

# Chapitre 10

## MCRT et l'effet de microlentille gravitationnelle

### 10.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à la description de l'effet de microlentille gravitationnelle sur les profils de raies simulés par notre programme de transfert radiatif MCRT. Dans un premier temps, nous rappelons les concepts fondamentaux inhérents à l'étude de l'effet de lentille gravitationnelle et insistons sur le cas des microlentilles. Nous montrons ensuite comment il est aisé de tenir compte d'un effet de microlentille à l'aide des images générées par le programme MCRT. Dans un second temps, nous étudions d'un point de vue qualitatif l'effet produit par ces dernières sur les profils de raies issus de différents modèles de vent en insistant sur les informations que nous pouvons extraire des variations induites.

### 10.2 L'effet de lentille gravitationnelle

Dès 1704, Newton suggère dans sa théorie corpusculaire de la lumière l'idée que les photons voyageant au voisinage d'objets massifs pourraient voir leur trajectoire perturbée par le potentiel gravifique de ces derniers. L'énoncé de la théorie de la relativité générale par Einstein au début du vingtième siècle conserva cet effet, corrigeant toutefois l'intensité du phénomène. La première preuve observationnelle de cette déviation de la lumière fut réalisée en 1919 par Arthur Eddington et son équipe lors d'une éclipse solaire. Lors de cet événement, les astronomes notèrent un déplacement de la position angulaire des étoiles proches du limbe solaire coïncidant avec la valeur prédite par la théorie d'Einstein. Les recherches théoriques menées subséquemment



FIG. 10.1 – Image de l'amas de galaxies Abell 370 observé à l'aide de la caméra WFPC2 du télescope HST. Le long temps de pose employé pour cette image révèle l'apparition d'arcs lumineux et de mirages provoqués par la déflexion de la lumière provenant de galaxies d'arrière plan par un amas de galaxies se situant le long de la ligne de visée.

dans ce domaine montrèrent la possibilité d'observer des images multiples d'étoiles isolées (Chwolson [1924]) ou encore la création d'arcs lumineux (Einstein [1936]). La découverte des quasars dans les années soixante relancera quelque peu ce champ d'investigation en aboutissant à l'identification en 1979 du premier mirage gravitationnel : le quasar double Q0957+561 (Walsh et al. [1979]). Le développement des techniques d'observations conduisit à la découverte de dizaines de mirages de ce type ainsi qu'à l'observation d'arcs lumineux, conséquence de la déformation des images de galaxies distantes (voir Fig. 10.1).

Dans cette section, nous rappelons les bases théoriques du phénomène de lentille gravitationnelle. Le lecteur souhaitant obtenir des détails complémentaires est invité se tourner vers l'importante bibliographie existante sur le sujet, citons entre autres Schneider et al. [1992], Refsdal & Surdej [1994], Petters et al. [2001], Schneider [2006], Wambsganss [2006] ou encore Mao [2008].

### 10.2.1 Généralités

Le phénomène de lentille gravitationnelle est décrit par les équations de la relativité générale, les photons se propageant selon les géodésiques nulles.

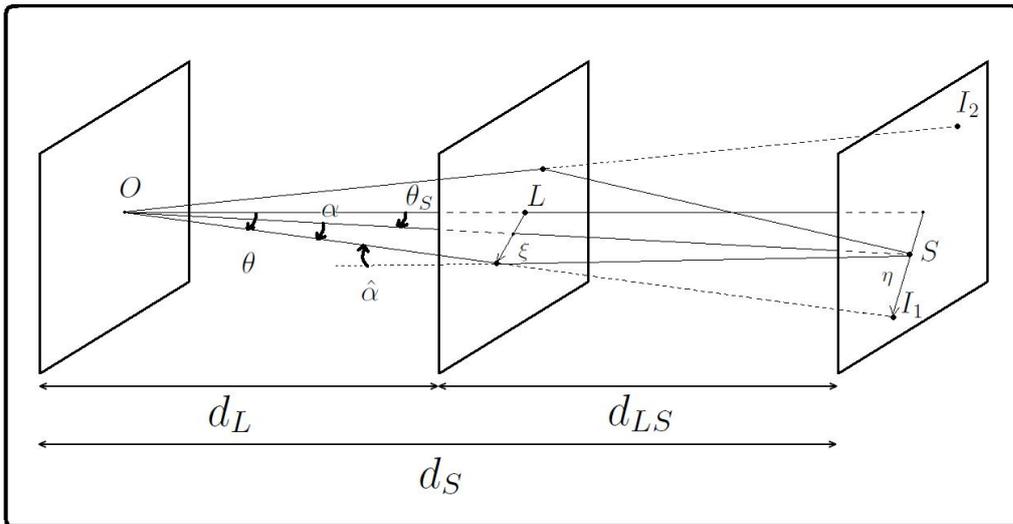


FIG. 10.2 – Représentation schématique d'un évènement de lentille gravitationnelle et des paramètres le décrivant. On distingue trois plans fondamentaux, le plan de l'observateur  $O$ , le plan du déflecteur  $L$ , et celui de la source  $S$ . Dans les cas où l'angle de déflexion  $\hat{\alpha}$  est petit, il est facile de dériver l'équation de la lentille à partir des relations entre les différents angles (voir texte).

Cependant, dans la plupart des cas d'intérêt astrