	18
2.8	Représentation des deux effets κ et γ . Crédit : Mémoire de J. Biernaux [3]	18
2.9	Courbes de lumière de HE 0435-1223 obtenues par quatre télescopes et décalées par des délais temporels de $\Delta t_{BA} = 8.4$ jours, $\Delta t_{BC} = 7.8$ jours, $\Delta t_{BD} = -6.5$ jours. Crédit : F. Courbin [13]	20
2.10	Courbe de rotation de la galaxie Andromède. Crédit : V. Rubin [43]	21
2.11	Courbes de rotation de plusieurs galaxies spirales. Crédit : Rubin, Ford et Thonnard (1978) [44]	22
2.12	Dispersion des vitesses en fonction de la distance au centre exprimée en rayon effectif de trois galaxies elliptiques. Crédit : A. Romanosky [42]	23
2.13	Comparaison des courbes de rotation observées et pour un modèle sans matière noire. Crédit : M. Cappellari & The Sloan Digital Sky Survey [7]	25
2.14	Loi montrant que la rotation des galaxies est spécifiée par la matière visible. Crédit : McGaugh et al. (2016)	26
2.15	Séquence de Hubble. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]	27
2.16	Schéma d'une ellipse repérée par son demi-grand axe a et son demi-petit axe b .	27

2.17	Différents ajustements du profil de Sérsic pour différentes valeurs du paramètre n . Crédit : cours Formación y Evolución de Galaxias, A. Gil de Paz [23]	29
2.18	Illustration de l'effet de twisting due à la non-superposition des demi-grands axes des isophotes dans une galaxie elliptique. Crédit : mémoire de J. Biernaux [3]	30
2.19	Représentation des différentes formes des isophotes dans une galaxie elliptique. <i>Image de gauche</i> : forme <i>boxy</i> , plus rectangulaire que l'ellipse. <i>Image de droite</i> : forme <i>disky</i> , plus triangulaire que l'ellipse. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]	30
3.1	Résultats obtenus aux différentes étapes du programme de pré-traitement pour HE1104-1805. En parcourant de gauche à droite et de haut en bas, on a : 1) observation originale de Hubble ; 2) les deux images déconvoluées de la source ; 3) les deux images convoluées de la source par la PSF ; 4) la galaxie lentille HE1104- 1805 après soustraction des images de la source.	33
3.2	Zones utilisées pour l'estimation de la constante du fond de ciel pour HE1104-1805.	34
3.3	Comparaison entre les images des différents mirages avant (gauche) et après pré- traitement (droite). <i>Images du haut</i> : HE1104-1805, <i>du milieu</i> : SBS1520+530 et <i>du bas</i> : HE0047-1756	35
4.1	Illustration de la méthode de détermination de l'angle d'orientation de la galaxie lentille. Crédit : Biernaux et al. (2015) [4]	37
4.2	Variation de la différence des intensités en fonction de l'angle d'orientation du masque pour HE1104-1805.	38
4.3	Illustration de la méthode de détermination de l'ellipticité de la galaxie lentille. Crédit : Biernaux et al (2015) [4]	39
4.4	Variation de la différence des intensités en fonction de l'angle d'orientation du masque pour HE1104.	40
4.5	Effets du rayon du masque sur l'angle d'orientation (gauche) et l'ellipticité (droite) de HE0435-1223.	41
4.6	Régression linéaire de $\ln I$ vs $R^{1/4}$ pour les données de HE1104-1805.	43
4.7	Procédures du programme de déconvolution des paramètres structurels.	45
5.1	Illustration de la détermination de l'erreur sur le rayon d'Einstein.	53
5.2	Courbes critiques (gauche) et courbes caustiques (droite) de SBS1520-530 asso- ciées au modèle SIE (haut) et au modèle de Vaucouleurs (bas) pour une valeur de $H_0 = 63.7 \pm 2.3$ km/sMpc	54
5.3	Courbes critiques (gauche) et courbes caustiques (droite) de SBS1520-530 asso- ciées au modèle SIE (haut) et au modèle de Vaucouleurs (bas) pour une valeur de $H_0 = 73.24 \pm 1.7$ km/sMpc	55
6.1	Flux mesuré par interpolation entre les flux de bandes spectrales voisines	59
7.1	Rapports masse-luminosité des galaxies lentilles étudiées pour les modèles SIE et de Vaucouleurs avec $H_0 = 63.7 \pm 2.3$ km s ⁻¹ Mpc ⁻¹ (graphique du haut) et avec $H_0 = 73.24 \pm 1.7$ km s ⁻¹ Mpc ⁻¹ (graphique du bas).	66
7.2	Mirage gravitationnel HE0047-1756 après soustraction des images de la source d'une intensité originale (gauche) et d'une intensité diminuée de 10 % (droite).	68

Liste des tableaux

3.1 Informations générales sur l'échantillon étudié. Crédit : base de données CASTLES, http://www.cfa.harvard.edu/castles/	31
4.1 Valeurs moyennes des angles d'orientation des différentes galaxies et valeurs des angles de rotation de l'instrument pour travailler dans le repère <i>Nord Up - East Left</i>	39
4.2 Valeurs moyennes des ellipticités des différentes galaxies.	40
4.3 Valeurs moyennes des rayons effectifs des différentes galaxies.	43
4.4 Valeurs moyennes des paramètres structurels convolués des différentes galaxies.	44
4.5 Valeurs moyennes des paramètres structurels des différentes galaxies.	44
5.1 Valeurs de l'astrométrie, des délais temporels et des rapports de flux provenant de la littérature pour les mirages doubles étudiés	49
5.2 Valeurs du χ^2 des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de H_0	51
5.3 Valeurs du rayon d'Einstein R_{Ein} et de son erreur des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de H_0	53
6.1 Valeurs de la masse totale comprise dans le rayon d'Einstein R_{Ein} et de son erreur des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble	57
6.2 Valeurs des facteurs de conversion, de sensibilité et du temps d'exposition propre aux observations. Crédit : Hubble Space Telescope	58
6.3 Valeurs de la correction K calculée sur base de l'équation 6.20 pour tous les mirages doubles	60
6.4 Flux solaire dans la bande H à la distance des galaxies lentilles en fonction de la constante de Hubble	61
6.5 Flux lumineux dans la bande H compris dans le rayon d'Einstein des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble avec leurs incertitudes	61
6.6 Rapports masse-luminosité des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble avec leurs incertitudes	62
7.1 Rapports rayon d'Einstein-rayon effectif des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble avec leurs incertitudes	64
7.2 Masses et flux lumineux dans la bande H compris dans le rayon d'Einstein permettant de calculer les rapports masse-luminosité de HE0047-1756 en fonction des modèles SIE et de Vaucouleurs et de la valeur de la constante de Hubble.	67

Remerciements

Tout d'abord, je remercie monsieur Pierre Magain pour m'avoir confié ce sujet passionnant et pour avoir répondu à chacune de mes questions. Je tiens également à remercier monsieur Dominique Sluse pour ses judicieux conseils concernant l'étude des profils de masse. Je n'oublie pas monsieur Guy Munhoven pour l'installation d'une machine virtuelle et madame Sandrine Sohy pour son aide précieuse dans l'utilisation de celle-ci. Ensuite, merci à tous les membres du comité de lecture pour le temps et l'attention qu'ils ont portés à ce travail et à toutes les personnes qui ont pu m'aider durant cette année, notamment monsieur Armando Gil de Paz. Enfin, je tiens à remercier infiniment Judith Biernaux pour sa prise en charge, sa patience, ses explications, ses conseils et son aide précieuse apportée, même lorsque j'étais en séjour d'échange en Espagne.

Ensuite, je remercie mes amis, avec qui je termine cette dernière année d'étude, pour tous ces bons moments passés ensemble. Pour finir, je souhaite remercier du plus profond de mon cœur mes parents qui m'ont toujours soutenu et conseillé de la plus belle des manières.

Chapitre 1

Objectifs et organisation du travail de recherche

1.1 Objectifs

À l'heure actuelle, de multiples études montrent l'existence de halos de matière sombre autour des galaxies spirales. Cette hypothèse peut être mise en évidence par des études observationnelles. En effet, l'étude des courbes de rotation de telles galaxies montre des valeurs supérieures aux prédictions pour leurs étoiles et gaz se situant aux régions externes du disque galactique. Cette découverte se traduit par une augmentation de la masse à l'extérieur de la galaxie [30]. Les théories et simulations extragalactiques d'aujourd'hui prédisent la formation de galaxies elliptiques par la fusion de galaxies spirales. Il est donc logique de penser qu'un halo de matière noire entoure également ce type de galaxies [23]. Cependant, l'existence de halos sombres autour des galaxies elliptiques n'est pas encore avérée. De ce fait, en 2013, Magain et Chantry [31] ont testé l'hypothèse de halo de matière sombre sur un échantillon de quinze galaxies lentilles *early-type*¹. Ils ont utilisé le phénomène de mirage gravitationnel qui produit de solides mesures sur la masse totale présente dans un disque de rayon égal au rayon d'Einstein. Les auteurs de la publication affirment que les rapports masse-luminosité des galaxies lentilles étudiées ne semblent pas dépendre de la distance galactocentrique. Autrement dit, la distribution de matière semble suivre la distribution lumineuse. Ils montrent également que la valeur de ces rapports excède, au maximum, d'un facteur 2 les prédictions des modèles de populations stellaires. Magain et Chantry (2013) mettent donc à mal l'hypothèse de halo de matière sombre autour de galaxies *early-type*. L'existence de matière sombre baryonique suivant la distribution lumineuse au sein de telles galaxies peut être une solution au problème.

Par la suite, dans un souci de continuité, Biernaux (2014) [3] a repris une partie de l'échantillon étudié par Magain et Chantry (2013). En modifiant la méthode de travail, l'auteur a testé l'hypothèse de halo de matière sombre autour de galaxies elliptiques à travers des mirages gravitationnels quadruples. Sa conclusion rejoint celle de Magain et Chantry (2013). Les résultats sont incompatibles avec l'existence de halo de matière sombre mais peuvent s'expliquer par la présence de matière baryonique sombre au sein des galaxies elliptiques.

1. Galaxies elliptiques et lenticulaires

Concernant ce travail de recherche, l'objectif est de nouveau de tester l'hypothèse de halo de matière sombre autour de galaxies elliptiques grâce au phénomène de mirage gravitationnel. Il se situe donc dans la continuité des études précédentes. En revanche, un échantillon de mirages gravitationnels doubles et non pas quadruples est sélectionné. De par la nature différente des objets étudiés, la méthode de travail adoptée diffère également de Biernaux (2014).

1.2 Organisation

Comme énoncé à la section précédente, l'objectif est d'étudier la distribution de la matière noire autour de galaxies elliptiques. Pour cela, il est nécessaire d'estimer le rapport masse-luminosité dans un disque de rayon égal au rayon d'Einstein. Le travail est donc séparé en deux grandes parties : la première partie se base sur l'étude de la distribution lumineuse et la deuxième partie sur l'étude de la distribution de matière. La structure de la recherche est présentée ci-dessous.

ÉTUDE DE LA DISTRIBUTION LUMINEUSE

1) Les images des mirages gravitationnels doubles proviennent de la caméra NICMOS du *Hubble Space Telescope*. Elles sont soumises dans un premier temps à un pré-traitement d'images dont l'objectif est d'améliorer la visibilité de la galaxie lentille (Chapitre 3).

2) Une fois que la visibilité de la galaxie lentille est maximisée, un profil de luminosité est déterminé sur chaque image. Pour cela, une étude des paramètres² morphologiques et caractéristiques des galaxies lentilles est requise (Chapitre 4).

ÉTUDE DE LA DISTRIBUTION DE MATIÈRE

3) Dans cette deuxième partie, la théorie des mirages gravitationnels est utilisée. Les profils de masse sont estimés pour chaque galaxie lentille étudiée et les rayons d'Einstein de chaque environnement sont calculés. Les distributions de masse avec et sans halo de matière sombre sont ensuite comparées aux observations (Chapitre 5).

4) Pour terminer, à partir des profils de luminosité et de masse calculés auparavant, les rapports masse-luminosité sont estimés au sein du rayon d'Einstein de chaque mirage gravitationnel double et pour chaque modèle choisi (avec ou sans halo de matière sombre). Les résultats obtenus permettent alors de vérifier ou non l'hypothèse de la présence de halo de matière sombre autour de galaxies elliptiques (Chapitre 6 et 7).

Concernant le Chapitre 2, les notions théoriques nécessaires pour ce travail, soient la théorie des mirages gravitationnels, le concept de matière sombre et l'étude morphologique des galaxies elliptiques, y sont explicitées.

2. Intensité centrale, angle d'orientation, ellipticité, rayon effectif, etc.

Chapitre 2

Contexte théorique

2.1 Informations générales

Grâce à la théorie de la Relativité Générale, Albert Einstein prédit la déformation de l'espace-temps en 1916 [16]. Une masse importante peut dévier la trajectoire d'un faisceau lumineux. Une preuve observationnelle d'une telle prédiction est le phénomène de *mirage gravitationnel* [31].

Un mirage gravitationnel est produit par la présence d'une masse suffisamment dense entre un observateur et une source lumineuse. Si cette masse est suffisamment dense pour que son champ gravitationnel déforme significativement l'espace-temps en son voisinage, elle est capable de dévier la trajectoire de rayons lumineux passant dans son environnement (voir Figure 2.1). Elle agit dès lors comme une lentille gravitationnelle. Du point de vue de l'observateur, ce phénomène provoque une déformation et/ou une multiplication de l'image de la source dans le cas d'une lentille gravitationnelle forte. Ce travail se focalise sur ce type d'objets.

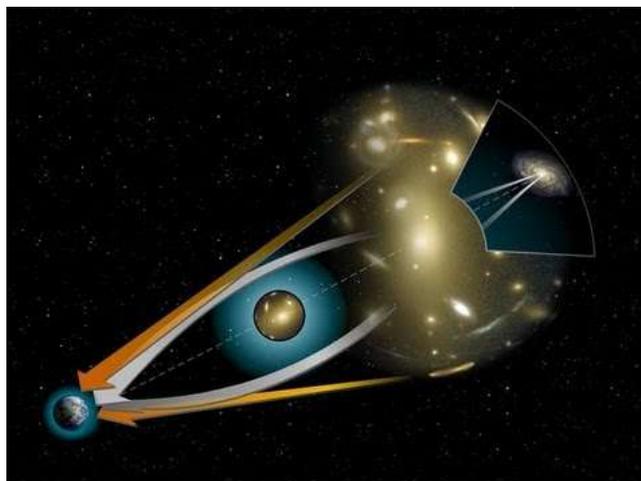


FIGURE 2.1 – Schéma illustrant un mirage gravitationnel. Crédit : NASA

Selon la capacité de la masse défectrice à dévier les rayons lumineux en son voisinage et selon l’alignement entre l’observateur, la lentille et la source lumineuse, le résultat observé diffère. Les images multiples peuvent être au nombre de deux ou quatre, et des images diffuses, déformées et amplifiées peuvent apparaître sous forme d’arcs ou d’anneaux entiers, appelés anneaux d’Einstein [30].

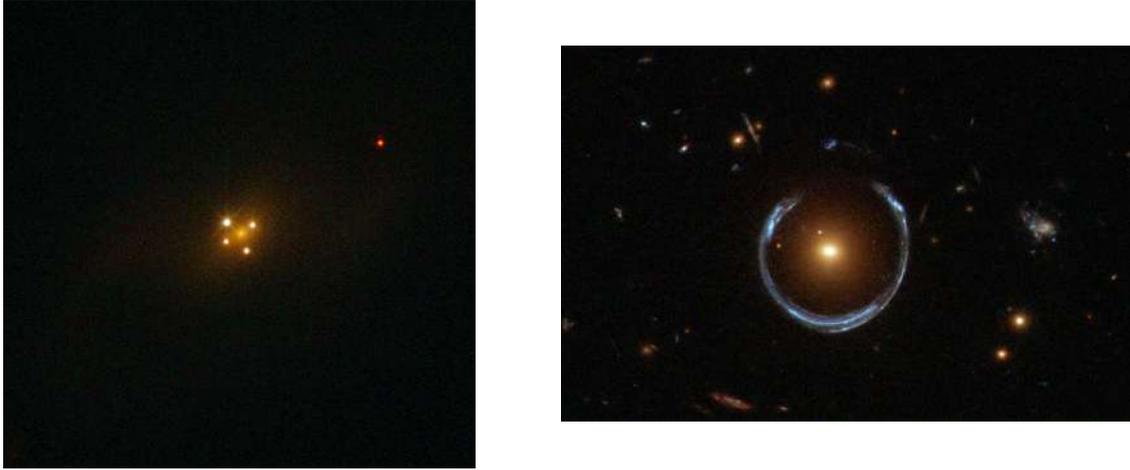


FIGURE 2.2 – *Image de gauche* : mirage gravitationnel quadruple UZC J224030.2+032131. *Image de droite* : anneau d’Einstein LRG 3-757. Crédit : ESA/Hubble & NASA

2.2 Équations : lentille symétrique

Tous les développements mathématiques suivants proviennent principalement de la thèse de Virginie Chantry (2009) [9] et du cours d’Astrophysique Extragalactique de Pierre Magain [30].

Soit une lentille gravitationnelle L , l’angle de déflexion est donné par

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

avec la constante gravitationnelle G ($(6.67428 \pm 0.00067) * 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$), la masse de la galaxie défectrice M , la vitesse de la lumière c ($2.99792458 * 10^8 m/s$) et le paramètre d’impact ξ . Ce dernier est la distance projetée séparant la galaxie lentille et la trajectoire du rayon lumineux dévié dans le plan de la lentille comme illustré à la Figure 2.3.

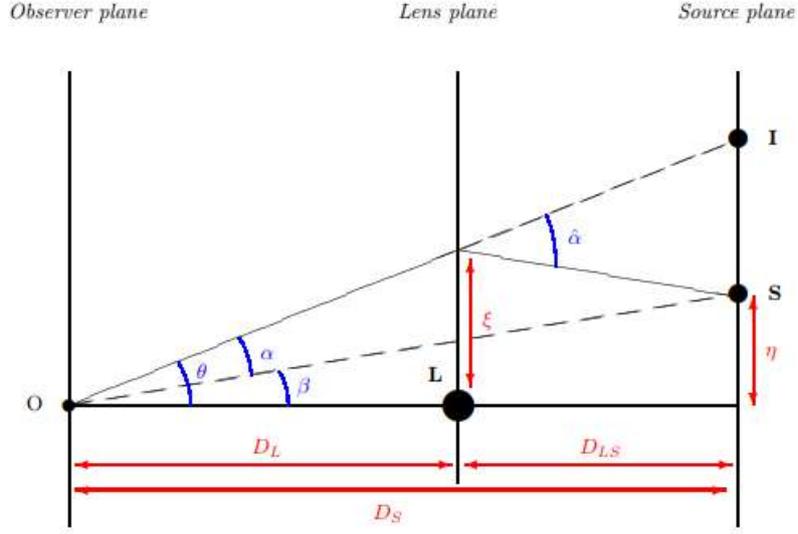


FIGURE 2.3 – Schéma illustrant le phénomène de mirage gravitationnel. Soient un observateur O, une lentille mince L, une source S et son image I définis par un angle et une distance de diamètre angulaire correspondants. Crédit : thèse de V. Chantry [9]

En se basant sur la Figure 2.3 on définit D_L comme la distance de diamètre angulaire entre le plan de l'observateur et le plan de la galaxie lentille, D_{LS} comme la distance de diamètre angulaire entre le plan de la galaxie lentille et celui de la source et enfin, D_S comme la distance de diamètre angulaire entre le plan de l'observateur et celui de la source. Il est raisonnable d'émettre les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Toute la masse défectrice se situe à égale distance de l'observateur (lentille mince)
- Les angles sont considérés petits (hypothèse des petits angles) et permettent d'écrire :

$$\theta D_S = \beta D_S + \hat{\alpha} D_{LS} \quad (2.2)$$

β est défini géométriquement par

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

avec $\alpha(\theta)$ l'angle de déflexion réduit vu par l'observateur. Il correspond au déplacement angulaire apparent entre la source et son image. Cet angle se définit comme

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S} \hat{\alpha} \quad (2.4)$$

Dans le cas d'une lentille à symétrie circulaire, l'expression 2.1 devient alors

$$\hat{\alpha}(\xi) = \frac{4GM(\xi)}{c^2\xi} \quad (2.5)$$

avec $M(\xi)$, la masse comprise dans la région de rayon ξ par rapport au centre.

En introduisant l'équation 2.5 dans 2.4, l'angle de déflexion réduit se définit comme

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S} \frac{4GM(\xi)}{c^2\xi} \quad (2.6)$$

En sachant que le paramètre d'impact $\xi = \theta D_L$, l'expression 2.6 devient

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_L D_S} \frac{4GM(\xi)}{\theta c^2} \quad (2.7)$$

Dès lors, l'équation de la lentille 2.3 peut s'exprimer comme

$$\beta = \theta - \frac{D_{LS}}{D_L D_S} \frac{4GM(\xi)}{\theta c^2} \quad (2.8)$$

Un résultat a été prédit par Albert Einstein en 1936 [17]. Si l'angle β , soit l'angle entre le déflecteur et la position réelle de la source lumineuse, est nul, c'est-à-dire, si la source, la lentille et l'observateur sont parfaitement alignés, l'équation 2.8 s'écrit

$$\theta_E = \sqrt{\frac{D_{LS}}{D_L D_S} \frac{4GM(\xi)}{c^2}} \quad (2.9)$$

avec θ_E exprimant le rayon d'Einstein.

Dans ce cas précis, l'image produite est un anneau circulaire entier autour de la lentille, baptisé *anneau d'Einstein*. Le rayon de cet anneau est θ_E , le rayon d'Einstein. Au vu de l'équation 2.9, une estimation de la masse à l'intérieur de θ_E peut être obtenue uniquement sur base des distances entre les protagonistes et de constantes fondamentales.

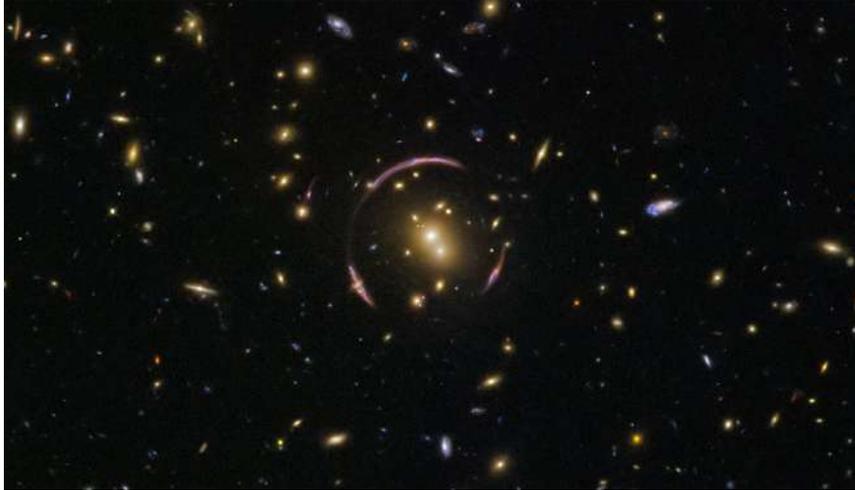


FIGURE 2.4 – Exemple du phénomène cosmologique connu sous le nom d'anneau d'Einstein (partiel), causé par le centre de l'amas SDSSJ0146-0929 composé d'une centaine de galaxies. Crédit : ESA/Hubble & NASA.

En considérant la densité surfacique moyenne à l'intérieur du paramètre d'impact ξ ,

$$\Sigma = \frac{M}{\pi\xi^2} = \frac{M}{\pi(\theta D_L)^2} \quad (2.10)$$

et en l'introduisant dans l'expression 2.7, on obtient

$$\alpha(\theta) = \frac{4\pi G}{c^2} \frac{D_{LS} D_L}{D_S} \Sigma \theta \quad (2.11)$$

La densité surfacique critique est alors définie comme $\Sigma_c = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_S}{D_{LS} D_L}$ et 2.11 devient

$$\alpha(\theta) = \frac{\Sigma}{\Sigma_c} \theta = \kappa \theta \quad (2.12)$$

où κ est appelée la convergence.

Il est intéressant de noter que la densité moyenne surfacique à l'intérieur du rayon d'Einstein est donnée par

$$\Sigma(\theta_E) = \frac{M}{\pi(\theta_E D_L)^2} \quad (2.13)$$

En reprenant l'expression 2.9, on s'aperçoit que $\Sigma(\theta_E) = \Sigma_c$. Par définition, le rayon d'Einstein est le rayon angulaire repérant une région à l'intérieur de laquelle la densité moyenne surfacique est égale à sa valeur critique.

Ensuite, partant de l'équation de la lentille 2.8 combinée avec la définition du rayon d'Einstein 2.9, on tombe sur une équation du second degré pour une lentille ponctuelle

$$\theta^2 - \beta\theta - \theta_E^2 = 0 \quad (2.14)$$

qui donne comme solutions

$$\theta_{\pm} = \frac{1}{2}(\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}) \quad (2.15)$$

Dans ce cas-ci, deux images sont toujours produites. Une est située à l'intérieur du rayon d'Einstein, θ_- , tandis que l'autre se trouve à l'extérieur, θ_+ . Ces deux solutions représentent donc les positions des deux images.

2.3 Equations : lentille réelle

Bien évidemment, toutes les lentilles ne présentent pas une symétrie circulaire. Pour s'approcher de la réalité, cette section expose le cas d'une lentille générale. On considère un vecteur à deux dimensions $\vec{\xi} = (\xi_x, \xi_y)$ repérant dans le plan de la lentille chaque point de la lentille réelle. De plus, on définit la densité surfacique $\Sigma(\vec{\xi})$ repéré par ce vecteur. L'équation 2.5 devient alors pour une lentille réelle

$$\widehat{\vec{\alpha}}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int \int \frac{\Sigma(\vec{\xi}')(\vec{\xi} - \vec{\xi}')}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|} d\xi' \quad (2.16)$$

Les contributions de chaque point sont donc additionnées. Comme $\vec{\xi} = D_L \vec{\theta}$, l'angle de déflexion réduit (2.4) s'exprime par

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{D_{LS}}{D_S} \vec{\alpha}(D_L \theta) \quad (2.17)$$

Par l'équation 2.16, on obtient finalement

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{4G}{c^2} \frac{D_L D_{LS}}{D_S} \int \int \frac{\Sigma(\vec{\theta}')(\vec{\theta} - \vec{\theta}')}{|\vec{\theta} - \vec{\theta}'|} d\vec{\theta}' \quad (2.18)$$

Pour terminer, on définit le potentiel de déflexion $\hat{\psi}$ vérifiant $\vec{\alpha} = \vec{\nabla} \hat{\psi}$. On a

$$\hat{\psi}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int \int \Sigma(\vec{\xi}') \ln |\vec{\xi} - \vec{\xi}'| d\vec{\xi}' \quad (2.19)$$

Grâce à l'équation de Poisson, ce potentiel de déflexion est lié à la convergence κ .

$$\vec{\nabla}^2 \hat{\psi}(\vec{\xi}) = 2\kappa(\vec{\xi}) \quad (2.20)$$

De la même manière que pour l'équation 2.17, on peut définir le potentiel de déflexion réduit dépendant de θ .

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int \int \kappa(\vec{\theta}') \ln |\vec{\theta} - \vec{\theta}'| d\vec{\theta}' \quad (2.21)$$

Enfin, l'angle $\vec{\beta}$ est exprimé en fonction de l'angle $\vec{\theta}$ comme

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\nabla} \psi(\vec{\theta}) \quad (2.22)$$

Cette expression tout à fait générale de β en fonction de θ est appelée l'équation de la lentille. Elle est utilisée pour la modélisation de la distribution de masse dans le Chapitre 5.

2.4 Amplification des images

En plus de l'effet de déformation et de multiplication de l'image de la source, un mirage gravitationnel peut également produire une amplification ou une diminution du flux lumineux reçu par un observateur comparé à celui qui serait observé si le phénomène de mirage gravitationnel n'existait pas. L'explication réside dans la conservation de la brillance de surface de la source sans toutefois conserver les angles solides. Par définition, l'amplification μ est égale au rapport des surfaces de l'image par rapport à celle de la source.

$$\mu = \frac{d\Omega_I}{d\Omega_S} \quad (2.23)$$

À la Figure 2.5, est illustré l'équation 2.23. La masse M centrale déforme l'espace-temps en son voisinage. Il en résulte une déformation du trajet des rayons lumineux provenant de la source S . Une image de cette dernière se trouve à l'intérieur du rayon d'Einstein alors que la deuxième est à l'extérieur. L'amplification est définie comme $d\Omega_{I_+}/d\Omega_S$ pour l'image I_+ et comme $d\Omega_{I_-}/d\Omega_S$ pour I_- .

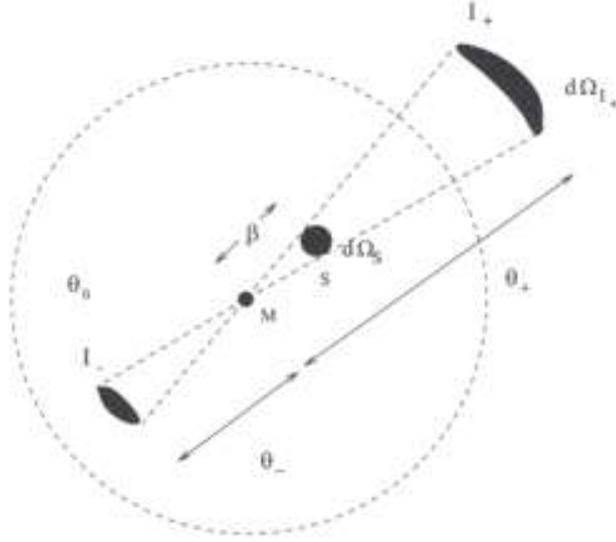


FIGURE 2.5 – Schéma illustrant le phénomène de mirage gravitationnel dans le plan de la lentille. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]

Dans le cas d'une lentille à symétrie circulaire, l'amplification s'écrit comme

$$\mu = \frac{\theta}{\beta} \frac{d\theta}{d\beta} \quad (2.24)$$

Dans la section précédente, l'équation de la lentille 2.14 donne une expression de $\theta(\beta)$. Elle est à dériver pour obtenir la valeur de l'amplification. Le résultat est

$$\mu_{\pm} = \frac{1}{4} \left(\frac{\sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}}{\beta} + \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}} \pm 2 \right) \quad (2.25)$$

En introduisant le paramètre u , défini par β/θ_E soit le rapport entre la séparation entre la source et la lentille et le rayon d'Einstein, l'amplification s'écrit comme

$$\mu_{\pm} = \left(\frac{u^2 + 2}{2u\sqrt{u^2 + 4}} \pm \frac{1}{2} \right) \quad (2.26)$$

Cette fois-ci, l'expression montre qu'une image est toujours amplifiée (+) tandis que l'autre est soit amplifiée soit atténuée (-). Pour terminer, l'amplification totale du flux s'obtient en additionnant l'amplification des deux images.

$$\mu = |\mu_+| + |\mu_-| = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (2.27)$$

Dans le cas théorique de lentilles ponctuelles, le paramètre d'impact β peut être égal à une valeur nulle. Dans ce cas, u est également nul. L'amplification totale tend alors vers l'infini, elle diverge. Naturellement, dans le cas contraire, si u tend vers l'infini alors l'amplification tend vers 1. La trajectoire des rayons de la source ne traverse pas la région de l'espace-temps déformée par le champ de gravitation de la lentille. L'image de la source n'est en rien modifiée.

Cette notion d'amplification totale est importante surtout si la séparation des images est trop petite. Seule une modification du flux peut alors être détectée. À noter qu'il existe trois catégories de mirages gravitationnels : les lentilles gravitationnelles fortes, les lentilles gravitationnelles faibles et les microlentilles gravitationnelles. Pour les lentilles gravitationnelles faibles, une formation d'images multiples de la source est impossible. Une déformation de l'image peut cependant être détectée. Pour les microlentilles, le seul moyen de détection réside dans la variation du flux lumineux car la séparation angulaire des différentes images est trop faible pour qu'elles puissent être résolues.

Pour une lentille non ponctuelle, la définition 2.17 se généralise comme

$$\mu = \left[\det \left| \frac{\partial \beta}{\partial \theta} \right| \right]^{-1} \quad (2.28)$$

Pour certaines positions dans le plan de la lentille, cette amplification diverge, c'est-à-dire, le déterminant 2.28 atteint zéro. Ces positions forment les *courbes critiques* de la lentille. Les projections de ces courbes dans le plan de la source définissent des régions nommées *courbes caustiques*. La forme de ces courbes dépend directement de la distribution de masse de la lentille gravitationnelle. Il convient de traiter le cas de lentilles elliptiques, pertinentes dans le cadre de ce travail. La forme des courbes pour ce type de lentilles non-ponctuelles est représentée à la Figure 2.6

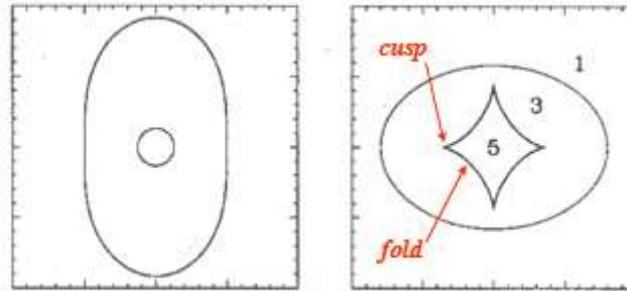


FIGURE 2.6 – *Image de gauche* : Courbes critiques pour une lentille elliptique. *Image de droite* : Courbes caustiques correspondantes. Les numéros représentent le nombre d'images formées en fonction de la position de la source ponctuelle. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]

Le nombre et l'apparence des images formées dépendent de la position de la source ponctuelle par rapport aux courbes caustiques. En règle générale, une image se trouve toujours à la même position que la lentille dans le plan de celle-ci. Pour cette raison, son flux est fortement atténué et seulement 2 ou 4 images sont observées. Cependant, le nombre réel d'images est toujours impair.

Pour une source se rapprochant de la lentille, la configuration des images dépend de la manière dont la source traverse une courbe caustique : soit par une pointe appelée *cusp* soit par un pli appelé *fold*. Les deux situations sont illustrées à la Figure 2.7

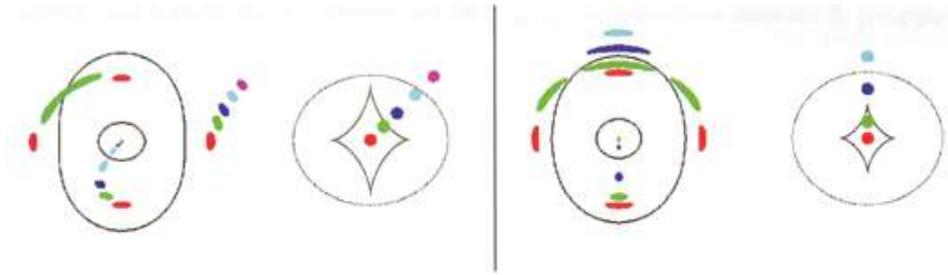


FIGURE 2.7 – *Panneau de gauche* : Cas où la source traverse un pli de la caustique. Les couleurs définissent la concordance entre la position de la source (schéma à droite) et la configuration de son image formée dans le plan de la lentille (schéma à gauche). *Panneau de droite* : Cas où la source traverse une pointe de la caustique. Même définition adoptée pour les couleurs. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]

Pour des lentilles non-ponctuelles, l'amplification totale ne diverge jamais. En effet, μ est défini comme l'intégrale sur la surface de la source. Une autre propriété intéressante est le fait qu'il existe toujours une image aussi brillante que la source [46].

Les actions d'une lentille gravitationnelle sur les images d'une source sont représentées par deux paramètres : κ et γ . La convergence κ indique une amplification ou diminution du flux reçu en agrandissant ou diminuant de manière isotrope la surface de l'image. Le second paramètre est appelé le cisaillement γ . Il correspond à la déformation de l'image causée par un étirement tangentiel de celle-ci. Habituellement, le terme de cisaillement est séparé en une somme de deux contributions. D'une part, la lentille gravitationnelle elle-même participe à cette déformation. D'autre part, si, le long de la ligne de visée, un autre objet contribue au phénomène de mirage gravitationnel, son effet est représenté par un cisaillement *extérieur*. Par définition, le cisaillement γ s'obtient par

$$\gamma = \gamma_{int} + \gamma_{ext} \quad (2.29)$$

avec γ_{int} , le cisaillement causé par la lentille et γ_{ext} , celui causé par tout autre objet comme par exemple une autre galaxie.

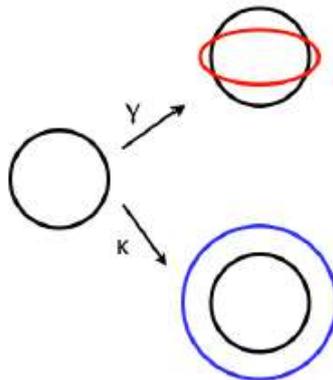


FIGURE 2.8 – Représentation des deux effets κ et γ . Crédit : Mémoire de J. Biernaux [3]

2.5 Délais temporels

Les rayons lumineux de différentes images formées par un défecteur empruntent différents chemins pour atteindre l'observateur. Pour des photons émis simultanément par une source, cette différence géométrique donne des délais temporels entre les images. De plus, un effet relativiste contribue également à ces différences de temps. Il s'agit de l'effet Shapiro qui prédit un ralentissement des photons lors du passage dans un champ gravitationnel [49].

Ces délais temporels peuvent être estimés en cas de variabilité du flux lumineux de la source. C'est le cas pour les quasars. La modification du flux ne se détecte pas au même instant pour toutes les images à cause de la différence de chemin optique et de l'effet Shapiro. Ces deux contributions donnent une expression théorique pour les temps de parcours.

$$\tau_{geom}(\vec{\theta}) = \frac{1}{2c}(1+z_L)\frac{D_LD_S}{D_LS}(\vec{\theta} - \vec{\beta})^2 \quad (2.30)$$

$$\tau_{Shap}(\vec{\theta}) = -\frac{1}{c}(1+z_L)\hat{\psi}(\vec{\xi}) + C \quad (2.31)$$

avec le redshift de la lentille z_L , le potentiel de déflexion $\hat{\psi}(\vec{\xi})$ et la constante d'intégration C . En additionnant 2.30 et 2.31, on obtient l'expression du temps de parcours total entre la source et l'observateur :

$$\tau_{tot}(\vec{\theta}) = \frac{1}{c}(1+z_L)\frac{D_LD_S}{D_LS} \left[\left(\frac{1}{2}\vec{\theta} - \vec{\beta} \right)^2 - \psi(\vec{\theta}) \right] + C \quad (2.32)$$

La différence des temps d'arrivée de deux images A et B se note comme

$$\Delta t_{AB} = \tau_B - \tau_A = \frac{1+z_L}{c}\frac{D_LD_S}{D_LS} \left[(\vec{\theta}_B - \vec{\beta})^2 - (\vec{\theta}_A - \vec{\beta})^2 - \psi(\vec{\theta}_B) - \psi(\vec{\theta}_A) \right] \quad (2.33)$$

Sur base de mesures photométriques grâce à la variation non simultanée du flux des images, le délai temporel est mesurable. La Figure 2.9 reprend des données photométriques servant à cette détermination. L'objet observé est le mirage quadruple HE 0435-1223. Quatre télescopes sont utilisés pour détecter une variation du flux lumineux de chaque image de la source.

Cette notion est très importante pour la cosmologie. En effet, en 1964, Sjur Refsdal montre que la constante de Hubble H_0 peut être déterminée à partir de la mesure des délais temporels [40]. Cela vient du fait que les distances sont inversement proportionnelles à H_0 . En connaissant le délai temporel et le redshift de la source, par 2.33, on peut estimer ces dernières et donc la constante de Hubble. Toutefois, dans le cadre de ce travail, une valeur théorique sera fixée et les délais temporels ne serviront pas à sa détermination.

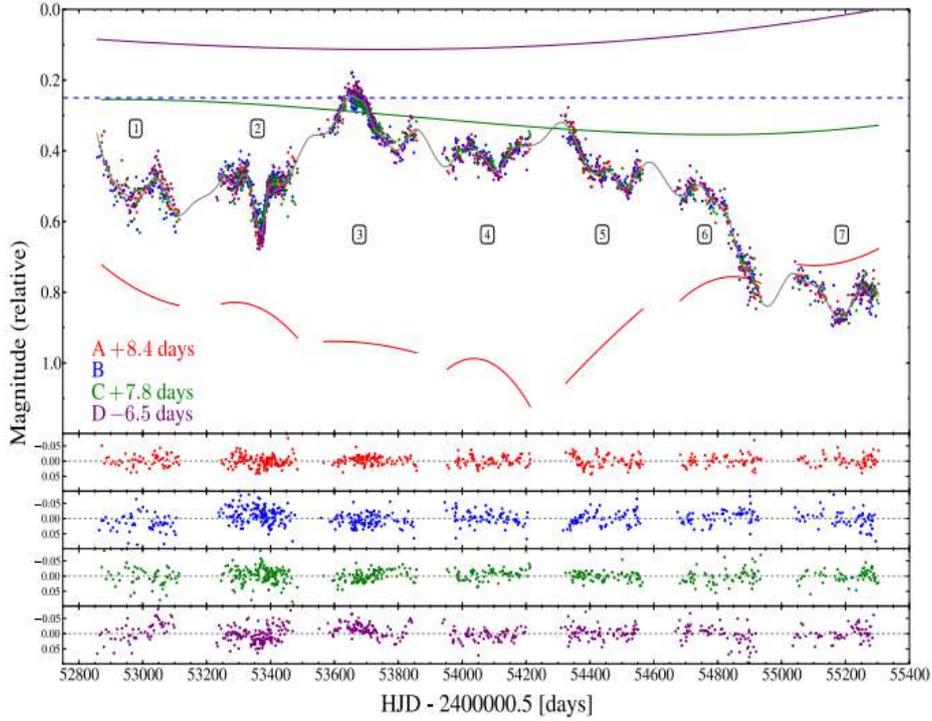


FIGURE 2.9 – Courbes de lumière de HE 0435-1223 obtenues par quatre télescopes et décalées par des délais temporels de $\Delta t_{BA} = 8.4$ jours, $\Delta t_{BC} = 7.8$ jours, $\Delta t_{BD} = -6.5$ jours. Crédit : F. Courbin [13]

2.6 La matière noire

Selon plusieurs études, l'Univers serait constitué à plus de 26% d'une matière inconnue : la matière noire [12].

Le terme est apparu pour la première fois en 1933 dans un article publié par l'astrophysicien américano-suisse *Fritz Zwicky* [56]. En étudiant la distribution de vitesse des galaxies dans l'amas de Coma, Zwicky se rend compte que les vitesses radiales mesurées au sein de l'amas sont supérieures à celles prédites par la dynamique newtonienne. Il utilise le théorème du viriel pour étudier la dynamique de son système. Ce théorème met en relation l'énergie cinétique et potentielle moyenne des galaxies. En supposant un système lié gravitationnellement et relaxé, il obtient

$$GM_{Coma} = 2\langle v^2 \rangle \langle r \rangle \quad (2.34)$$

avec la masse de l'amas de Coma M_{Coma} , la vitesse de dispersion des galaxies v et la distance moyenne entre celles-ci r . Il en déduit donc une valeur de la masse bien supérieure à celle de la masse visible. Il suppose alors l'existence de matière invisible entre les galaxies. De nombreuses études ont ensuite été entreprises sur d'autres amas. Par exemple en 1936, *Sinclair Smith* tire les mêmes conclusions pour l'amas de Virgo [52].

Dans les années 70, l'astronome américaine *Vera Rubin* étudie la distribution de vitesse des étoiles au sein même des galaxies spirales [43]. Ses recherches se basent sur la dynamique newtonienne où la vitesse v est donnée, dans l'approximation de distribution sphérique, par

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_{gal}(r)}{r}} \quad (2.35)$$

On note $M_{gal}(r)$, la masse de la galaxie à l'intérieur de l'orbite de rayon r et r , la distance de l'étoile par rapport au centre galactique. Elle porte ses résultats sous forme de graphiques appelés courbes de rotation. Il s'agit d'exprimer la vitesse de rotation des étoiles en fonction de la distance au centre de la galaxie. Dans son premier article [43], l'astrophysicienne présente son étude sur la galaxie d'Andromède (M31). Le graphique 2.10 rejoint la conclusion de *Horace W. Babcock*. En effet, une première étude sur cette galaxie a été dirigée par ce scientifique en 1940 [2]. La Figure 2.10 exprime la vitesse de rotation des étoiles de M31 en fonction de la distance au centre. Elle montre des vitesses constantes dans les régions extérieures de la galaxie au lieu de la décroissance attendue.

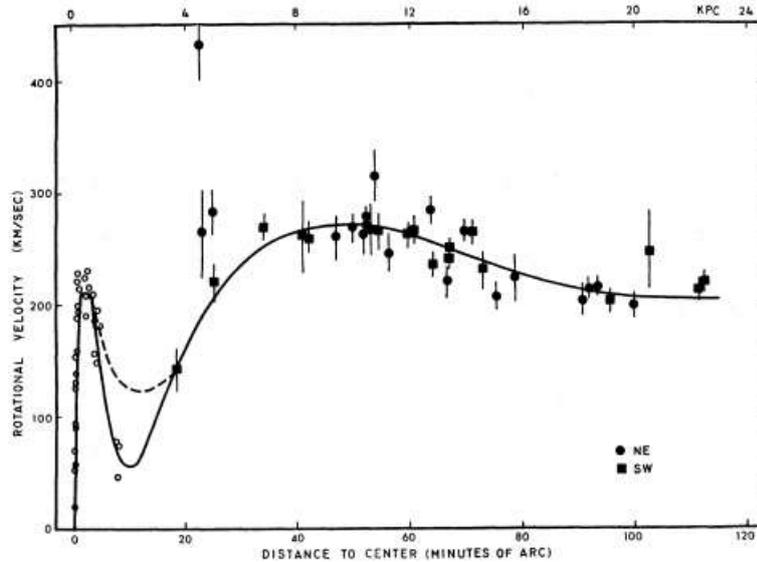


FIGURE 2.10 – Courbe de rotation de la galaxie Andromède. Crédit : V. Rubin [43]

Ce surprenant résultat se répète dans plusieurs observations de galaxies spirales.

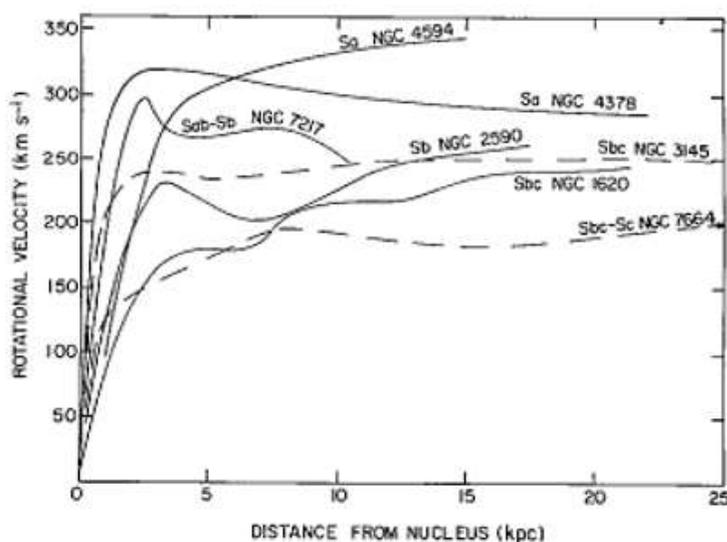


FIGURE 2.11 – Courbes de rotation de plusieurs galaxies spirales. Crédit : Rubin, Ford et Thonnard (1978) [44]

Avec les avancées technologiques et la répétition de ces résultats, l'idée d'une augmentation du rapport masse-luminosité dans les régions externes des galaxies spirales, commence à être acceptée par la communauté scientifique. La présence d'une masse invisible est donc envisagée autour de ces galaxies. On parle alors de *halo de matière noire*.

Cependant, personne, à l'heure actuelle, ne connaît la nature de cette mystérieuse matière invisible. Ce domaine appartient à la physique des particules et sort du sujet de ce travail de recherche. Néanmoins, les hypothèses principales sont citées par la suite sans toutefois entrer dans les détails.

MACHOs L'hypothèse la plus directe est la présence d'astres suffisamment denses n'émettant pas de lumière. Ils sont regroupés sous le nom de MACHOs pour *MAssive Compact Halo Objects*. Les astres comme les trous noirs, les naines brunes ou les étoiles à neutrons en sont un bon exemple. Selon cette hypothèse, la matière noire est constituée de particules connues. Elle n'a rien de fondamentalement différent de la matière baryonique. On parle alors de matière noire baryonique.

WIMPs Une autre approche pour expliquer la nature de la matière sombre est la famille des particules WIMPs pour *Weakly Interacting Massive Particles*. Ces particules non baryoniques sont par définition neutres et massives. Elles sont difficiles à détecter à cause de leur faible interaction. Les neutrinos constituaient un candidat valide pour ces particules exotiques, mais malheureusement, leur faible masse ne peut expliquer les observations. Il s'ensuit l'hypothèse des particules supersymétriques. Ces nouvelles particules interviennent dans les théories de supersymétrie, notamment dans la théorie des cordes. Une autre solution propose une particule élémentaire purement théorique : les axions.

Si la distribution de matière sombre dans les galaxies spirales peut être étudiée grâce à leurs courbes de rotation, la situation est différente pour les elliptiques. Ces dernières ne présentent pas ou peu de contenu gazeux pouvant servir de traceur pour ces mesures. Toutefois, en 2003, *A. Romanosky* [42] publie ses résultats sur la détection de halo de matière noire dans les galaxies elliptiques. Ses recherches se portent sur trois d'entre elles. Il opte pour une méthode différente de celles déjà énoncées. Il utilise les nébuleuses planétaires dans les galaxies comme traceurs. En effet, ces objets sont détectables par leurs raies d'émissions caractéristiques : OIII à 500.7 nm. Par l'effet Doppler observé sur ces raies, il mesure, dans un repère centré sur la galaxie, les vitesses tangentielles de ces nébuleuses planétaires. La Figure 2.13 reprend les résultats de l'étude. Elle montre une comparaison entre les prédictions de deux modèles en termes de vitesses tangentielles : la présence d'un halo de matière noire (courbe en tirets) et sans halo (courbe en pointillés). Les points ouverts représentent les vitesses des nébuleuses planétaires, les points fermés, celles de la population stellaire.

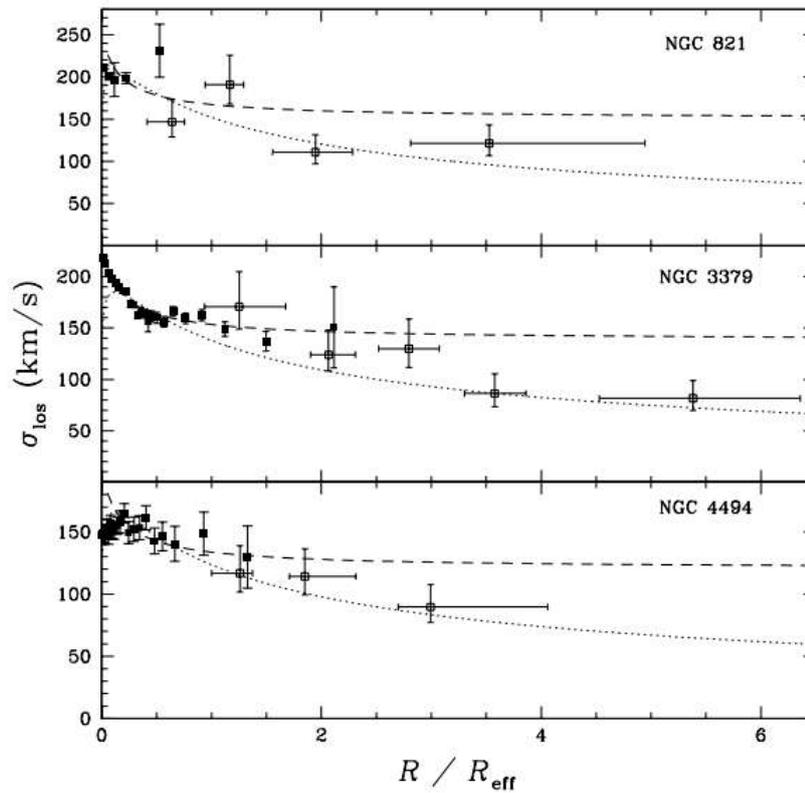


FIGURE 2.12 – Dispersion des vitesses en fonction de la distance au centre exprimée en rayon effectif de trois galaxies elliptiques. Crédit : *A. Romanosky* [42]

À la surprise générale, les données suivent la tendance du modèle sans halo de matière noire. A. Romanosky obtient une décroissance des vitesses pour de grandes distances. Ces courbes de rotation présentent bien une chute képlérienne. Cette découverte sème le doute dans les théories de formation et d'évolution galactiques. Si les galaxies elliptiques proviennent de la fusion de galaxies spirales, il est normal de penser qu'elles devraient également être entourées d'un halo de matière sombre. Cependant, l'auteur de la publication met en garde face aux conclusions hâtives. Une diminution de la vitesse peut s'expliquer par une dynamique compliquée au sein de la galaxie. En effet, une analyse par rapport au centre de la galaxie peut donner accès seulement à la composante tangentielle de la vitesse des traceurs. Si les orbites des nébuleuses planétaires sont hautement elliptiques, la nette diminution de la vitesse tangentielle à grande distance galactocentrique est un artefact observationnel : la vitesse totale pourrait tout à fait atteindre le plateau propre à la présence de halos, mais sa composante radiale dominerait nettement sa composante tangentielle, mesurable, donnant ainsi l'illusion d'une diminution de vitesse. Cette hypothèse est illustrée par des simulations de fusions galactiques par *A. Dekel et al* (2005) [14], montrant que les orbites au sein de galaxies elliptiques fraîchement formées peuvent atteindre de hautes excentricités. Ainsi, la fusion de galaxies spirales est compatible avec la présence d'un halo de matière sombre.

La publication de ces articles a donc semé le doute au sujet de la dynamique et de la formation des galaxies elliptiques. Plus récemment, en 2015, une équipe internationale dirigée par *Michele Cappellari* a étudié la distribution de matière totale, c'est-à-dire, sombre et baryonique, de 15 galaxies elliptiques [7]. En étudiant simultanément la vitesse des étoiles dans l'entièreté des galaxies, les auteurs de la publication ont découvert une surprenante similarité entre les galaxies elliptiques et spirales. Ce résultat montre en fait que la distribution de masse totale correspond très fidèlement à un profil isotherme [1]. Un comportement suspect de la matière sombre est en réalité observé : alors qu'elle n'interagit théoriquement pas avec les baryons, les deux composantes semblent s'arranger entre elles pour former, à toute distance galactocentrique, un profil isotherme de pente constante. Cette aberration porte le nom de "Dark Matter Conspiracy", en référence à la supposée "conspiration" entre les composantes sombres et baryoniques des galaxies elliptiques. Malgré son accord apparent avec le modèle de matière sombre distribuée en halo, ce résultat sème encore une fois le doute quant à la matière sombre dans les galaxies elliptiques.

1. Voir Chapitre 5

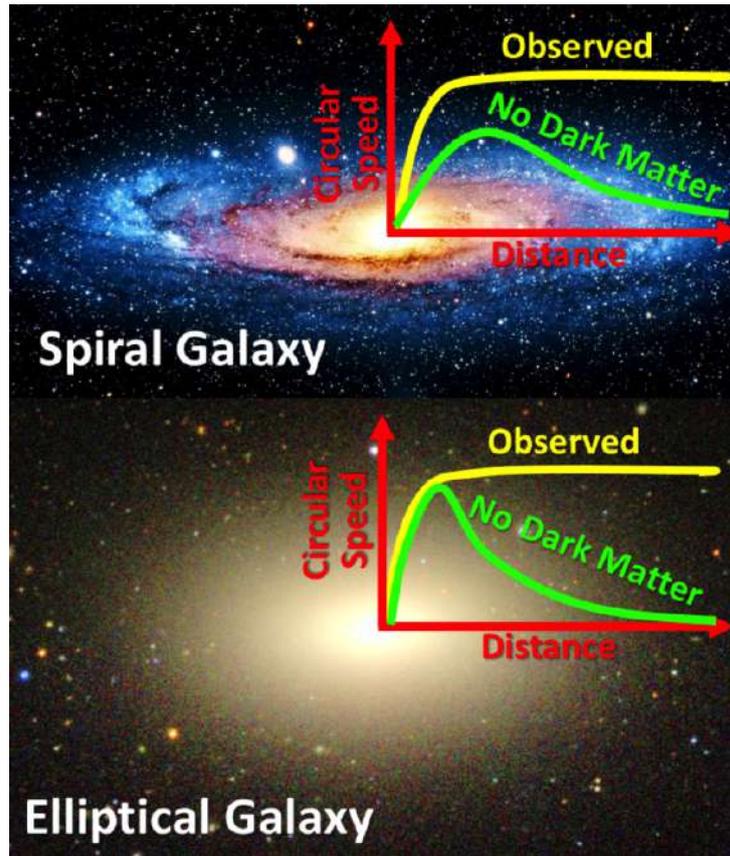


FIGURE 2.13 – Comparaison des courbes de rotation observées et pour un modèle sans matière noire. Crédit : M. Cappellari & The Sloan Digital Sky Survey [7]

Dans une étude récente, *McGaugh et al* (2016) [35] parviennent finalement à dresser les courbes de rotation de 153 galaxies de morphologies et de masses différentes, incluant notamment des elliptiques, à partir de 2693 mesures de vitesses de rotation d'étoiles. Grâce à l'émission de la raie 21 cm de l'hydrogène et d'observations dans le proche infrarouge, ils ont réussi à tracer la distribution du gaz et d'étoiles dans les galaxies. Sur base de ces observations, un modèle de densité baryonique est développé. Ils arrivent à montrer une corrélation entre l'accélération radiale provenant de l'observation et celle obtenue par la distribution de baryons. Dans un premier temps, ils étudient les différentes courbes de rotation des galaxies et en déterminent donc l'accélération radiale observationnelle g_{obs} . Ensuite, grâce au modèle développé sur base des observations du gaz et des étoiles, ils estiment l'accélération radiale des baryons g_{bar} à partir de l'équation de Poisson. Ce résultat est présenté à la Figure 2.14 où chaque axe est complètement indépendant. La ligne en pointillés représente la ligne d'unité alors que l'ajustement des données est représenté par la ligne solide. Chaque carré correspond aux moyennes des données groupées obtenues. À la surprise générale, cette relation persiste pour toutes les galaxies de l'échantillon. Dans cette étude purement empirique, aucun halo de matière noire n'a été considéré. La distribution de matière noire est directement estimée par la différence des deux accélérations : $g_{dar} = g_{obs} - g_{bar}$. Il en résulte donc que la matière noire est fortement couplée à la matière baryonique ce qui dénote nettement avec l'hypothèse de halos de matière sombre.

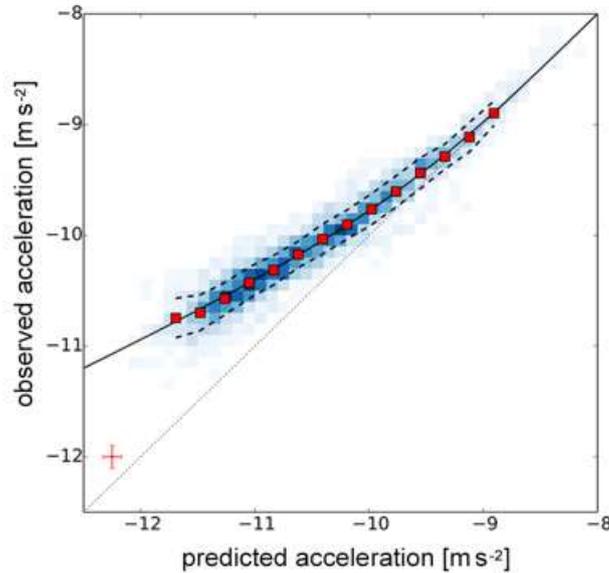


FIGURE 2.14 – Loi montrant que la rotation des galaxies est spécifiée par la matière visible. Crédit : McGaugh et al. (2016)

De manière parallèle est née une autre théorie pour expliquer l’allure des courbes de rotation dans les galaxies. Le physicien *Mordehai Milgrom* [36] propose, en 1983, une modification des lois de Newton pour des régimes de faible accélération, autrement dit, pour les régions externes des galaxies. La théorie MOND pour *MOdified Newtonian Dynamics* prédit bien une stabilisation de la vitesse dans les courbes de rotation pour de grandes distances sans faire intervenir l’hypothèse de halos de matière noire.

Une autre méthode permet d’estimer la distribution de matière des galaxies sans avoir recours à leur dynamique. Il s’agit des effets de mirages gravitationnels qui permettent d’étudier les rapports masse-luminosité des galaxies [31]. L’objectif de ce travail est donc d’utiliser cette autre méthode pour tenter de répondre à l’une des questions majeures en astrophysique.

2.7 Galaxies elliptiques

Pour terminer le chapitre concernant les notions théoriques, une discussion sur les galaxies elliptiques est abordée dans cette section.

2.7.1 Généralités

Développée en 1936 par l’astronome Edwin Hubble [26], la séquence qui porte son nom est une classification des types de galaxies basée sur leurs caractéristiques morphologiques. On identifie les galaxies à gauche de la séquence comme elliptiques.

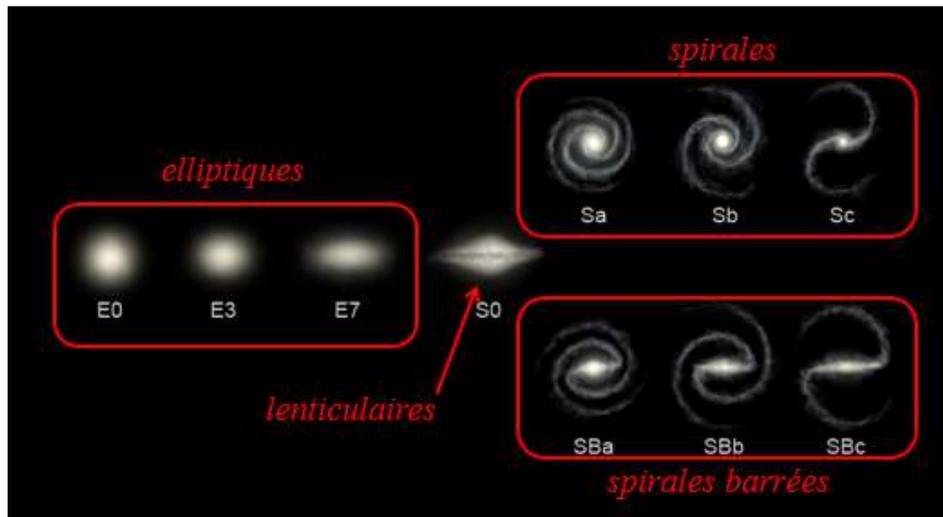


FIGURE 2.15 – Séquence de Hubble. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [30]

Les galaxies elliptiques sont des concentrations sphéroïdales d'étoiles ne présentant pas de structure interne particulière. Elles apparaissent lisses contrairement aux galaxies spirales. Selon Dressler (1980) [15], les galaxies dans les régions centrales des amas riches sont en majeure partie des elliptiques. Pour différencier leur forme plus ou moins allongée, elles sont notées E_n dans la séquence de Hubble où $n = 10(1 - \frac{b}{a})$ et prend comme valeur $n = 0, 1, \dots, 7$.

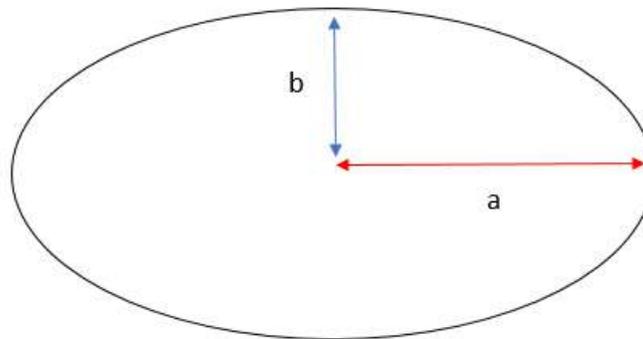


FIGURE 2.16 – Schéma d'une ellipse repérée par son demi-grand axe a et son demi-petit axe b .

Soit le paramètre ϵ qui définit l'ellipticité de la galaxie [5], autrement dit, l'aplatissement de la forme ellipsoïdale. Il se mesure grâce aux axes a et b .

$$\epsilon = 1 - \frac{b}{a} \quad (2.36)$$

L'ellipticité peut être reliée à l'excentricité $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$.

$$\epsilon = 1 - \sqrt{1 - e^2} \quad (2.37)$$

Elle ne peut être considérée comme une propriété intrinsèque de la galaxie car cette notion dépend de l'angle de vision. On parle d'effet de projection.

En règle générale, les galaxies elliptiques sont constituées de vieilles étoiles dites de Population II. Contenant également peu de gaz, elles ne sont généralement pas un lieu de formation d'étoiles. Elles présentent donc une couleur plus rouge que les spirales [23].

2.7.2 Profil de luminosité

Des études empiriques basées sur le profil de luminosité de galaxies elliptiques ont permis d'établir une loi décrivant leur brillance de surface en fonction de la distance par rapport à leur centre. Elle est formulée pour la première fois en 1948 par l'astronome franco-américain Gérard Henri de Vaucouleurs [6]. Souvent appelée loi en $R^{1/4}$, elle se présente comme

$$I(R) = I_{eff} \exp \left(-k \left[\left(\frac{R}{R_{eff}} \right)^{1/4} - 1 \right] \right) \quad (2.38)$$

avec la brillance surfacique I , la brillance au rayon effectif I_{eff} et la constante de normalisation k valant 7.669 [39]. Le rayon effectif R_{eff} représente la distance par rapport au centre contenant la moitié de la lumière émise.

Ce profil de luminosité est un cas particulier du modèle de Sérsic [25] comprenant un troisième paramètre, n , qui décrit la forme du profil lumineux. Ce modèle est donné par

$$I(R) = I_{eff} \exp \left(-k \left[\left(\frac{R}{R_{eff}} \right)^{1/n} - 1 \right] \right) \quad (2.39)$$

À noter que le paramètre k se définit comme une fonction de n : $k = 2n - \frac{1}{3} + \frac{0.009876}{n}$ [39]. De nombreuses études ont permis de confirmer que le profil de de Vaucouleurs ($n = 4$) est une bonne approximation du profil de luminosité des galaxies elliptiques.

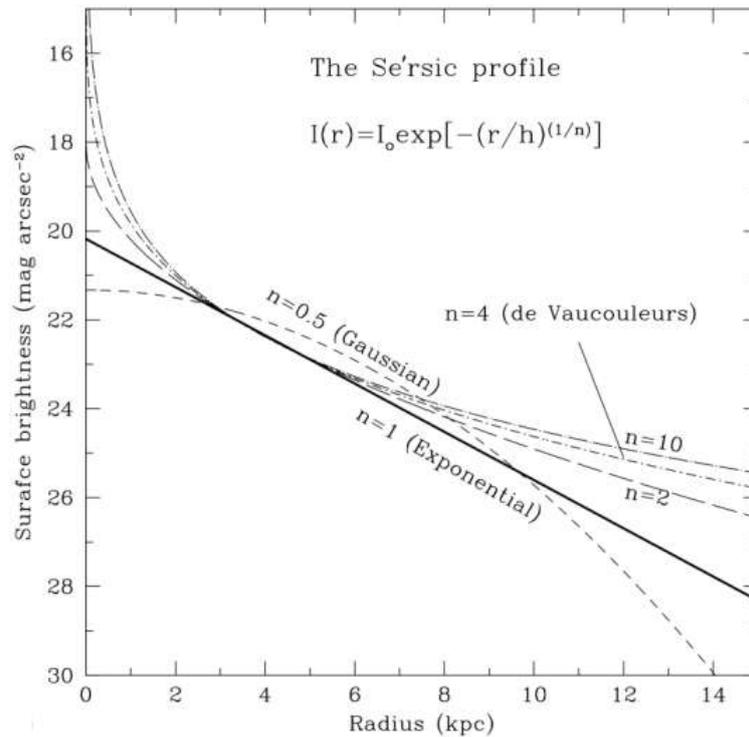


FIGURE 2.17 – Différents ajustements du profil de Sérsic pour différentes valeurs du paramètre n . Crédit : cours Formación y Evolución de Galaxias, A. Gil de Paz [23]

Bien que le profil de de Vaucouleurs représente mieux le profil lumineux des galaxies elliptiques, il reste cependant une approximation de la réalité. En effet, des écarts à la forme ellipsoïdale sont observés [30]. Ils ne seront pas considérés dans le cadre de ce travail.

Le premier est appelé le *twisting* des isophotes de la galaxie. Les isophotes sont les lieux de la galaxie de luminosité constante. Logiquement, ces régions sont de formes elliptiques pour de telles galaxies. Si l'ellipticité ϵ varie en fonction de la distance, cela peut engendrer une non superposition des demi-grands axes des isophotes. Cela est la conséquence d'un effet de projection ou une propriété intrinsèque galactique.

Le second est causé par l'évolution non constante de l'ellipticité par rapport au centre de la galaxie. Il en résulte un écart à la forme elliptique des isophotes. La forme peut être plus rectangulaire ou plus triangulaire. On parle alors de *boxies* et de *diskies*.

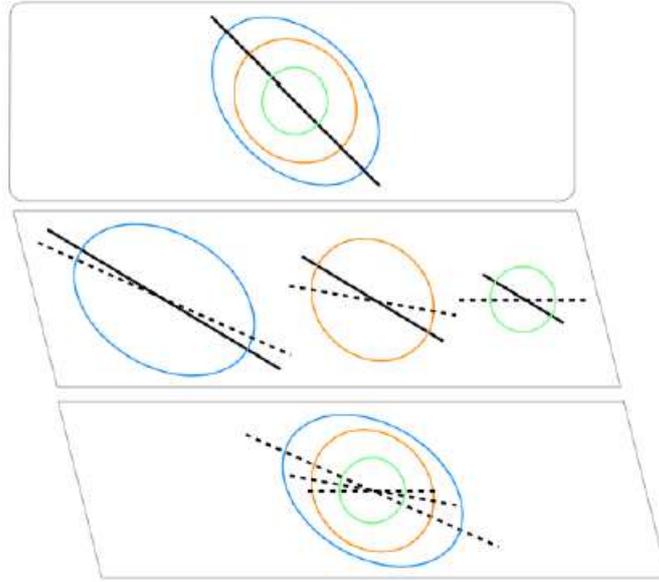


FIGURE 2.18 – Illustration de l’effet de twisting due à la non-superposition des demi-grands axes des isophotes dans une galaxie elliptique. Crédit : mémoire de J. Biernaux [\[3\]](#)



FIGURE 2.19 – Représentation des différentes formes des isophotes dans une galaxie elliptique. *Image de gauche* : forme *boxy*, plus rectangulaire que l’ellipse. *Image de droite* : forme *disky*, plus triangulaire que l’ellipse. Crédit : cours Extragalactic Astrophysics, P. Magain [\[30\]](#)

Chapitre 3

Pré-traitement des images

3.1 Données

Le tableau 3.1 présente les différents mirages gravitationnels doubles étudiés dans le cadre de ce travail. Les différentes positions et redshifts y sont indiqués. Toutes les images utilisées proviennent de la caméra *Near Infrared Camera and Multi- Object Spectrometer* (NICMOS) du *Hubble Space Telescope*. Les objets extra-galactiques ont été observés dans la bande H en 2009.

Objets	Ascension droite	Déclinaison	Redshift de la galaxie lentille	Nombre d'images
HE1104-1805	11 : 06 : 33.45	- 18 ° 21 ' 24 " . 20	0.73	4
SBS1520+530	15 : 21 : 44.83	+52 ° 54 ' 48 " .60	0.761	4
HE0047-1756	00 : 50 : 27.83	-17 ° 40 ' 8 " .8	0.41	4

TABLE 3.1 – Informations générales sur l'échantillon étudié. Crédit : base de données CASTLES, <http://www.cfa.harvard.edu/castles/>

3.2 Soustraction des sources

Dans ce chapitre est expliquée la méthode de pré-traitement des différentes images de mirages doubles reprises dans le tableau 3.1. Cette étape est importante pour la suite du travail. Elle permet de minimiser la contamination du flux lumineux de la galaxie lentille.

Bien que les sources soient ponctuelles, celles-ci sont affectées par l'instrument. Le profil instrumental, appelé également fonction d'étalement du point ou *Point Spread Function* (PSF), altère la forme des images ponctuelles. Cet effet est représenté mathématiquement par un processus de convolution. Les images sont alors dites convoluées par la PSF [32].

Soient $D(\vec{x})$, un signal observé par un télescope et \vec{x} , la position d'un pixel sur un détecteur CCD (*Charge-Coupled Device*) [32], on a alors

$$D(\vec{x}) = (F(\vec{x}) * T(\vec{x})) + N(\vec{x}) \quad (3.1)$$

avec $F(\vec{x})$ représentant le signal original de la source, $T(\vec{x})$ la fonction d'étalement (PSF) et $N(\vec{x})$ le bruit. L'opérateur de convolution entre deux fonctions se définit comme

$$(f * g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)g(x - \xi)d\xi \quad (3.2)$$

L'objectif est de retrouver le signal original $F(\vec{x})$. La méthode de *déconvolution* permet d'inverser l'équation 3.1. Pour ce faire, plusieurs solutions existent [9] comme par exemple la méthode de déconvolution par Filtre de Wiener, celle de Richardson-Lucy ou encore celle du maximum d'entropie. Brièvement, la méthode de Wiener est une application mathématique utilisant un *filtre de Wiener* dont le but est de réduire les parties de bruit dans un signal. Elle est utilisée dans l'espace de Fourier. Concernant la méthode de Richardson-Lucy, il s'agit d'une procédure algorithmique calculant le signal original le plus probable donnant le signal observé et connaissant la fonction d'étalement. La dernière méthode permet de trouver une solution avec une entropie maximale parmi toutes celles compatibles avec les données. Malheureusement, ces trois méthodes souffrent d'un problème commun : elles ne respectent pas le *théorème d'échantillonnage* [32]. Ce dernier détermine les conditions permettant l'échantillonnage d'un signal de largeur spectrale et d'amplitude limitée. Il détermine l'intervalle maximal d'échantillonnage permis pour reconstruire un signal à partir des données. Une fonction dont la transformée de Fourier est égale à zéro à des fréquences plus grandes que celle du cut-off ν_0 , est correctement échantillonnée avec un pas égal à $2\nu_0$. Une solution à ce problème a été imaginée par Magain, Courbin et Sohy (1998) [32].

Cette solution est l'algorithme MCS. Il s'agit de déconvoluer l'image par une PSF plus étroite $S(\vec{x})$ au lieu de la PSF totale $T(\vec{x})$. $S(\vec{x})$ est choisie pour que l'image déconvoluée ait sa propre PSF $R(\vec{x})$ tout en respectant le théorème d'échantillonnage. La relation entre ces trois fonctions se note

$$T(\vec{x}) = R(\vec{x}) * S(\vec{x}) \quad (3.3)$$

Cet algorithme a permis à Magain et Chantry (2013) [31] de déterminer des PSF correctes et une astrométrie précise des systèmes étudiés ici. Ces résultats sont directement utilisés dans le cadre de ce travail.

À cause de leur étalement dû à la convolution par la PSF instrumentale, les images de la source d'arrière-plan peuvent contaminer le flux de la galaxie. Par mesure de précautions, ces images sont soustraites grâce à un programme FORTRAN 77 pour une meilleure visibilité de la galaxie. Il fonctionne sous différentes étapes :

a) La première étape consiste à déconvoluer les images de la source en connaissant leur position et leur intensité. Le processus est réalisé pour chaque image originale de Hubble.

b) Ensuite, des images contenant seulement les images de la source déconvoluées sont synthétisées. Elles vont être reconvoluées par une PSF $S(\vec{x})$ déterminée car celle-ci varie en fonction

des observations. Après cette étape, les images de la source ponctuelles ont un profil correspondant à la PSF de l'image.

c) Enfin, les images de la source convoluées peuvent être soustraites sur chaque image originale de Hubble. Le résultat est une image de la galaxie lentille dépourvue des sources.

Ce pré-traitement est appliqué à toutes les images des différents objets repris dans le tableau 3.1 de la section 3.1. À la Figure 3.1, sont représentées les différentes étapes du pré-traitement pour le mirage HE1104-1805. Le programme de traitement d'images astronomiques MIDAS est utilisé. Il permet notamment d'imposer un même seuil d'intensité pour toutes les images.

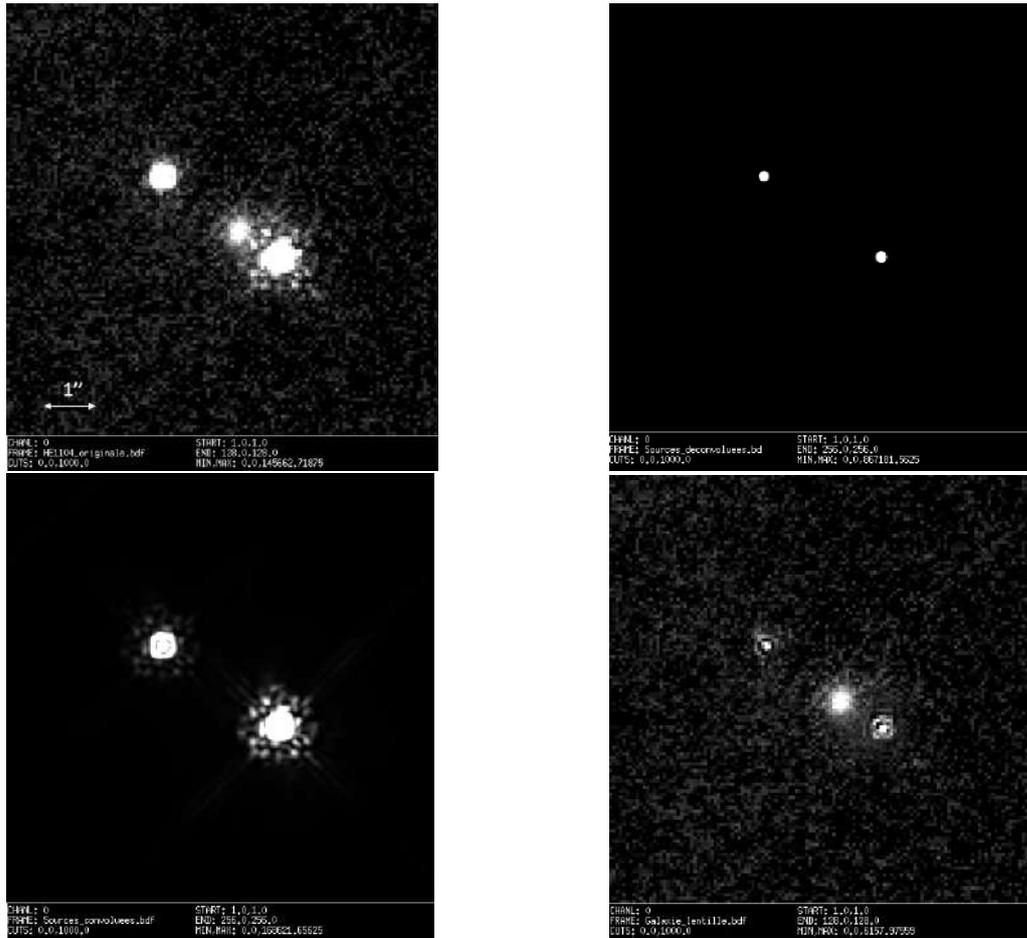


FIGURE 3.1 – Résultats obtenus aux différentes étapes du programme de pré-traitement pour HE1104-1805. En parcourant de gauche à droite et de haut en bas, on a : 1) observation originale de Hubble ; 2) les deux images déconvoluées de la source ; 3) les deux images convoluées de la source par la PSF ; 4) la galaxie lentille HE1104-1805 après soustraction des images de la source.

3.3 Soustraction du fond de ciel

Bien que les images originales aient été prétraitées, elles peuvent toujours être entachées d'un éventuel fond de ciel [3]. Pour tenir compte de ces possibles erreurs, une étape supplémentaire a donc été ajoutée.

Grâce à des procédures MIDAS, une moyenne des intensités de différentes zones non contaminées par le flux galactique ni celui des sources est donnée. En effet, ces zones doivent être suffisamment éloignées des images soustraites de la source pour ne pas avoir été affectées par le pré-traitement [1]. La constante correspondant au fond de ciel est obtenue grâce à la valeur moyenne de ces différentes moyennes. Cette constante est soustraite à chaque image.

La Figure 3.2 montre un exemple de procédé de détermination du fond de ciel constant. Les différentes zones sélectionnées se trouvent aux régions extérieures par mesure de précaution.

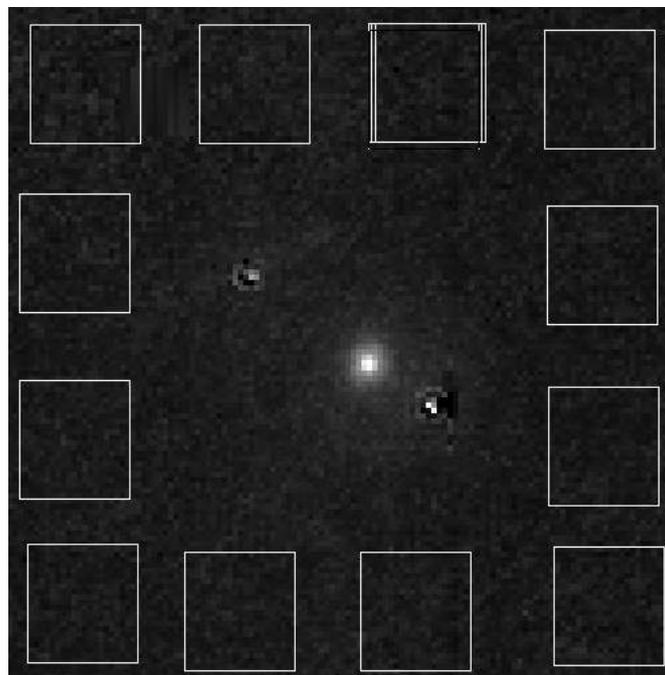


FIGURE 3.2 – Zones utilisées pour l'estimation de la constante du fond de ciel pour HE1104-1805.

3.4 Résultats du pré-traitement d'images

Pour terminer la partie consacrée au pré-traitement d'images, les différents résultats sont repris à la Figure 3.3 sous forme de comparaison. Les images originales sont donc obtenues par l'instrument NICMOS du télescope spatial Hubble, alors que les images finales sont celles dont les images de la source et le fond de ciel ont été soustraits.

1. Section 3.1

À première vue, le mirage SBS1520+530 peut être qualifié de mirage quadruple. Cependant, il s'agit bien d'un mirage double entouré par d'autres objets, c'est-à-dire, par des étoiles et une possible galaxie, présents le long de la ligne de visée de la caméra NICMOS. Seules les images de la source appartenant au mirage sont soustraites. Les autres sont trop éloignées par rapport à la galaxie lentille pour pouvoir contaminer son flux.

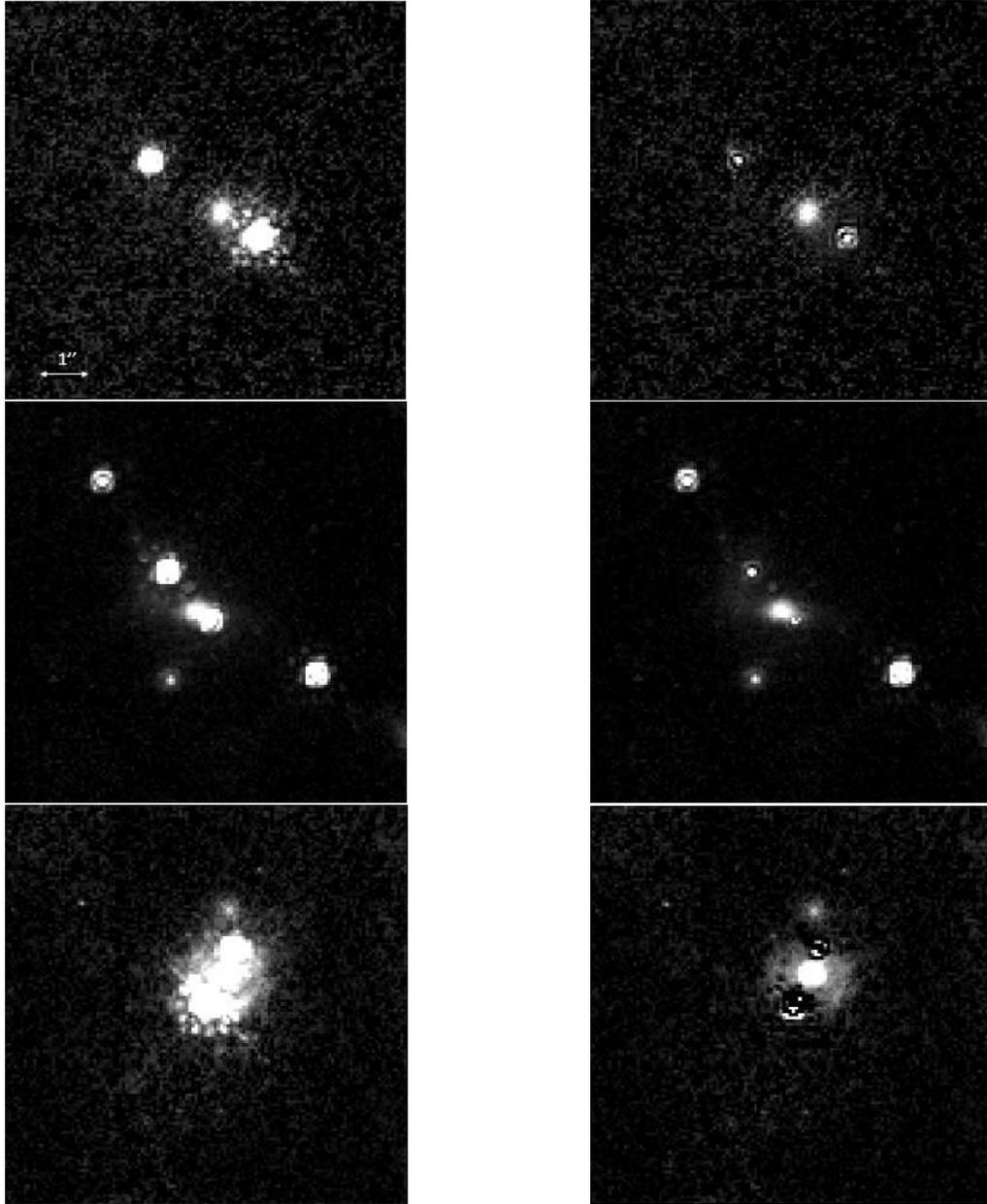


FIGURE 3.3 – Comparaison entre les images des différents mirages avant (gauche) et après pré-traitement (droite). *Images du haut* : HE1104-1805, *du milieu* : SBS1520+530 et *du bas* : HE0047-1756

Chapitre 4

Étude du profil lumineux des galaxies lentilles

Pour la suite du travail, l'objectif est d'ajuster un profil lumineux sur les différentes galaxies lentilles de notre échantillon. Cela a déjà été réalisé par Chantry et al (2013) [31]. Le programme MCS permet d'ajuster un profil lumineux de Sérsic de la forme [3]

$$I(i, j) = I_0 \exp \left(- \left(\frac{1 - \varepsilon \cos^2 \theta}{b^2} (i - C_x)^2 + \frac{1 - \varepsilon \sin^2 \theta}{b^2} (j - C_y)^2 + \frac{\varepsilon \sin 2\theta}{b^2} (i - C_x)(j - C_y) \right) \right)^\alpha \quad (4.1)$$

Cette expression à deux dimensions tient compte de plusieurs paramètres : l'intensité au centre de la galaxie I_0 , l'ellipticité de la galaxie ε , l'angle d'inclinaison θ repérant le demi-grand axe galactique par rapport à l'horizontale de l'image, le demi-petit axe b et enfin les coordonnées du centre galactique C_x et C_y . Elle donne l'intensité en fonction des coordonnées i et j de chaque pixel de l'image. Comme il est expliqué à la section 2.7.2, les galaxies elliptiques sont caractérisées par un profil lumineux de de Vaucouleurs. Une valeur de $\alpha = 0.125$ nous donne ce type de profil lumineux. Seuls les paramètres I_0 , ε , θ et b sont variables dans l'expression 4.1. En effet, l'astrométrie a été déterminée par Magain et Chantry (2013) [31]. La forme du profil de de Vaucouleurs 4.1 est ici utilisée car elle correspond à des lentilles elliptiques de paramètres structuraux ε et θ . Concernant la forme présentée à la section 2.7.2, elle fonctionne pour des galaxies circulaires.

Ce travail d'ajustement est cependant renouvelé. Le programme développé par Chantry et al (2013) détermine la valeur des quatre paramètres restants à l'aide de la minimisation d'une fonction dans l'espace des paramètres. Cette étude peut être faussée par l'existence de minima locaux dans cet espace. Pour s'en affranchir, une autre méthode est employée [4]. Elle permet d'estimer individuellement les paramètres structuraux θ , ε et le rayon effectif R_{eff} [1] sur un profil de une dimension pour diminuer d'avantage les risques de minima locaux.

Les trois sections suivantes sont consacrées à l'explication des procédures MIDAS permettant d'estimer individuellement chaque paramètre morphologique des galaxies à partir des images NICMOS pré-traitées du Télescope Spatial Hubble.

1. Dans la section 4.3, est détaillé comment déterminer le rayon effectif à partir de l'équation 4.1

4.1 Mesure de l'angle d'inclinaison des galaxies sur les images NICMOS

L'angle d'inclinaison θ , de l'anglais *position angle* (PA), est défini comme l'angle d'orientation du demi-grand axe de la galaxie lentille par rapport à l'horizontale. Pour sa détermination, un masque constitué de quatre quadrants et de rayon environ égal au demi-petit axe de la lentille est créé [4]. Le rayon doit être assez grand pour collecter au maximum le signal lumineux de la galaxie. Le masque peut être vu comme un cercle trigonométrique avec les quadrants I et III correspondant à la zone A et les quadrants II et IV correspondant à la zone B. L'intensité des pixels de chaque zone du masque est définie de manière arbitraire à 1 pour les pixels au sein de cette zone, à 0 pour les pixels en dehors, et fractionnaire pour les pixels présents uniquement en partie dans la zone. Le masque est superposé sur chaque image NICMOS alignés sur les centres galactiques. Ensuite, il est tourné dans le sens anti-trigonométrique et la différence Δ des intensités I_A et I_B est mesurée en fonction de l'angle d'orientation θ de ce dernier. Cet angle devient égal à l'angle d'orientation de la galaxie pour une différence maximale des intensités I_A et I_B .

La Figure 4.1 représente le type de masque utilisé. La surface grise définit une distribution elliptique de la luminosité et le cercle en pointillé représente le masque. Les différents quadrants sont définis par les zones A et B. La flèche montre le sens de rotation.

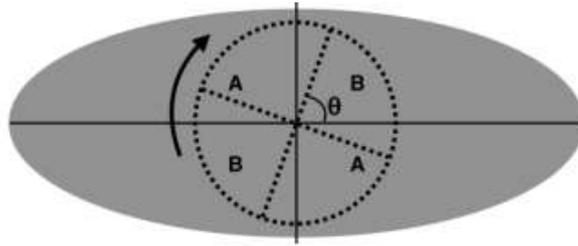


FIGURE 4.1 – Illustration de la méthode de détermination de l'angle d'orientation de la galaxie lentille. Crédit : Biernaux et al. (2015) [4]

La Figure 4.2 reprend en exemple les différentes valeurs de $\Delta = I_A - I_B$ en fonction de l'angle d'orientation du masque pour la galaxie lentille HE1104-1805. Le premier maximum de Δ donne l'angle d'orientation de la galaxie. Le second, à 180° plus loin, est redondant.

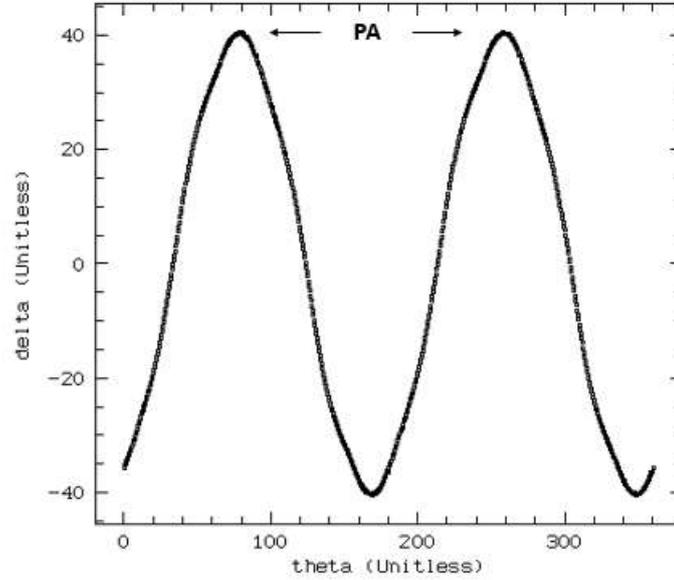


FIGURE 4.2 – Variation de la différence des intensités en fonction de l’angle d’orientation du masque pour HE1104-1805.

La méthode est appliquée sur chaque image de chaque système individuellement, ce qui donne quatre valeurs du PA par système. La valeur retenue est la moyenne de celles-ci. Ces moyennes sont reprises dans le tableau 4.1. Provenant directement de mesures sur les images NICMOS, ces valeurs sont exprimées dans le repère de la caméra CCD du Télescope Spatial Hubble. La dernière colonne du tableau indique les différents angles d’orientation de l’instrument, c’est-à-dire, la rotation à appliquer pour redresser les images dans le repère *Nord Up - East Left*. Cette correction permet d’exprimer les moyennes des angles d’orientation des galaxies lentilles dans les coordonnées équatoriales. Une erreur peut également être estimée sur ces données. Elle est obtenue grâce à l’expression de l’écart-type $\sigma_{\bar{x}}$ de la moyenne \bar{x} d’un échantillon d’une distribution statistique [50].

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (4.2)$$

Les différentes valeurs sont aussi reprises dans le tableau 4.1. Ces valeurs proviennent directement de mesures effectués sur les images NICMOS

Objets	Angles d'orientation (°)	Angles d'orientation de l'instrument (°)
HE1104-1805	73.875 ± 3.826	59.368
SBS1520+530	38.875 ± 1.638	-106.950
HE0047-1756	25.875 ± 0.473	-166.116

TABLE 4.1 – Valeurs moyennes des angles d'orientation des différentes galaxies et valeurs des angles de rotation de l'instrument pour travailler dans le repère *Nord Up - East Left*

4.2 Mesure de l'ellipticité des galaxies sur les images NICMOS

L'ellipticité d'une galaxie est définie par l'expression 2.36. Pour la déterminer, un masque est également utilisé même si une différence est apportée ici [4]. En effet, les masques de forme elliptique vont voir leur ellipticité augmenter. Leur demi-grand axe est aligné sur celui de la galaxie. Il n'est donc pas question d'une rotation. De la même manière que précédemment [2], le masque est divisé en quatre quadrants. Ces quadrants sont définis par des zones A et B comme illustré à la Figure 4.3. À chaque étape, la différence des intensités des zones A et B est estimée. Lorsque celle-ci devient nulle, le masque est superposé à une isophote de la galaxie. En d'autres termes, une différence d'intensités égale à 0 nous donne l'ellipticité de la galaxie lentille. Cette méthode est appliquée à chaque image NICMOS des différentes galaxies.

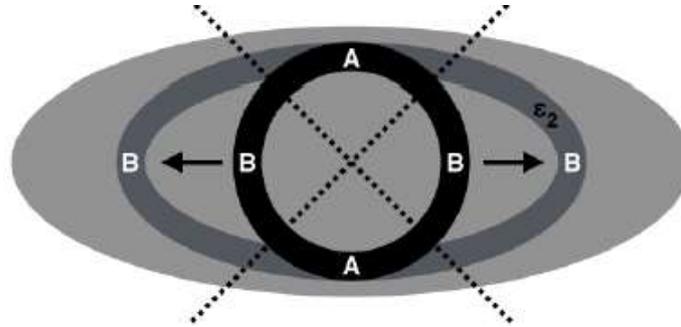


FIGURE 4.3 – Illustration de la méthode de détermination de l'ellipticité de la galaxie lentille. Crédit : Biernaux et al (2015) [4]

La Figure 4.4 reprend en exemple les différentes valeurs de $\Delta = I_A - I_B$ en fonction de l'ellipticité du masque pour la galaxie lentille HE1104-1805.

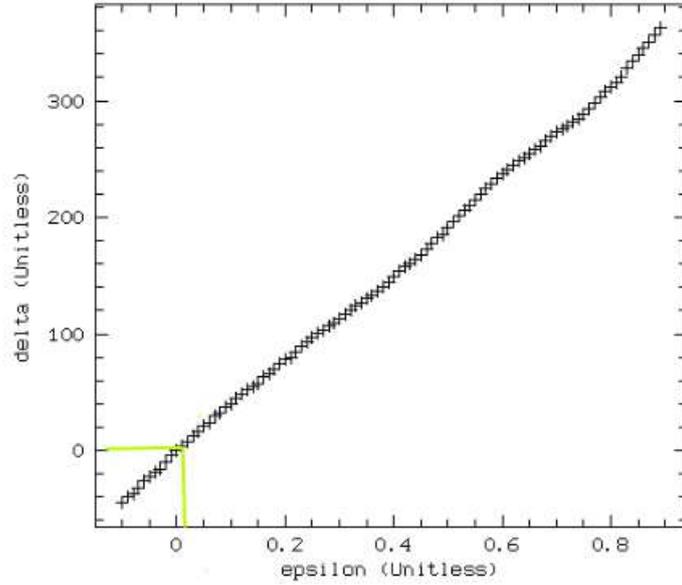


FIGURE 4.4 – Variation de la différence des intensités en fonction de l’angle d’orientation du masque pour HE1104

Une erreur sur les valeurs moyennes des ellipticités peut aussi être estimée grâce à l’expression 4.2. Les résultats de cette section sont repris dans le tableau 4.2

Objets	Ellipticités
HE1104-1805	0.0275 ± 0.0170
SBS1520+530	0.1475 ± 0.0517
HE0047-1756	0.0500 ± 0.0071

TABLE 4.2 – Valeurs moyennes des ellipticités des différentes galaxies.

Les valeurs des angles d’orientation et d’ellipticité des galaxies lentilles reprises dans les tableaux 4.1 et 4.2 peuvent dépendre du choix du rayon du masque utilisé. Biernaux et al (2015) [4] a étudié cette possible dépendance. Les deux procédures décrites aux section 4.1 et 4.2 ont été refaites en modifiant le rayon du masque. Il en résulte, en tenant compte des erreurs sur les valeurs moyennes, que la détermination de ces deux paramètres structurels ne dépend pas significativement du rayon. La Figure 4.5 est un exemple des effets du rayon du masque donné en pixels sur les deux paramètres θ et ϵ du mirage HE0435-1223 étudié par Biernaux et al (2015).

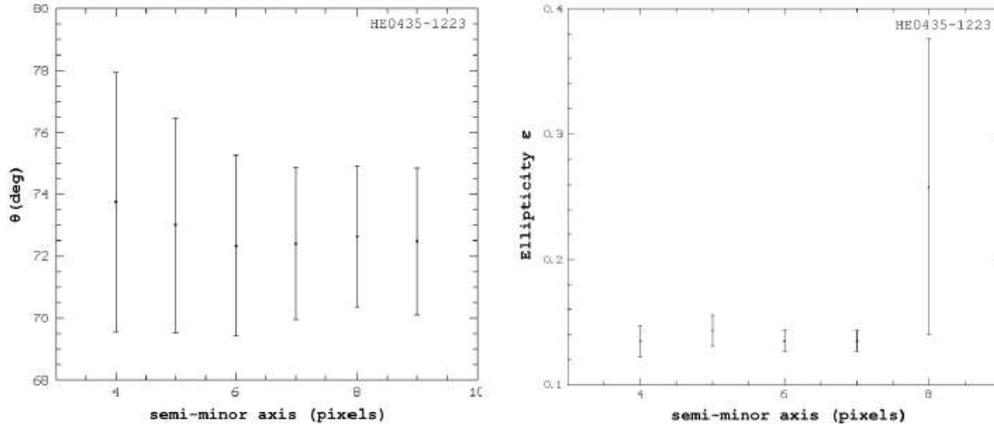


FIGURE 4.5 – Effets du rayon du masque sur l’angle d’orientation (gauche) et l’ellipticité (droite) de HE0435-1223.

4.3 Mesure du rayon effectif des galaxies sur les images NICMOS

Le dernier paramètre structurel à estimer individuellement est le rayon effectif des galaxies. Il convient dans cette section de détailler le développement mathématique.

Comme il a déjà été explicité³, le profil de Sérsic [48] est défini par

$$I(R) = I_{eff} \exp \left(-k \left[\left(\frac{R}{R_{eff}} \right)^{1/n} - 1 \right] \right) \quad (4.3)$$

avec I_{eff} , l’intensité à la distance R_{eff} et k , la constante définie comme [39]

$$k = 2n - \frac{1}{3} + \frac{0.009876}{n} \quad (4.4)$$

Le logarithme népérien de l’équation 4.3 donne

$$\ln I(R) = \ln I_{eff} - k \left(\frac{R}{R_{eff}} \right)^{1/n} - k \quad (4.5)$$

À noter que cette dernière expression correspond à une expression linéaire de $\ln I(R)$ en fonction de $R^{1/n}$. On définit alors la pente m comme

$$m = - \frac{k}{R_{eff}^{1/n}} \quad (4.6)$$

Finalement, le rayon effectif s’exprime comme

$$R_{eff} = - \left(\frac{k}{m} \right)^n \quad (4.7)$$

3. Section 2.7.2

Cependant, il est important de rappeler que l'équation 4.3 correspond au profil de Sérsic pour des galaxies circulaires. Dans ce cas-ci, les galaxies étudiées sont elliptiques et l'ajustement du profil lumineux est donné par l'équation 4.1. Partant de cette forme plus générale, l'objectif est d'aboutir à une équation semblable à 4.7. Dans le cas particulier d'une galaxie circulaire ($\varepsilon = 0$) et centrée en 0 ($C_x = C_y = 0$), on obtient

$$I(R) = I_0 \exp\left(\frac{R}{b}\right)^{2\alpha} \quad (4.8)$$

avec $R = \sqrt{i^2 + j^2}$. En comparant cette dernière équation avec 4.3, on trouve

$$2\alpha = \frac{1}{n}; k = \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{3} + 0.009876 * 2\alpha \quad (4.9)$$

et donc, le rayon effectif d'une galaxie elliptique est défini par

$$R_{eff} = - \left(\frac{k}{m}\right)^{1/2\alpha} \quad (4.10)$$

avec $\alpha = 0.125$ car dans le cas d'un profil lumineux de de Vaucouleurs, l'indice n prend comme valeur 4. À noter que le rayon effectif d'une galaxie elliptique est défini comme $R_{eff} = \sqrt{ab}$ avec a le demi-grand axe et b le demi-petit axe de la galaxie.

En pratique, la détermination du rayon effectif repose sur une minimisation du χ^2 entre les graphiques ($\ln I$ vs $R^{1/4}$) des données et d'un modèle analytique de de Vaucouleurs convolué par la PSF. Connaissant l'ellipticité et l'angle d'orientation de la galaxie, il est possible d'en isoler des isophotes d'un pixel d'épaisseur et de coordonnée radiale croissante. Les intensités au sein de ces isophotes fournissent un ensemble (I_i, R_i) qui permettent de déterminer le profil ($\ln I$ vs $R^{1/4}$) de la galaxie. La Figure 4.6 est un exemple de graphique des données donnant le profil de HE1104-1805.

Toutes les mesures sont données en unité de pixels. Une conversion des valeurs est donc effectuée. Pour les convertir en unité de rayon angulaire, il suffit de les multiplier par la taille d'un pixel exprimée en seconde d'arc, soit par $0.0757''$. Cette information provient des données relatives des images NICMOS. Une erreur sur le R_{eff} a aussi été estimée. De la même manière que pour l'angle d'orientation et l'ellipticité, l'expression de l'incertitude sur la moyenne⁴ est appliquée. Le tableau 4.3 reprend les résultats de cette section.

4. Équation 4.2

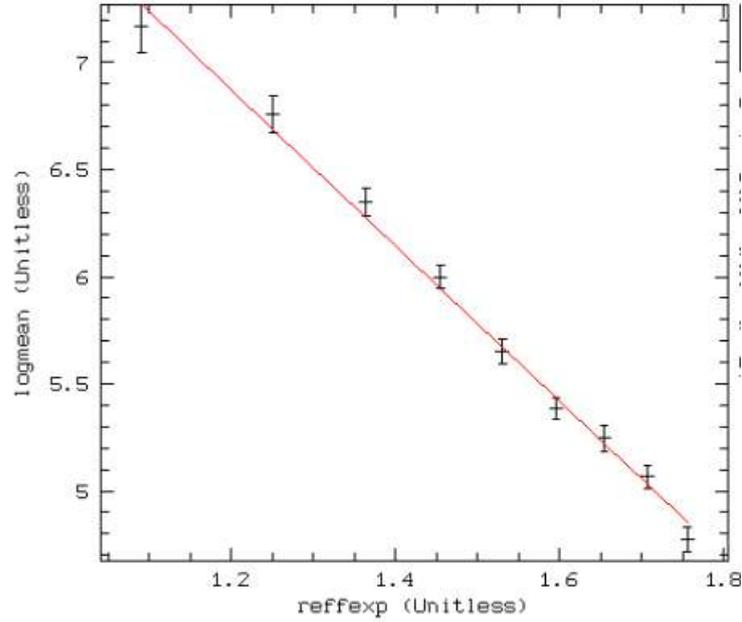


FIGURE 4.6 – Régression linéaire de $\ln I$ vs $R^{1/4}$ pour les données de HE1104-1805.

Objets	Rayons effectifs (")
HE1104-1805	1.837 ± 0.137
SBS1520+530	0.968 ± 0.030
HE0047-1756	1.092 ± 0.112

TABLE 4.3 – Valeurs moyennes des rayons effectifs des différentes galaxies.

4.4 Détermination des paramètres structuraux non convolués

Les sections précédentes ont permis de déterminer les différents paramètres structuraux des galaxies. Ceux-ci sont tous repris dans le tableau récapitulatif [4.4](#)

Toutes ces mesures présentent néanmoins un problème. Elles proviennent d'images affectées par la PSF du télescope Hubble. Si cette convolution n'affecte pas l'angle d'orientation, elle modifie toutefois l'ellipticité apparente et le rayon effectif du profil ajusté. Cette section présente donc une méthode permettant de corriger ces défauts.

Objets	Angles d'orientation (°)	Ellipticités	Rayons effectifs (")
HE1104-1805	73.875 ± 3.826	0.0275 ± 0.0170	1.837 ± 0.137
SBS1520+530	38.875 ± 1.638	0.1475 ± 0.0517	0.968 ± 0.030
HE0047-1756	25.875 ± 0.473	0.0500 ± 0.0071	1.092 ± 0.112

TABLE 4.4 – Valeurs moyennes des paramètres structurels convolués des différentes galaxies.

Un programme FORTRAN 77 est utilisé. Il fabrique une image synthétique, à deux dimensions, d'un modèle de de Vaucouleurs⁵ à partir de paramètres donnés en entrée : $I_0, b, \varepsilon, \theta, C_x, C_y$ et α . Une fois celle-ci créée, elle est convoluée par la PSF instrumentale. La nouvelle image subit ensuite la même mesure d'ellipticité que les données. L'ellipticité de cette galaxie synthétique est ajustée jusqu'à ce que son ellipticité convoluée, mesurée par la méthode décrite dans la section 4.2, rende le même résultat que celui des données. Ensuite, c'est le rayon effectif de cette galaxie synthétique qui est ajusté, jusqu'à ce que le χ^2 entre les graphiques ($\ln I$ vs $R^{1/4}$) du modèle et des données soit minimal. Lorsque tel est le cas, les paramètres utilisés pour générer la galaxie synthétique, avant convolution, donnent directement les paramètres déconvolués de la galaxie observée. Ces deux mesures sont répétées successivement jusqu'à convergence. La Figure 4.7 illustre la méthode employée. À ce stade, une incertitude sur l'intensité I_0 au centre de la galaxie persiste. Les deux profils logarithmiques sont décalés d'une constante. Ce décalage est corrigé avant chaque minimisation : le profil logarithmique des données est décalé de la moyenne de la différence entre les points extrêmes correspondants du modèle et des données.

Cette méthode est appliquée individuellement à chaque image des galaxies. Une valeur moyenne des paramètres est donc calculée ainsi que son erreur estimée de la même manière que précédemment⁶. Tous les résultats de cette section sont repris dans le tableau récapitulatif 4.5.

En comparant les tableaux 4.4 et 4.5, on se rend compte que la PSF instrumentale a tendance à diminuer l'ellipticité apparente des galaxies et augmenter le rayon effectif.

Objets	Angles d'orientation (°)	Ellipticités non convoluées	Rayons effectifs non convolués (")
HE1104-1805	73.875 ± 3.826	0.038 ± 0.023	0.816 ± 0.062
SBS1520+530	38.875 ± 1.638	0.305 ± 0.069	0.496 ± 0.027
HE0047-1756	25.875 ± 0.473	0.107 ± 0.027	0.288 ± 0.059

TABLE 4.5 – Valeurs moyennes des paramètres structurels des différentes galaxies.

5. Se référer à l'équation 4.1

6. Erreur sur la moyenne 4.2

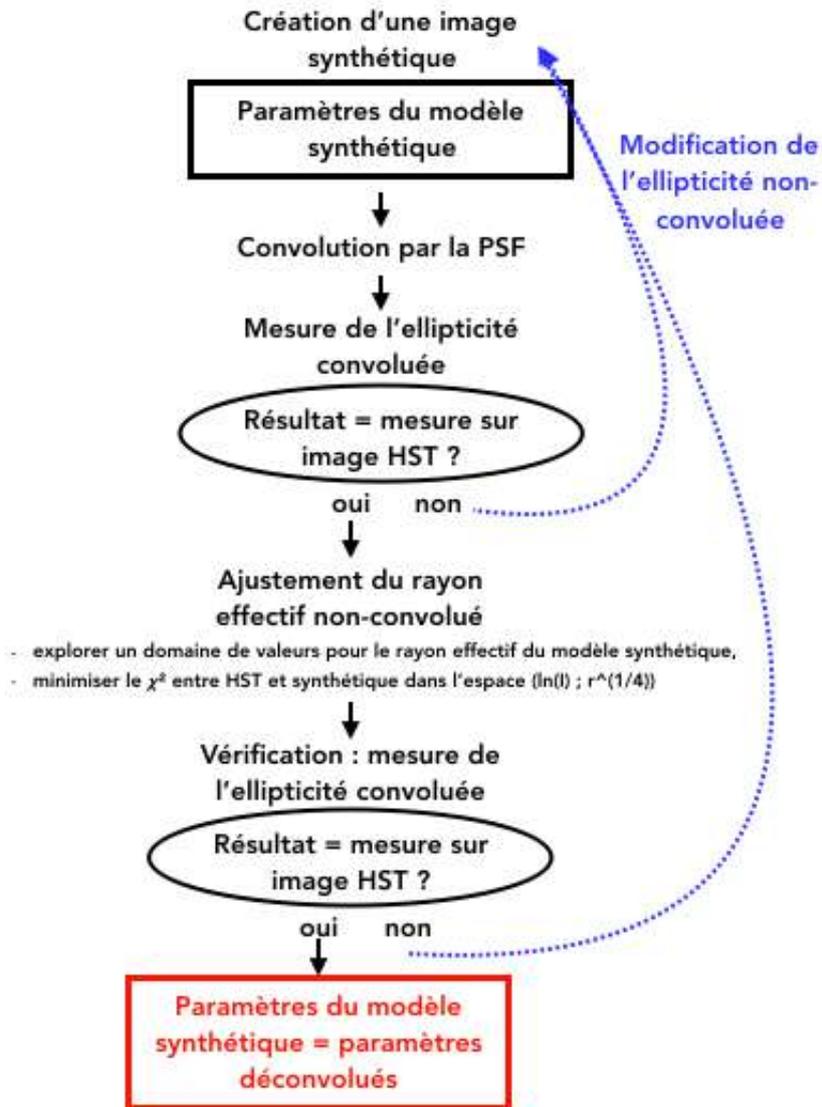


FIGURE 4.7 – Procédures du programme de déconvolution des paramètres structuels.

4.5 Détermination de l'intensité centrale

Le dernier paramètre à estimer est l'intensité I_0 au centre de la galaxie lentille. Sa détermination repose sur la mesure du décalage entre le profil logarithmique ($\ln I$ vs $R^{1/4}$) des données et d'un modèle analytique. En effet, une image synthétique est créée puis convoluée par la PSF. Celle-ci donne un profil logarithmique décalé d'une constante par rapport au profil logarithmique obtenu avec les données. L'intensité centrale du modèle est ajustée pour réduire cet écart à zéro. Cet écart est calculé sur base des différences entre les ordonnées des points extrêmes des deux profils. La valeur de I_0 ainsi obtenue donne directement le paramètre recherché.

Cette section termine la première partie du travail portant sur l'étude des paramètres structuraux des galaxies afin d'ajuster un profil lumineux de de Vaucouleurs. La suite du travail est consacrée à l'étude des profils de masse sur base des positions observées des images de la source et de la galaxie lentille.

Chapitre 5

Étude du profil de masse des galaxies lentilles

Dans ce chapitre sont exposés les différents profils de masse utilisés pour modéliser les galaxies lentilles. Comme il a déjà été mentionné à la section 2.3, le phénomène de mirage gravitationnel permet de résoudre l'équation de la lentille 2.22. À travers le potentiel de déflexion, la convergence $\kappa(\vec{\xi})$ est estimée par l'équation de Poisson 2.20 qui nous donne la densité surfacique $\Sigma(\vec{\xi})$.

Deux modèles sont ici utilisés et ajustés grâce au logiciel GRAVLENS [27]. Il s'agit des profils de masse *Singular Isothermal Ellipsoid* (SIE) et de de Vaucouleurs (DEV). L'objectif de cette partie du travail est de comparer les capacités de ces deux modèles à reproduire les observations.

5.1 Logiciel Gravlens

Ce logiciel permet de résoudre l'équation de la lentille pour différentes distributions de masse [28]. L'implémentation se base sur une lecture à sens inverse de l'équation 2.22, soit de la droite vers la gauche, pour éviter les problèmes de fonctions transcendentes¹. Cette solution utilise un quadrillage connectant deux plans parallèles. Chaque position dans le plan image I_i correspond à une unique position dans le plan source S_i . Cette technique de mapping construit donc une grille dans le plan de la source permettant de déterminer sa position. Comme il est mentionné à la section 2.4, la position de celle-ci définit le nombre d'images. De cette manière, le nombre d'images est obtenu et leur positions sont connues par le mapping dans le plan correspondant. Ensuite, la recherche s'effectue sur le potentiel de déflexion ψ reproduisant au mieux les différentes positions des images de la source. Pour cela, les paramètres du potentiel ψ sont ajustés sur base d'une minimisation d'un χ^2 .

1. Fonction qui n'est pas solution d'une équation polynomiale à coefficients polynomiaux par rapport à ses arguments.

Ces paramètres varient en fonction du modèle choisi, mais une liste de paramètres communs à tous les modèles peut toutefois être dressée :

- la position de la galaxie lentille : (x_0, y_0)
- son ellipticité et son angle d'orientation : (ε, θ)
- les paramètres correspondant au cisaillement externe : (γ, θ_γ)

Pour rappel, la présence d'autres objets le long de la ligne de visée du mirage observé n'est pas négligeable. Pour tenir compte de ces effets extérieurs, le cisaillement est donc considéré. Concernant les paramètres modèle-dépendants, ceux-ci se rapportent majoritairement au scaling des profils, en magnitude et en taille, ainsi qu'à leur indice de décroissance (loi de puissance).

Les contraintes, intervenant dans le calcul du χ^2 , sont les suivantes :

- La position de la galaxie lentille (1)
- Les positions des images de la source (2)
- Le rapports de flux des deux images (1)
- Le délai temporel (1)

La mesure de ces cinq contraintes provient de différentes études mais principalement d'études menées par Sluse et al (2011) [51]. Toutes les valeurs et références sont données dans le tableau 5.1 pour chaque observation.

Les observations de notre échantillon de mirages doubles fournissent un nombre assez restreint de contraintes par rapport au nombre de paramètres de nos deux modèles (7 paramètres pour le modèle SIE et 8 pour le modèle de de Vaucouleurs). Pour pallier à ce manque, nous devons, pour le modèle SIE, imposer deux contraintes supplémentaires : l'ellipticité et l'angle d'orientation. Ces paramètres sont contraints à respecter les valeurs mesurées dans la bande H reprises dans le tableau 4.5. Dans le cas du modèle de de Vaucouleurs, la même contrainte est appliquée en plus sur le rayon effectif. De cette manière, chaque modèle ajusté possède un degré de liberté. Dès lors, le χ^2 est égal au χ^2 réduit.

Objets	Label	ΔRA (")	ΔDec (")	Délais temporels (jours)	Rapport de flux
HE1104-1805	A	0.0 [51]	0.0 [51]	-	1.0 [51]
	B	2.9020 ± 0.0008 [51]	-1.3362 ± 0.0028 [51]	$\Delta t_{BA} = 162.2 \pm 6.2$ [37]	0.259 ± 0.005 [51]
	G	0.9731 ± 0.0022 [51]	-0.5120 ± 0.0012 [51]	-	-
SBS1520+530	A	0.0 [51]	0.0 [51]	-	1.0 [51]
	B	1.4274 ± 0.0006 [51]	-0.6525 ± 0.0004 [51]	$\Delta t_{BA} = 130.5 \pm 2.9$ [21]	0.471 ± 0.002 [51]
	G	1.1395 ± 0.0016 [51]	-0.3834 ± 0.0017 [51]	-	-
HE0047-1756	A	0.0 [10]	0.0 [10]	-	1.0 [10]
	B	0.2328 ± 0.0008 [10]	-1.4094 ± 0.0002 [10]	$\Delta t_{BA} = 7.2 \pm 3.8$ [22]	0.253 ± 0.002 [10]
	G	0.2390 ± 0.0022 [10]	-0.8098 ± 0.0056 [10]	-	-

TABLE 5.1 – Valeurs de l’astrométrie, des délais temporels et des rapports de flux provenant de la littérature pour les mirages doubles étudiés

5.2 Approche théorique du modèle SIE

Soit un profil de masse défini par une loi de puissance α , la convergence s’exprime par [27]

$$\kappa(\xi) = \frac{1}{2} b^{(2-\alpha)} [s^2 + \xi^2]^{\alpha/2-1} \quad (5.1)$$

avec s et b servant de paramètres pour le rayon effectif et ξ défini comme $\xi = x^2 + (\frac{y^2}{q^2})^{1/2}$. Les coordonnées de la galaxie lentille sont notées x et y pour un repère cartésien centré sur celle-ci. Le paramètre q est le rapport des demi-axes de l’ellipse. Pour des modèles isothermes, le paramètre α est égalé à 1 et pour des modèles singuliers, s est nul. Dans ce cas, l’expression 5.1 devient pour un modèle SIE :

$$\kappa(\xi) = \frac{b}{2\xi} \quad (5.2)$$

Le potentiel de déflexion associé à la convergence d'un modèle isotherme est donné par [27]

$$\begin{aligned} \psi &= x\psi_x + y\psi_y - bqs \ln(\sqrt{(\delta + s)^2 + (1 - q^2)x^2} + bqs \ln(s(1 + q))) \\ \psi_x &= \frac{bq}{\sqrt{1 - q^2}} \arctan\left(\frac{\sqrt{1 - q^2}x}{\delta + s}\right) \\ \psi_y &= \frac{bq}{\sqrt{1 - q^2}} \operatorname{arctanh}\left(\frac{\sqrt{1 - q^2}y}{\delta + q^2s}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

avec $\delta^2 = q^2(s^2 + x^2 + y^2)$. L'expression 5.3 devient pour le cas singulier ($s = 0$),

$$\begin{aligned} \psi &= x\psi_x + y\psi_y \\ \psi_x &= \frac{bq}{\sqrt{1 - q^2}} \arctan\left(\frac{\sqrt{1 - q^2}x}{\delta}\right) \\ \psi_y &= \frac{bq}{\sqrt{1 - q^2}} \operatorname{arctanh}\left(\frac{\sqrt{1 - q^2}y}{\delta}\right) \end{aligned} \quad (5.4)$$

5.3 Approche théorique du modèle de de Vaucouleurs

Soit un profil de masse défini par une loi de de Vaucouleur en $r^{1/4}$, la convergence est donnée par [27]

$$\kappa = \frac{b}{2NR_{eff}} \exp\left[-k(\xi/R_{eff})^{1/4}\right] \quad (5.5)$$

avec N , le facteur de normalisation égal à $20160/k^8$, k , la constante égal à 7.66925001 ², R_{eff} , le rayon effectif de la galaxie lentille et b et ξ définis comme dans la section 5.2. Le potentiel de déflexion est donné par

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{b}{2NR_{eff}} \frac{40320 R_{eff}^2}{k^8} \frac{1}{r} \times \\ &\left[1 - \exp(-\xi) \left(1 + \xi \left(1 + \frac{\xi}{2} \left(1 + \frac{\xi}{3} \left(1 + \frac{\xi}{4} \left(1 + \frac{\xi}{5} \left(1 + \frac{\xi}{6} \left(1 + \frac{\xi}{7}\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right)\right] \end{aligned} \quad (5.6)$$

2. Les constantes de normalisation du profil de de Vaucouleurs peuvent être dérivées numériquement [39]

5.4 Résultats

Une minimisation du χ^2 permet de comparer les deux modèles explicités précédemment. Cette étude renseigne sur la capacité du modèle à reproduire les observations. L'ajustement des délais temporels pourrait dépendre de la valeur choisie pour la constante de Hubble H_0 . Pour éviter tout biais dans nos conclusions, nous effectuons l'ajustement deux fois, avec deux valeurs différentes pour H_0 : $63.7 \pm 2.3 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ [53] et $73.24 \pm 1.7 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ [41]. *G.A Tammann et B. Reindl* (2012) [53] ont utilisé les distances du *tip of the red-giant branch* (TRGB). Ces géantes rouges de Population II permettent d'étalonner les supernovae SNIa. Il s'agit ici d'une étude d'une large zone de notre Univers, soit une région allant jusqu'à un redshift de 2. En 2016, *A. G. Riess et al* [41] étudient 300 supernovae SNIa de redshift inférieur à 0.15 provenant d'observations du télescope spatial Hubble. Cette calibration provient d'une évaluation très locale.

Tous les résultats des différents ajustements en fonction des modèles et de la valeur de la constante de Hubble sont repris dans le tableau 5.2. Sur base de cet échantillon de mirages, le modèle SIE donne l'impression de s'ajuster le mieux par rapport au modèle de de Vaucouleurs. Le modèle DEV suppose une distribution de la matière suivant la luminosité selon une loi en $r^{1/4}$. Un mauvais ajustement, comme observé pour le mirage double HE1104-1805, peut s'expliquer par la présence d'une autre composante³ ne respectant pas cette distribution. Une étude plus fine sur l'espace des paramètres a été effectuée à plusieurs reprises pour s'acquitter des problèmes de minima locaux. La plus grande contribution à la valeur du χ^2 provient de l'ajustement des délais temporels. Cela peut s'expliquer par le fait que les barres d'erreurs relatives sur les délais temporels soient minimales. D'ailleurs, le de Vaucouleurs ajusté produit un délai temporel théorique fort différent de celui observé. Toutefois, ces faibles barres d'erreurs ne semblent pas pénaliser le χ^2 du SIE, indiquant donc plutôt une incapacité du de Vaucouleurs à reproduire convenablement les observations. Seule exception, pour le mirage double SBS1520+530, le meilleur χ^2 est obtenu avec l'ajustement du modèle DEV. Concernant la constante de Hubble, même en changeant sa valeur, le meilleur ajustement est toujours obtenu avec le même modèle. Il n'est pas question ici de choisir une meilleure valeur de H_0 mais bien de montrer qu'elle ne change pas nos conclusions.

Objets	χ^2			
	SIE		DEV	
	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$
HE1104-1805	38.49	4.74	346.13	183.49
SBS1520+530	12.21	41.96	6.48	1.18
HE0047-1756	1.5	0.67	18.64	26.71

TABLE 5.2 – Valeurs du χ^2 des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de H_0

3. Il peut s'agir de matière noire ou même de gaz

L'étude des χ^2 semble soutenir, dans deux cas sur trois, le modèle SIE comme meilleur représentant des profils de masse de galaxies elliptiques. Dans le contexte de cette étude, l'existence d'un halo de matière sombre autour des galaxies lentilles de cet échantillon semble favorisée. Toutefois, il faut garder à l'esprit que cet ajustement est fort peu contraint et peut souffrir de dégénérescences. Par exemple, les effets de l'ellipticité intrinsèque de la galaxie sont difficiles à distinguer de ceux du cisaillement externe. De plus, malgré toutes les précautions, le problème des minima locaux peut continuer d'exister dans un espace des paramètres à de nombreuses dimensions. Les conclusions en termes de contenu en matière sombre doivent être étudiées de manière plus robuste, par exemple à l'aide des rapports masse-luminosité des lentilles. Le Chapitre 6 détaille cette autre approche.

5.4.1 Calcul du rayon d'Einstein

Le logiciel GRAVLENS permet également d'estimer le rayon d'Einstein R_{Ein} des mirages gravitationnels. Ce calcul se base sur la définition même du rayon d'Einstein, qui correspond au rayon galactocentrique auquel la densité $\Sigma(r)$ est égale à la densité critique Σ_c , c'est-à-dire, auquel la convergence $\kappa(r)$ vaut l'unité. Toutes les valeurs en fonction de la constante de Hubble et du modèle sont reprises dans le tableau 5.3 en secondes d'arc. Les résultats sont assez semblables les uns par rapport aux autres et H_0 ne semble pas apporter des différences majeures pour un même modèle ajusté. De même pour la comparaison entre eux-ci, les rayons d'Einstein estimés sont assez ressemblants. Ils se montrent donc, et heureusement, fort peu dépendants du modèle ajusté.

Bien évidemment, toute mesure est entachée d'erreur. De ce fait, une incertitude sur le rayon d'Einstein doit être estimée. La procédure s'effectue en deux étapes. Dans un premier temps, un calcul de l'erreur sur l'ajustement GRAVLENS est réalisé. Sur base du calcul de la matrice des covariances⁴, c'est-à-dire en utilisant des expressions théoriques des covariances provenant des *Numerical Recipes* [38] et dépendant des dérivées du χ^2 en les paramètres, les erreurs sur ϵ et θ sont estimées pour le modèle SIE et pour le modèle DEV, une erreur supplémentaire sur R_{eff} est calculée. Ensuite, une estimation de la propagation des erreurs sur le rayon d'Einstein est prise en compte. En explorant l'espace des paramètres adéquats, le χ^2 est calculé pour plusieurs modèles où on modifie un des paramètres p_i ⁵ à la fois dans un intervalle $p_i \pm \sigma_i$, où σ_i est l'erreur sur le paramètre calculée précédemment. Pour chacun de ces modèles, le rayon d'Einstein est alors calculé. De cette façon, une liste de χ^2 en fonction de R_{Ein} est obtenue. On y ajuste une parabole, comme illustré à la Figure 5.1, où une certaine valeur de R_{Ein} respectant $\chi^2 = \chi_{best}^2 + 1$ est recherchée. Autrement dit, ce rayon d'Einstein correspond à $\theta_{E,best} + \sigma_{R_{Ein}}$. L'incertitude sur le rayon d'Einstein est alors donnée par $\sigma_{R_{Ein}} = R_{Ein} - \theta_{E,best}$. Le tableau 5.3 reprend également toutes ces valeurs en fonction de la constante de Hubble et du modèle ajusté.

4. Script développé par Clémentine Hauret

5. Soient ϵ et θ pour le SIE et ϵ , θ et R_{eff} pour le DEV

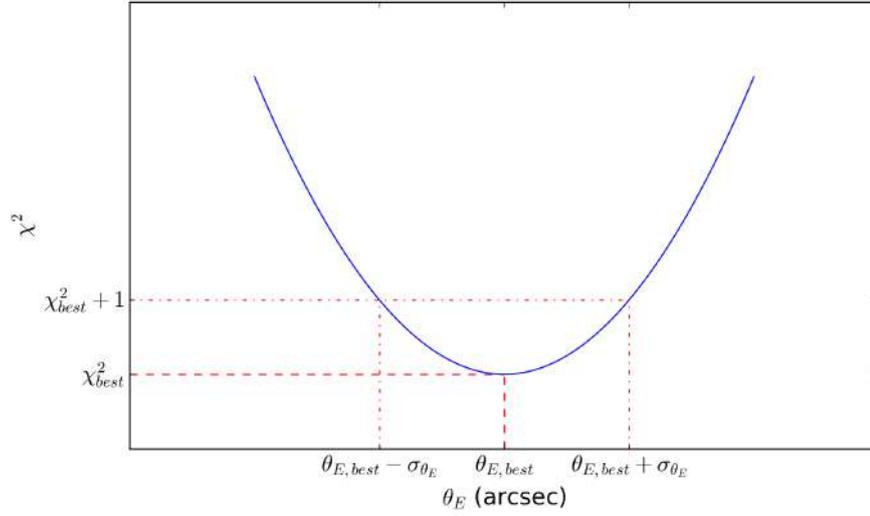


FIGURE 5.1 – Illustration de la détermination de l'erreur sur le rayon d'Einstein

	R_{Ein} (")			
	SIE		DEV	
Objets	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$
HE1104-1805	1.3607 ± 0.0009	1.3698 ± 0.0010	1.2868 ± 0.0015	1.3094 ± 0.0016
SBS1520+530	0.8097 ± 0.0004	0.8495 ± 0.0005	0.6420 ± 0.0004	0.6683 ± 0.0004
HE0047-1756	0.7379 ± 0.0012	0.7380 ± 0.0012	0.7315 ± 0.0015	0.7324 ± 0.0011

 TABLE 5.3 – Valeurs du rayon d'Einstein R_{Ein} et de son erreur des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de H_0

Pour terminer, les Figures 5.2 et 5.3 exposent les courbes critiques et caustiques du mirage double SBS1520-530. Elles sont comparées les unes aux autres en fonction du modèle pour une valeur de la constante de Hubble choisie.

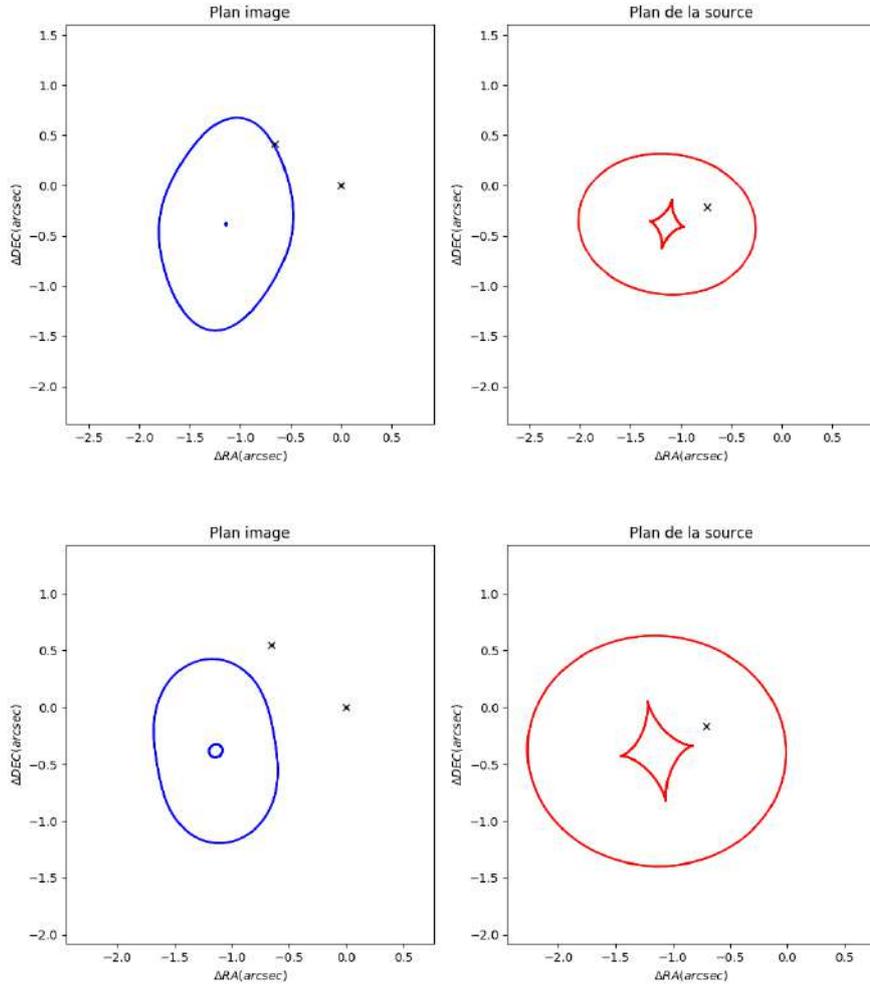


FIGURE 5.2 – Courbes critiques (gauche) et courbes caustiques (droite) de SBS1520-530 associées au modèle SIE (haut) et au modèle de Vaucouleurs (bas) pour une valeur de $H_0 = 63.7 \pm 2.3$ km/sMpc

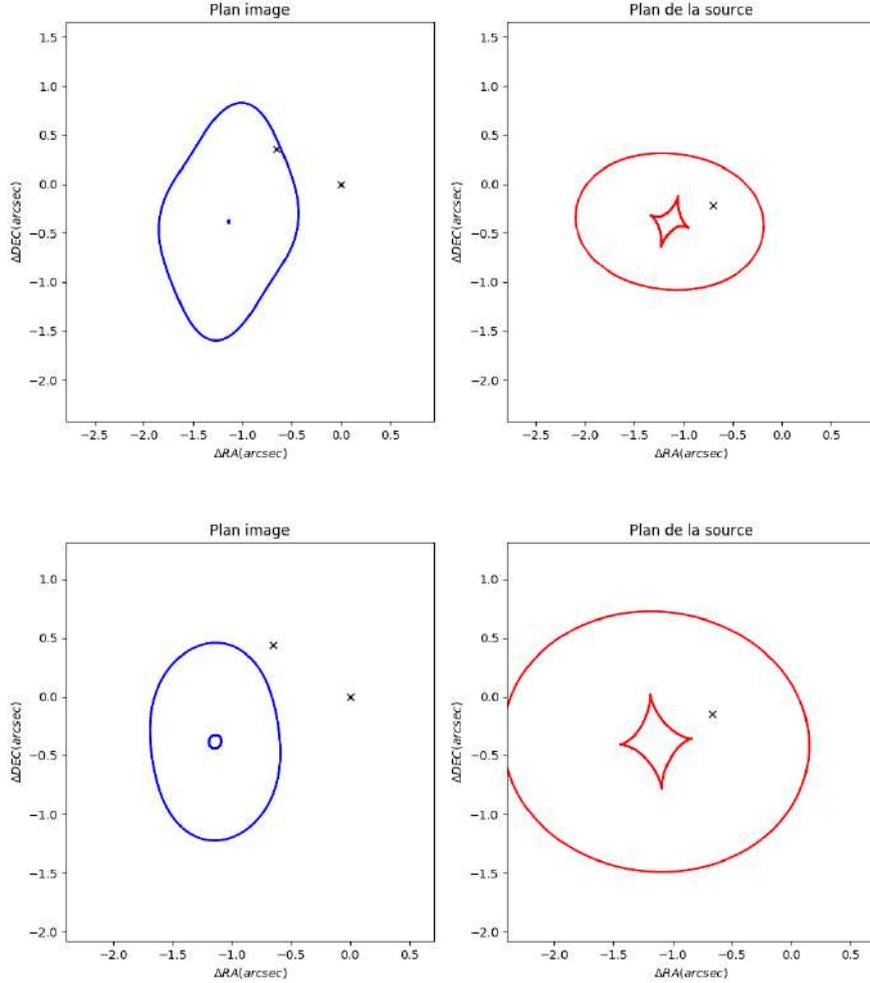


FIGURE 5.3 – Courbes critiques (gauche) et courbes caustiques (droite) de SBS1520-530 associées au modèle SIE (haut) et au modèle de Vaucouleurs (bas) pour une valeur de $H_0 = 73.24 \pm 1.7$ km/sMpc

Dans un premier temps, on voit que la valeur de H_0 ne modifie pas les tendances. Pour ce mirage double, les courbes critiques et caustiques se rapprochant le plus d'un cas idéal simple de lentille elliptique⁶ sont obtenues avec le modèle d'ajustement de de Vaucouleurs. Concernant les courbes associées au modèle SIE, on peut remarquer le point singulier propre à la définition de ce modèle dans la partie centrale de la courbe critique. Du point de vue de sa forme globale, l'écart à l'ellipticité peut s'expliquer par la présence d'autres objets, c'est-à-dire par la présence d'une galaxie ou d'un amas de galaxies, le long de la ligne de visée de la caméra NICMOS du télescope spatial Hubble.

6. Voir section 2.4

Chapitre 6

Détermination des rapports masse-luminosité

Ce chapitre est séparé en deux parties. Dans la première partie, le calcul de la masse totale comprise dans le rayon d'Einstein de chaque galaxie lentille est réalisé. Ensuite, c'est la luminosité intégrée dans une ouverture circulaire de rayon égal au rayon d'Einstein qui est estimée. Le but, ici, est de déterminer le rapport de ces deux grandeurs pour chaque objet étudié. Ces données sont alors portées en graphique en fonction du rayon d'Einstein exprimé en unités de rayon effectif¹.

6.1 Estimation de la masse totale comprise dans R_{Ein}

Dans la section 2.2, les équations 2.9, 2.11 et 2.13 ont permis de conclure que la densité critique surfacique Σ_c est égale à la densité surfacique moyenne à l'intérieur du rayon d'Einstein $\Sigma(R_{Ein})$.

$$\Sigma(R_{Ein}) = \Sigma_c = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_S}{D_{LS}D_L} \quad (6.1)$$

Dès lors, la masse totale M , comprise dans le rayon d'Einstein, s'obtient en multipliant la densité surfacique critique par une surface de rayon R_{Ein} .

$$M = \Sigma_c \times \pi R_{Ein}^2 = \frac{c^2 R_{Ein}^2}{4G} \frac{D_S}{D_{LS}D_L} \quad (6.2)$$

Pour rappel, D_S, D_{LS} et D_L sont les distances de diamètre angulaire des plans observateur-source, lentille-source et observateur-lentille.

L'erreur sur la masse est obtenue en propageant celle du rayon d'Einstein dans l'équation 6.2. Autrement dit, elle est égale à

$$\sigma_M = M(R_{Ein} + \sigma_{R_{Ein}}) - M(R_{Ein}) \quad (6.3)$$

ou également à

$$\sigma_M = 2\pi\Sigma_c R_{Ein}\delta R_{Ein} \quad (6.4)$$

1. voir Chapitre 7

Tous les résultats sont repris dans le tableau 6.1. Ils sont donnés en masses solaires².

Objets	M(R_{Ein}) ($10^{11} M_{\odot}$)			
	SIE		DEV	
	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$
HE1104-1805	6.9758 ± 0.0097	6.1489 ± 0.0093	6.2389 ± 0.0154	5.6185 ± 0.0136
SBS1520+530	2.9320 ± 0.0029	2.8066 ± 0.0029	1.8432 ± 0.0024	1.7372 ± 0.0025
HE0047-1756	1.2188 ± 0.0040	1.0604 ± 0.0035	1.1976 ± 0.0051	1.0444 ± 0.0032

TABLE 6.1 – Valeurs de la masse totale comprise dans le rayon d’Einstein R_{Ein} et de son erreur des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble

6.2 Estimation de la luminosité totale comprise dans R_{Ein}

De manière générale, pour obtenir la luminosité totale à l’intérieur du rayon d’Einstein, il suffit d’intégrer le profil lumineux de la galaxie lentille compris dans la région de rayon R_{Ein} . Cependant, le processus n’est pas aussi direct. Il est divisé en plusieurs étapes. Tout d’abord, l’intégration s’effectue sur un modèle analytique non convolué pour approcher le plus possible la distribution de lumière de la galaxie lentille. Le but est d’éviter toute intégration directe sur l’image qui pourrait être faussée par le profil instrumental et par certains pixels entachés d’erreurs instrumentales. Dans un premier temps, le flux lumineux est exprimé en électrons. Celui-ci est divisé par deux constantes propres à chaque observation, la conversion du gain d’électrons par pixel en DN³ et le temps d’exposition en secondes, pour avoir le flux en coups par secondes. En tenant compte de la sensibilité inverse de l’instrument NICMOS exprimée en $erg\ cm^{-2}\ \text{\AA}^{-1}\ DN^{-1}$, le flux F_{λ} donné en $erg\ s^{-1}\ cm^{-2}\ \text{\AA}^{-1}$ est alors déterminé. Le tableau 6.2 reprend les valeurs de la conversion du gain, du temps d’exposition et du facteur de sensibilité de NICMOS pour les différentes observations.

Cependant, le flux F_{λ} ne correspond pas au flux réel de la galaxie lentille. En effet, à cause du redshift de celle-ci, le spectre observé est décalé. Comme l’instrument NICMOS observe dans la bande H, à $1.63\ \mu m$, il convient d’effectuer une correction sur le flux pour obtenir le flux réel dans la bande en question. On parle dès lors de correction K [30]. Cette correction s’écrit sous la forme suivante :

$$F_H = K \times F_{\lambda^*} \quad (6.5)$$

où F_{λ^*} est le flux mesuré et F_H est le flux dans la bande H.

2. Une masse solaire vaut $1.9884 \times 10^{30} \pm 2 \times 10^{26}$ kg [18]

3. Les *Data Number* ou *Analogue-to-Digital Unit* représentent en terme d’unité l’accumulation des électrons dans un pixel du CCD [24]

Objets	Conversion du gain (électrons/DN)	Temps d'exposition (s)	Facteur de sensibilité (erg cm ⁻² Å ⁻¹ DN ⁻¹)
HE1104-1805	5.4	639.9389	2.36e-19
SBS1520+530	5.4	703.9361	2.36e-19
HE0047-1756	5.4	639.9389	1.74e-19

TABLE 6.2 – Valeurs des facteurs de conversion, de sensibilité et du temps d'exposition propre aux observations. Crédit : Hubble Space Telescope

Pour déterminer le facteur K, on se base sur une interpolation entre les bandes spectrales de flux typiques de galaxies elliptiques. Les spectres synthétiques de telles galaxies sont repris de Fioc & Rocca-Volmerange (1997) [19] permettant d'avoir les indices de couleurs exprimés en magnitudes. Pour les convertir en flux, les points zéros de différentes bandes spectrales de Mann & von Braun (2015) [33] sont utilisés. Soit la magnitude apparente m d'une galaxie elliptique définie comme [30]

$$m = -2.5 \log F + \text{constante}, \quad (6.6)$$

le flux F s'écrit alors comme

$$F = \text{constante} \times 10^{-0.4m} \quad (6.7)$$

avec la constante définie comme le flux du point zéro. Soient X et H, deux bandes spectrales voisines où interpoler, et, F_X^0 et F_H^0 , les flux de ces bandes aux points zéros. En partant de l'équation 6.7 et en prenant le rapport des flux de la galaxie, on trouve

$$\frac{F_X}{F_H} = \frac{F_X^0}{F_H^0} \times 10^{-0.4(m_X - m_H)} \quad (6.8)$$

où $m_X - m_H$ est l'indice de couleur donné par Fioc & Rocca-Volmerange (1997) et F_X^0/F_H^0 est le rapport des flux des deux bandes spectrales aux points zéros donnés par Mann & von Braun (2015). Dès lors, le flux dans la bande spectrale X peut s'exprimer en terme du flux dans la bande spectrale H :

$$F_X = \alpha \times F_H \quad (6.9)$$

$$\log F_X = \log(\alpha \times F_H) \quad (6.10)$$

$$= \log \alpha + \log F_H \quad (6.11)$$

où $\alpha = \frac{F_X^0}{F_H^0} \times 10^{-0.4(m_X - m_H)}$.

Le flux observé à la longueur d'onde λ^* est obtenu par interpolation comme illustré à la Figure 6.1

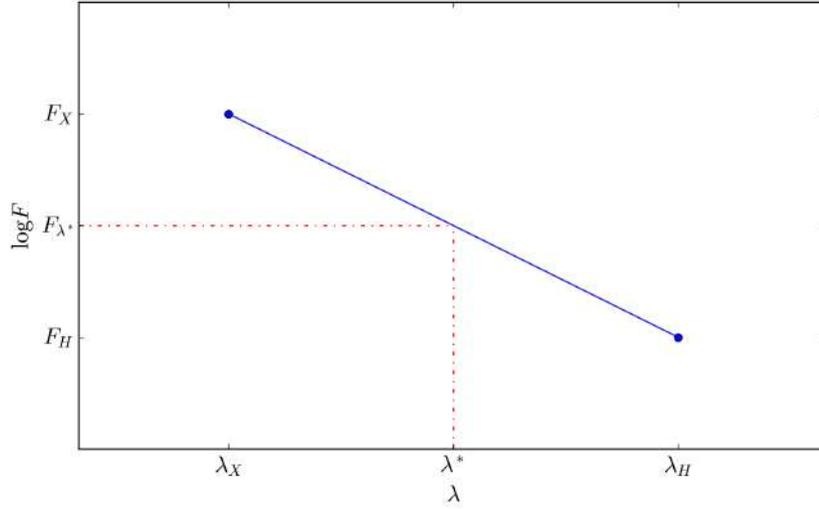


FIGURE 6.1 – Flux mesuré par interpolation entre les flux de bandes spectrales voisines

Connaissant maintenant la relation 6.9, l'objectif est de déterminer le facteur K de l'expression 6.5 où la longueur d'onde λ^* est comprise dans l'intervalle $[\lambda_X; \lambda_H]$. Sur base de l'expression générale d'une interpolation linéaire adaptée à ce cas-ci, on a

$$\log F_{\lambda^*} = \frac{\log F_H - \log F_X}{\lambda_H - \lambda_X} (\lambda^* - \lambda_X) + \log F_X \quad (6.12)$$

$$= \frac{\log F_H / F_X}{\lambda_H - \lambda_X} (\lambda^* - \lambda_X) + \log F_X \quad (6.13)$$

$$= \left(\frac{\lambda^* - \lambda_X}{\lambda_H - \lambda_X} \right) \log \frac{1}{\alpha} + \log F_X \quad (6.14)$$

$$= - \left(\frac{\lambda^* - \lambda_X}{\lambda_H - \lambda_X} \right) \log \alpha + \log (\alpha F_H) \quad (6.15)$$

$$= \log (\alpha F_H) - \log \left(\alpha^{(\lambda^* - \lambda_X) / (\lambda_H - \lambda_X)} \right) \quad (6.16)$$

$$= \log \left(\frac{\alpha F_H}{\alpha^{(\lambda^* - \lambda_X) / (\lambda_H - \lambda_X)}} \right) \quad (6.17)$$

$$= \log \left(\alpha^{[1 - (\lambda^* - \lambda_X) / (\lambda_H - \lambda_X)]} F_H \right) \quad (6.18)$$

$$F_{\lambda^*} = \alpha^{[1 - (\lambda^* - \lambda_X) / (\lambda_H - \lambda_X)]} F_H \quad (6.19)$$

Finalement, par identification avec l'équation 6.5, on définit le facteur K comme

$$K = \alpha^{\left(\frac{\lambda^* - \lambda_X}{\lambda_H - \lambda_X} - 1 \right)} \quad (6.20)$$

Les valeurs de la correction K sont repris dans le tableau 6.3 pour tous les mirages doubles. L'interpolation a été faite pour les bandes spectrales I, J et H.

Objets	Correction K
HE1104-1805	0.556400
SBS1520+530	0.549176
HE0047-1756	0.657284

TABLE 6.3 – Valeurs de la correction K calculée sur base de l'équation 6.20 pour tous les mirages doubles

Les flux F_λ donnés en $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$ sont multipliés par les valeurs du facteur K du tableau 6.3 suivant l'équation 6.5. De cette façon, les flux obtenus représentent les flux observés dans la bande H pour chaque objet.

Ensuite, pour exprimer ces flux en unités solaires, il faut les diviser par le flux solaire dans la bande spectrale H et à la distance de chaque galaxie lentille. Sur base du flux solaire calibré à 10 pc ⁴ provenant de Colina et al (1996) [11] et des estimations des distances observateur-lentille en fonction de la constante de Hubble venant de *Ned Wright Cosmology Calculator, Cosmology from WMAP* [55], les flux solaires dans la bande H aux distances correspondantes sont estimés et repris dans le tableau 6.4. Pour terminer, le tableau 6.5 reprend les flux compris à l'intérieur du rayon d'Einstein R_{Ein} exprimés en unités solaires pour chaque objet. Concernant l'erreur σ_L , elle est déterminée par la somme de deux contributions. Par l'expression de la propagation des erreurs [50], on a

$$\sigma_L^2 = \sigma_{disp}^2 + \sigma_{R_{Ein}}^2 \quad (6.21)$$

où σ_{disp}^2 est l'erreur provenant de la dispersion de la luminosité estimée sur base de l'incertitude sur la moyenne⁵ des valeurs mesurées sur les quatre images d'un même système, et $\sigma_{R_{Ein}}^2$ est l'erreur provenant de la propagation de l'erreur sur R_{Ein} lors de l'intégration sur profil lumineux. L'erreur sur le flux lumineux comprise dans le rayon d'Einstein est également indiquée dans le tableau 6.5.

4. $5.285 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$

5. Équation 4.2

Objets	$F_{H,\odot}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹)	
	H = 63.7 ± 2.3 kms ⁻¹ Mpc ⁻¹	H = 73.24 ± 1.7 kms ⁻¹ Mpc ⁻¹
HE1104-1805	2.114e-29	2.795e-29
SBS1520+530	1.907e-29	2.522e-29
HE0047-1756	8.597e-29	1.136e-28

TABLE 6.4 – Flux solaire dans la bande H à la distance des galaxies lentilles en fonction de la constante de Hubble

Objets	F_H (10 ¹¹ L _⊙)			
	SIE		DEV	
	H ₀ = 63.7 ± 2.3 kms ⁻¹ Mpc ⁻¹	H ₀ = 73.24 ± 1.7 kms ⁻¹ Mpc ⁻¹	H ₀ = 63.7 ± 2.3 kms ⁻¹ Mpc ⁻¹	H ₀ = 73.24 ± 1.7 kms ⁻¹ Mpc ⁻¹
HE1104-1805	2.967 ± 0.012	2.251 ± 0.009	2.895 ± 0.012	2.207 ± 0.009
SBS1520+530	2.029 ± 0.002	1.567 ± 0.001	1.817 ± 0.002	1.403 ± 0.001
HE0047-1756	0.2723 ± 0.0007	0.2060 ± 0.0005	0.2714 ± 0.0008	0.2055 ± 0.0006

TABLE 6.5 – Flux lumineux dans la bande H compris dans le rayon d’Einstein des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble avec leurs incertitudes

6.3 Estimation des rapports masse-luminosité

Pour la détermination des rapports masse-luminosité, chaque masse totale comprise dans le rayon d’Einstein (tableau 6.1) est divisée par la luminosité totale comprise dans ce même rayon (tableau 6.5). L’estimation de l’erreur sur les rapports, soit sur des fonctions de deux variables $f(M, L)$, est obtenue par l’expression de la propagation des erreurs [50]

$$\sigma_f^2 = \left(\frac{\partial f(M, L)}{\partial M} \right)^2 \sigma_M^2 + \left(\frac{\partial f(M, L)}{\partial L} \right)^2 \sigma_L^2 \quad (6.22)$$

$$= \frac{1}{L^2} \sigma_M^2 + \left(\frac{-M}{L^2} \right)^2 \sigma_L^2 \quad (6.23)$$

$$= \frac{\sigma_M^2}{L^2} + \frac{M^2}{L^4} \sigma_L^2 \quad (6.24)$$

où σ_M et σ_L sont données dans les tableaux 6.1 et 6.5. Les résultats des rapports masse-luminosité et leurs incertitudes sont repris dans le tableau 6.6

Objets	M/L			
	SIE		DEV	
	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $km s^{-1} Mpc^{-1}$
HE1104-1805	2.351 ± 0.009	2.731 ± 0.011	2.154 ± 0.010	2.545 ± 0.012
SBS1520+530	1.445 ± 0.001	1.790 ± 0.002	1.014 ± 0.001	1.238 ± 0.002
HE0047-1756	4.475 ± 0.019	5.147 ± 0.022	4.411 ± 0.023	5.083 ± 0.021

TABLE 6.6 – Rapports masse-luminosité des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble avec leurs incertitudes

Chapitre 7

Résultats et discussion

Ce chapitre constitue l'étape finale du travail de recherche. Tout d'abord, les rapports rayon d'Einstein-rayon effectif sont calculés pour chaque galaxie lentille et chaque profil de masse en fonction de la constante de Hubble. Ensuite, il convient de construire un graphique illustrant la dépendance des rapports masse-luminosité, calculés dans le chapitre 6, en fonction de ces rapports de distance. Le but est d'étudier la possible existence de halo de matière sombre autour de galaxies elliptiques.

7.1 Estimation des rapports R_{Ein}/R_{eff}

Pour estimer les rapport rayon d'Einstein-rayon effectif, les valeurs de R_{Ein} du tableau 5.3 sont divisées par les rayons effectifs déconvolués repris dans le tableau 4.5. L'erreur sur ces rapports est également obtenue par l'expression de propagation des erreurs comme pour les rapports masse-luminosité.

$$\sigma_f^2 = \left(\frac{\partial f(R_{Ein}, R_{eff})}{\partial R_{Ein}} \right)^2 \sigma_{R_{Ein}}^2 + \left(\frac{\partial f(R_{Ein}, R_{eff})}{\partial R_{eff}} \right)^2 \sigma_{R_{eff}}^2 \quad (7.1)$$

$$= \left(\frac{\sigma_{R_{Ein}}}{R_{eff}} \right)^2 + \left(\frac{R_{Ein} \times \sigma_{R_{eff}}}{R_{eff}^2} \right)^2 \quad (7.2)$$

Toutes les valeurs des rapports et de leurs incertitudes sont reprises dans le tableau 7.1.

Objets	R_{Ein}/R_{eff}			
	SIE		DEV	
	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$	$H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$	$H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$
HE1104-1805	1.668 ± 0.127	1.679 ± 0.128	1.577 ± 0.121	1.605 ± 0.122
SBS1520+530	1.631 ± 0.091	1.711 ± 0.095	1.293 ± 0.072	1.346 ± 0.075
HE0047-1756	2.559 ± 0.527	2.559 ± 0.527	2.536 ± 0.523	2.539 ± 0.524

TABLE 7.1 – Rapports rayon d’Einstein-rayon effectif des différents mirages doubles pour les modèles SIE et DEV en fonction de la constante de Hubble avec leurs incertitudes

7.2 Résultats

Dans la section 5.4, les deux modèles de profil de masse ont été comparés les uns par rapport aux autres en terme de χ^2 . Le tableau 5.2 nous renseigne sur la capacité des modèles à reproduire les mirages doubles observés. De cette première étude, il ressort que le modèle SIE respecte mieux les observations. Les mirages doubles HE1104-1805 et HE0047-1756 sont mieux définis par ce modèle classique constitué de halo de matière sombre, autrement dit, avec un rapport masse-luminosité augmentant en fonction de la distance galactocentrique. Cependant, pour le mirage SBS1520, le meilleur ajustement provient du modèle de de Vaucouleurs, soit un modèle où la distribution de matière suit la luminosité, c’est-à-dire sans halo de matière sombre. La valeur de la constante de Hubble ne change en rien les conclusions. Malheureusement, ces études de profils de masse sont des résultats trop incertains. En effet, en raison du peu de contraintes des modèles, des possibles minima locaux et des possibles dégénérescences entre paramètres, comme le cisaillement et l’ellipticité, par exemple, il est difficile de conclure quoi que ce soit sur la présence ou non de halo de matière sombre autour des galaxies lentilles étudiées. Cette étape ne constitue donc qu’une première approche.

Pour se libérer de la dépendance des modèles, les rapports masse-luminosité des galaxies lentilles sont calculés dans la section 6.3. Ils sont estimés pour chaque modèle (SIE et DEV) en fonction de la constante de Hubble. On s’aperçoit que le rapport M/L de SBS1520 est proche de l’unité. La distribution de matière suit donc la luminosité. Cela rejoint la première conclusion de l’étude de minimalisation du χ^2 . De la même manière que précédemment, la valeur de la constante de Hubble ne modifie pas les conclusions. Cette deuxième approche est cependant plus fiable puisqu’elle se base sur une grandeur plus robuste que le χ^2 , à savoir les rapports M/L. Ces rapports M/L des galaxies lentilles sont portés en graphique à la Figure 7.1 en fonction de leur rayon d’Einstein exprimé en rayon effectif. Cette figure compare les rapports masse-luminosité des modèles SIE et de Vaucouleurs pour une constante de Hubble égale à $63.7 \pm 2.3 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ et à $73.24 \pm 1.7 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Chaque point représente une galaxie étudiée avec, à l’horizontale, la barre d’erreur sur le rapport R_{Ein}/R_{eff} reprise dans le tableau 7.1 et, à la verticale, la barre d’erreur sur le rapport M/L reprise dans le tableau 6.6.

Les différentes zones de couleur correspondent à différents modèles :

1) La zone bleue foncée représente des rapports masse-luminosité théoriques constants avec la distance galactocentrique, autrement dit, elle correspond à des galaxies lentilles sans halo de matière sombre. La valeur théorique de ces rapports provient des rapports théoriques M/L de modèles de populations stellaires publiés par Maraston (2005) [34]. Ces M/L théoriques dépendent de l'âge de la population d'étoiles, de sa métallicité, de sa distribution initiale de masse des étoiles (*Initial Mass Function* (IMF)) et de la bande d'observation. On considère ici la bande H. La gamme d'âge considérée ici s'étend entre 5 et 10 milliards d'années, raisonnable pour notre échantillon, et la gamme de métallicités considérée est aussi large que celle considérée par Maraston¹. On considère aussi les deux IMF les plus classiques : celle de Salpeter (1995) [45] et celle de Kroupa (2002) [29]. L'épaisseur du rectangle provient donc de la gamme d'âges, de métallicités et de fonctions de masse initiale des étoiles.

2) La zone bleue claire représente également des rapports masse-luminosité théoriques constants avec la distance galactocentrique. La surface de ce rectangle est simplement le double de la surface du rectangle bleu foncé. L'explication provient des abondances prédites par la nucléosynthèse cosmologique qui estime une densité de matière baryonique Ω_B dans l'univers de 0.04 (Schramm & Turner (1998) [47]). Or, Fukugita et al (2004) [20] et Cen & Ostriker (2006) [8] estiment ce paramètre à environ 0.02 en faisant l'inventaire de toute la matière baryonique dans l'univers. Dès lors, la moitié de la matière baryonique serait constituée de matière sombre, que nous supposons ici, cachée dans les galaxies et avec une distribution identique à celle de la matière baryonique visible.

3) Pour finir, la zone jaune correspond à des rapports masse-luminosité théoriques de galaxies dont la composante lumineuse suit un de Vaucouleurs alors que la composante matière sombre suit un profil de SIE². La courbe théorique de croissance est calculée de la façon suivante :

- La masse lumineuse projetée provient de l'intégration d'un profil de densité de surface de Vaucouleurs projeté

- La masse sombre projetée provient de l'intégration d'un profil de densité de surface SIE projeté

- Le rapport masse-luminosité provient du rapport de ces deux composantes

- La calibration de la courbe vient de la galaxie NGC3198, soit une des galaxies spirales dont on connaît le mieux la courbe de rotation. Son rapport M/L vaut 4 à une distance galactocentrique de 5.8 rayons effectifs (van Albada (1984) [54]).

- Comme pour le rectangle bleu foncé, la largeur de cette zone est déterminée par la gamme d'âges, de métallicités et de fonctions de masse initiale des étoiles.

1. Maraston étudie une gamme de métallicité allant de $Z_{\odot}/200$ à $2Z_{\odot}$ avec $Z_{\odot} = 0.0134$

2. La courbe ne change pas significativement en supposant un halo de type Navarro, Frenk & White (NFW). Ce profil de masse NFW est brièvement explicité dans la partie Annexe

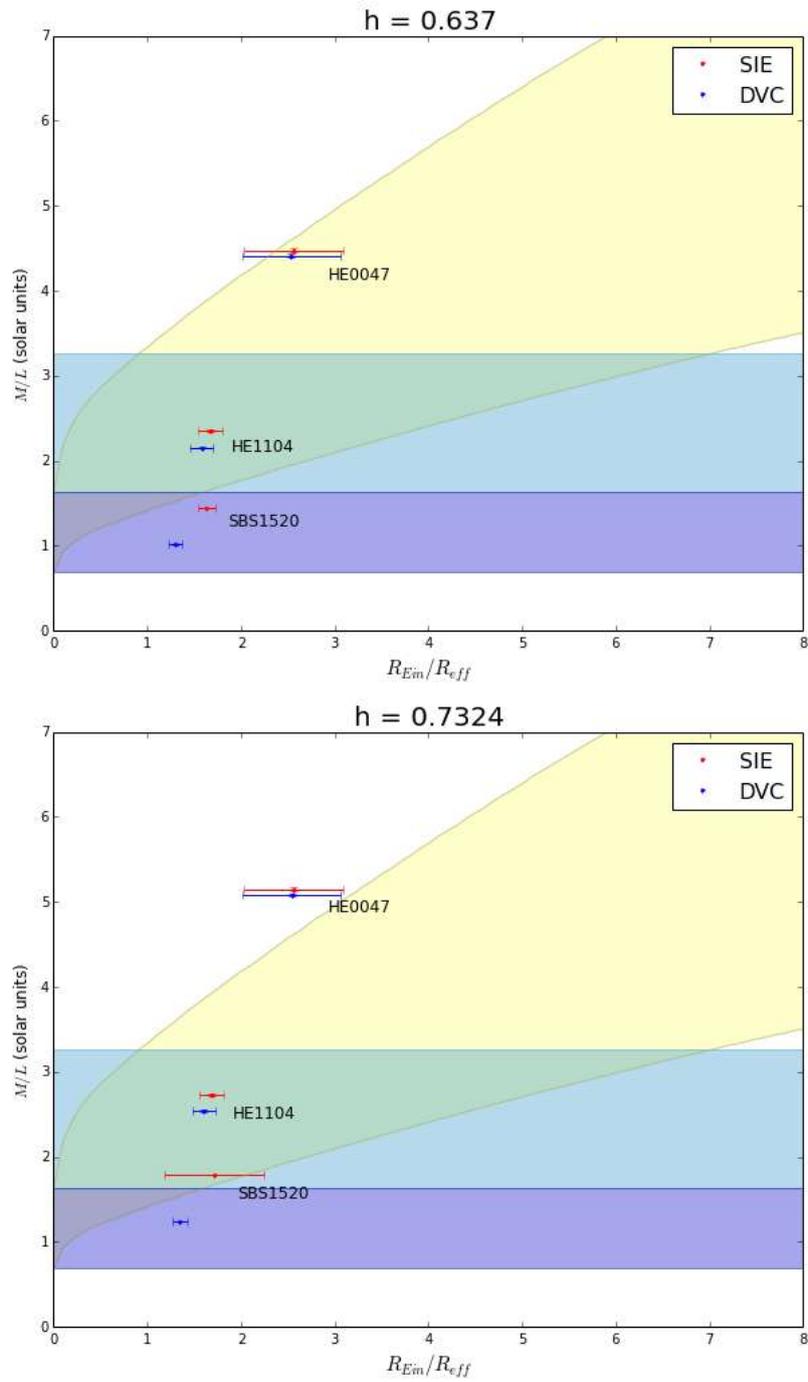


FIGURE 7.1 – Rapports masse-luminosité des galaxies lentilles étudiées pour les modèles SIE et de Vaucouleurs avec $H_0 = 63.7 \pm 2.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (graphique du haut) et avec $H_0 = 73.24 \pm 1.7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (graphique du bas).

7.3 Discussion finale

Premièrement, en comparant les deux graphiques de la Figure 7.1, on remarque que la valeur de la constante de Hubble ne modifie pas les conclusions. De manière générale, les trois points correspondant aux trois mirages doubles étudiés se trouvent dans les trois zones différentes, et ce pour les modèles SIE et de Vaucouleurs. Avant toutes conclusions hâtives, il est intéressant de discuter du rapport masse-luminosité de la galaxie lentille HE0047-1756. Celui-ci est fortement supérieur aux rapports M/L de HE1104-1805 et SBS1520+530. Cela pourrait traduire la présence de halo de matière noire. Pour s'en assurer, ce mirage double nécessite une discussion particulière.

Le tableau 7.2 reprend les différentes valeurs de la masse et du flux lumineux dans la bande H compris à l'intérieur du rayon d'Einstein de HE0047-1756. Les hautes valeurs des rapports masse-luminosité proviennent principalement du faible flux lumineux dans la bande H compris dans le rayon d'Einstein. Cependant, de par leur faible séparation angulaire, les images de la source dans le plan de la lentille sont fortement rapprochées de celle-ci. Dans ce cas, leur soustraction suivant la méthode détaillée à la section 3.2 peut introduire des artefacts. En effet, le flux provenant des images de la source est alors difficile à séparer du flux provenant de la lentille. Une surestimation du flux des sources donne lieu à une sous-estimation du flux de la galaxie. Pour vérifier ceci, le pré-traitement est réitéré en supposant arbitrairement des intensités des images de la source 10% plus faible. La Figure 7.2 compare les images de HE0047-1756 après le pré-traitement avec leurs intensités originales et avec leurs intensités diminuées de 10%. Ensuite, le profil lumineux de la galaxie est intégré dans une région de rayon égal au rayon d'Einstein pour obtenir le flux lumineux correspondant. L'augmentation de flux entre les deux cas s'élève à 64.47%. Autrement dit, une erreur de 10% sur les intensités des images de la source produit une erreur de 64.47% sur le flux résultant. En résumé, pour le mirage HE0047-1756, le flux lumineux compris à l'intérieur du rayon d'Einstein est très sensible à la moindre erreur sur l'intensité des images de la source. Il semble donc que la luminosité de la galaxie lentille puisse être sous-estimée si les intensités sont mal déterminées.

Modèle et H_0	$M(R_{Ein})$ ($10^{11} M_\odot$)	F_H ($10^{11} L_\odot$)	M/L
SIE avec $H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$	1.2188 ± 0.0040	0.2723 ± 0.0007	4.4756 ± 0.0186
SIE avec $H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$	1.0604 ± 0.0035	0.2060 ± 0.0005	5.1472 ± 0.0223
DEV avec $H_0 = 63.7 \pm 2.3$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$	1.1976 ± 0.0051	0.2714 ± 0.0008	4.4115 ± 0.0226
DEV avec $H_0 = 73.24 \pm 1.7$ $kms^{-1}Mpc^{-1}$	1.0444 ± 0.0032	0.2055 ± 0.0006	5.0834 ± 0.0213

TABLE 7.2 – Masses et flux lumineux dans la bande H compris dans le rayon d'Einstein permettant de calculer les rapports masse-luminosité de HE0047-1756 en fonction des modèles SIE et de Vaucouleurs et de la valeur de la constante de Hubble.

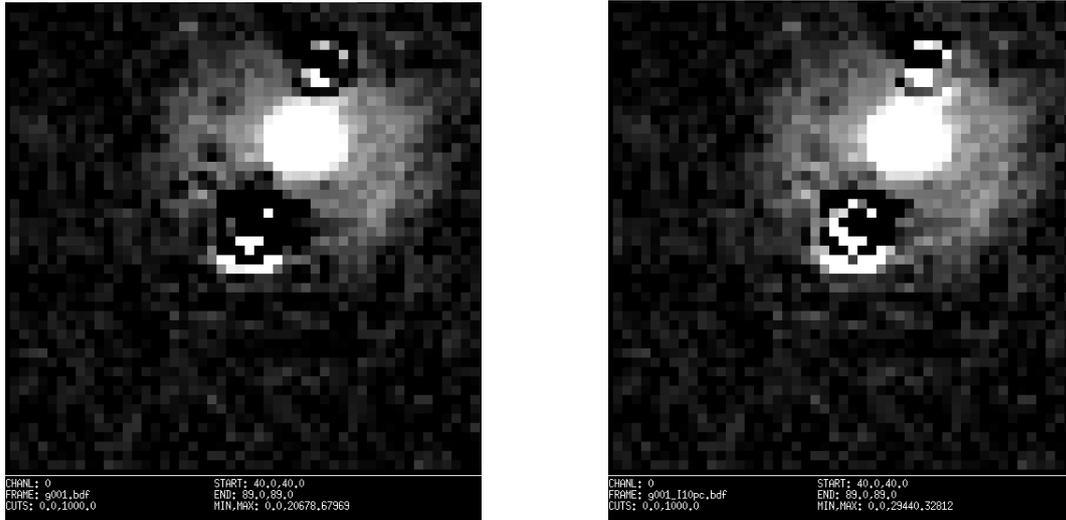


FIGURE 7.2 – Mirage gravitationnel HE0047-1756 après soustraction des images de la source d’une intensité originale (gauche) et d’une intensité diminuée de 10 % (droite).

Malheureusement, il est difficile de tirer une conclusion sur base de cet échantillon de mirages doubles. Plusieurs pistes permettraient de continuer ce travail. Tout d’abord, une réévaluation de l’intensité des images de la source et de leur PSF pour HE0047-1756 pourrait être nécessaire pour redéterminer son rapport masse-luminosité. Ensuite, il serait intéressant d’élargir cet échantillon même avec des mirages de nature différente, par exemple des mirages quadruples, permettant de mieux contraindre les modèles d’ajustement de profil de masse utilisés (SIE et de Vaucouleurs).

Concernant le calcul d’erreurs, celui-ci pourrait inclure plus de sources d’erreurs systématiques. Si l’estimation des erreurs sur le rayon d’Einstein est rigoureuse, il conviendrait de mieux estimer celle sur la luminosité. Il faudrait tenir compte des incertitudes sur les positions et les intensités des images de la source pour leur soustraction lors du pré-traitement. En effet, toute erreur sur ces grandeurs aura un impact sur les paramètres de la galaxie. Le mirage double HE0047-1756 en est un bon exemple. D’autres erreurs systématiques ne sont pas prises en compte comme les incertitudes sur la position de la galaxie lentille. De plus, une amélioration du calcul d’erreurs sur la masse à l’intérieur du rayon d’Einstein pourrait être envisagée. On ajouterait à l’erreur obtenue par la propagation de l’erreur du rayon d’Einstein une éventuelle erreur sur les distances de diamètre angulaire.

Pour terminer, à l’heure actuelle, la matière sombre est sujette à de nombreuses questions. Tout d’abord, dans le domaine de la physique des particules, de nombreuses théories tentent d’expliquer sa nature, malheureusement sans succès pour l’instant. Les recherches basées sur la détection de particules candidates à la matière sombre sont toujours infructueuses. C’est le cas de XENON1T, le plus grand et plus sensible détecteur au monde situé en Italie. Après un an de recherche, aucune collision de particules dites WIMPs n’a été recensée [1]. Pourtant, la matière sombre serait une pièce maîtresse dans la formation des grandes structures et des galaxies dans l’Univers [23]. Le mystère de la nature et la distribution spatiale autour des galaxies elliptiques de telles particules reste donc entier.

Annexe A

Profil de masse NFW

Le modèle Navarro-Frenk-White (NFW) est une distribution spatiale de la matière sombre en halo déterminée à partir de simulations de N-corps par Julio Navarro, Carlos Frenk et Simon White. Selon ce modèle, les halos de matière noire sont distribués universellement suivant la forme de densité [27]

$$\rho = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (\text{A.1})$$

où r_s est la longueur d'échelle et ρ_s est la densité caractéristique à chaque halo. La densité de masse projetée sur une surface est définie par

$$\kappa(r) = 2\kappa_s \frac{1-F(x)}{x^2-1} \quad (\text{A.2})$$

avec $x = r/r_s$, $\kappa_s = \rho_s r_s / \Sigma_{crit}$ et la fonction $F(x)$ définie comme

$$F(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{x^2-1}} \tan^{-1} \sqrt{x^2-1} & (x > 1) \\ \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \tanh^{-1} \sqrt{1-x^2} & (x < 1) \\ 1 & (x = 1) \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Le potentiel de déflexion circulaire s'obtient grâce à

$$\phi_{,r} = 4\kappa_s r_s \frac{\ln(x/2) + F(x)}{x} \quad (\text{A.4})$$

En remplaçant la coordonnée polaire r de l'équation A.2 par la coordonnée elliptique ξ , on obtient la densité de masse $\kappa(\xi)$ pour un modèle elliptique. Dans ce cas, le potentiel de déflexion à symétrie elliptique s'écrit

$$\phi_{,\xi} = 2\kappa(\xi)r_s^2 \left[\ln^2 \frac{\xi}{2} - \operatorname{arctanh}^2 \sqrt{1-\xi^2} \right] \quad (\text{A.5})$$

À noter qu'il existe différentes alternatives au modèle NFW classique. Elles sont toutes reprises dans le manuel de GRAVLENS [27].

Bibliographie

- [1] E. Aprile and M. Lindner. Results from the 1 tonne x year dark matter search with xenon1t. *ScienceNews*, 2018.
- [2] H. W. Babcock. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 19 :41–51, 1939.
- [3] J. Biernaux. Étude de la matière sombre par effet de mirage gravitationnel. Master’s thesis, Université de Liège, 2014.
- [4] J. Biernaux, P. Magain, D. Sluse, and V. Chantry. Analysis of luminosity distributions and the shape parameters of strong gravitational lensing elliptical galaxies. *AAp*, 585 :A84, January 2016.
- [5] J. Binney and M. Merrifield. *Galactic Astronomy*. 1998.
- [6] R. Buta. Obituary : Gerard Henri De Vaucouleurs, 1918-1995. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 28, pages 1449–1450, 1996.
- [7] M. Cappellari, A. J. Romanowsky, J. P. Brodie, D. A. Forbes, J. Strader, C. Foster, S. S. Kartha, N. Pastorello, V. Pota, L. R. Spitler, C. Usher, and J. A. Arnold. Small Scatter and Nearly Isothermal Mass Profiles to Four Half-light Radii from Two-dimensional Stellar Dynamics of Early-type Galaxies. *ApJ*, 804 :L21, May 2015.
- [8] R. Cen and J. P. Ostriker. Where Are the Baryons? II. Feedback Effects. *ApJ*, 650 :560–572, October 2006.
- [9] V. Chantry. *Gravitationally lensed quasars : light curves, observational constraints, modeling and the Hubble constant*. PhD thesis, Université de Liège, 2009.
- [10] V. Chantry, D. Sluse, and P. Magain. COSMOGRAIL : the COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses. VIII. Deconvolution of high resolution near-IR images and simple mass models for 7 gravitationally lensed quasars. *AAp*, 522 :A95, November 2010.
- [11] L. Colina, R. C. Bohlin, and F. Castelli. The 0.12-2.5 micron Absolute Flux Distribution of the Sun for Comparison With Solar Analog Stars. *AJ*, 112 :307, July 1996.
- [12] F. Combes. *Mystères de la formation des galaxies. Vers une nouvelle physique ?* 2008.
- [13] F. Courbin, V. Chantry, Y. Revaz, D. Sluse, C. Faure, M. Tewes, E. Eulaers, M. Koleva, I. Asfandiyarov, S. Dye, P. Magain, H. van Winckel, J. Coles, P. Saha, M. Ibrahimov, and G. Meylan. COSMOGRAIL : the COSmological MOnitoring of GRAvItational Lenses. IX. Time delays, lens dynamics and baryonic fraction in HE 0435-1223. *AAp*, 536 :A53, December 2011.
- [14] A. Dekel, F. Stoehr, G. A. Mamon, T. J. Cox, G. S. Novak, and J. R. Primack. Lost and found dark matter in elliptical galaxies. *Nat*, 437 :707–710, September 2005.
- [15] A. Dressler. A catalog of morphological types in 55 rich clusters of galaxies. *ApJs*, 42 :565–609, April 1980.

-
- [16] A. Einstein. Relativity : the special and general theory. *Project Gutenberg*, 1916.
- [17] A. Einstein. Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 84 :506–507, December 1936.
- [18] M. Séguin et B. Villeneuve. *Astronomie et Astrophysique : cinq grandes idées pour explorer et comprendre l'Univers*. Éditions du Renouveau Pédagogique, 2002.
- [19] M. Fioc and B. Rocca-Volmerange. PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts. *AAp*, 326 :950–962, October 1997.
- [20] M. Fukugita and P. J. E. Peebles. The Cosmic Energy Inventory. *ApJ*, 616 :643–668, December 2004.
- [21] E. R. Gaynullina, R. W. Schmidt, T. Akhunov, O. Burkhonov, S. Gottlöber, K. Mirtadjieva, S. N. Nuritdinov, I. Tadjibaev, J. Wambsganss, and L. Wisotzki. Microlensing in the double quasar SBS 1520+530. *AAp*, 440 :53–58, September 2005.
- [22] E. Giannini, R. W. Schmidt, J. Wambsganss, K. Alsubai, J. M. Andersen, T. Anguita, V. Bozza, D. M. Bramich, P. Browne, S. Calchi Novati, Y. Damerджи, C. Diehl, P. Dodds, M. Dominik, A. Elyiv, X. Fang, R. Figuera Jaimes, F. Finet, T. Gerner, S. Gu, S. Hardis, K. Harpsøe, T. C. Hinse, A. Hornstrup, M. Hundertmark, J. Jessen-Hansen, U. G. Jørgensen, D. Juncher, N. Kains, E. Kerins, H. Korhonen, C. Liebig, M. N. Lund, M. S. Lundkvist, G. Maier, L. Mancini, G. Masi, M. Mathiasen, M. Penny, S. Proft, M. Rabus, S. Rahvar, D. Ricci, G. Scarpetta, K. Sahu, S. Schäfer, F. Schönebeck, J. Skottfelt, C. Snodgrass, J. Southworth, J. Surdej, J. Tregloan-Reed, C. Vilela, O. Wertz, and F. Zimmer. MiNDSTeP differential photometry of the gravitationally lensed quasars WFI 2033-4723 and HE 0047-1756 : microlensing and a new time delay. *AAp*, 597 :A49, January 2017.
- [23] A. Gil de Paz. Formación y evolución de galaxias. Technical report, Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II, Universidad Complutense de Madrid, 2017-2018.
- [24] A. Gil de Paz. Instrumentación astronómica. Technical report, Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II, Universidad Complutense de Madrid, 2017-2018.
- [25] A. W. Graham. The ‘Photometric Plane’ of elliptical galaxies. *MNRAS*, 334 :859–864, August 2002.
- [26] E. P. Hubble. *Realm of the Nebulae*. 1936.
- [27] C. Keeton. *Software for Gravitational Lensing*, gravlens 1.06 edition, january 2004.
- [28] C. R. Keeton. Computational Methods for Gravitational Lensing. *ArXiv Astrophysics e-prints*, February 2001.
- [29] P. Kroupa. The Initial Mass Function and Its Variation (Review). In E. K. Grebel and W. Brandner, editors, *Modes of Star Formation and the Origin of Field Populations*, volume 285 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 86, 2002.
- [30] P. Magain. Extragalactic astrophysics. Technical report, Université de Liège, 2017.
- [31] P. Magain and V. Chantry. Gravitational lensing evidence against extended dark matter halos. *ArXiv e-prints*, March 2013.
- [32] P. Magain, F. Courbin, and S. Sohy. Deconvolution with Correct Sampling. *ApJ*, 494 :472–477, February 1998.
- [33] A. W. Mann and K. von Braun. Revised Filter Profiles and Zero Points for Broadband Photometry. *PASP*, 127 :102, February 2015.
- [34] C. Maraston. Evolutionary population synthesis : models, analysis of the ingredients and application to high-z galaxies. *mnras*, 362 :799–825, September 2005.

-
- [35] S. S. McGaugh, F. Lelli, and J. M. Schombert. Radial Acceleration Relation in Rotationally Supported Galaxies. *Physical Review Letters*, 117(20) :201101, November 2016.
- [36] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *ApJ*, 270 :365–370, July 1983.
- [37] C. W. Morgan, M. E. Eyler, C. S. Kochanek, N. D. Morgan, E. E. Falco, C. Vuissoz, F. Courbin, and G. Meylan. Simultaneous Estimation of Time Delays and Quasar Structure. *ApJ*, 676 :80–86, March 2008.
- [38] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. 1992.
- [39] P. Prugniel and F. Simien. The fundamental plane of early-type galaxies : non-homology of the spatial structure. *Astronomy & Astrophysics*, 321 :111–122, May 1997.
- [40] S. Refsdal. On the Possibility of Determining Hubble’s Parameter and the Masses of Galaxies from the Gravitational Lens Effect. 1964.
- [41] A. G. Riess, L. M. Macri, S. L. Hoffmann, D. Scolnic, S. Casertano, A. V. Filippenko, B. E. Tucker, M. J. Reid, D. O. Jones, J. M. Silverman, R. Chornock, P. Challis, W. Yuan, P. J. Brown, and R. J. Foley. A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *ApJ*, 826 :56, July 2016.
- [42] A. J. Romanowsky, N. G. Douglas, M. Arnaboldi, K. Kuijken, M. R. Merrifield, N. R. Napolitano, M. Capaccioli, and K. C. Freeman. A Dearth of Dark Matter in Ordinary Elliptical Galaxies. *Science*, 301 :1696–1698, September 2003.
- [43] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ*, 159 :379, February 1970.
- [44] V. C. Rubin, W. K. Ford, Jr., and N. Thonnard. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC. *ApJl*, 225 :L107–L111, November 1978.
- [45] E. E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121 :161, January 1955.
- [46] P. Schneider. The amplification caused by gravitational bending of light. *AAp*, 140 :119–124, November 1984.
- [47] D. N. Schramm and M. S. Turner. Big-bang nucleosynthesis enters the precision era. *Reviews of Modern Physics*, 70 :303–318, January 1998.
- [48] J. L. Sérsic. Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 6 :41, 1963.
- [49] I. I. Shapiro. Fourth Test of General Relativity. *Physical Review Letters*, 13 :789–791, December 1964.
- [50] D. Sluse. Programming techniques, numerical methods and machine learning. Technical report, Université de Liège, 2018.
- [51] D. Sluse, V. Chantry, P. Magain, F. Courbin, and G. Meylan. COSMOGRAIL : the COSmological MONitoring of GRAvitational Lenses. X. Modeling based on high-precision astrometry of a sample of 25 lensed quasars : consequences for ellipticity, shear, and astrometric anomalies. *AAP*, 538 :A99, February 2012.
- [52] S. Smith. The Mass of the Virgo Cluster. *ApJ*, 83 :23, January 1936.
- [53] G. A. Tammann and B. Reindl. The luminosity of supernovae of type Ia from tip of the red-giant branch distances and the value of H_0 . *AAP*, 549 :A136, January 2013.

- [54] T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman, and R. Sancisi. Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198. *ApJ*, 295 :305–313, August 1985.
- [55] E. L. Wright. A Cosmology Calculator for the World Wide Web. *PASP*, 118 :1711–1715, December 2006.
- [56] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *ApJ*, 86 :217, October 1937.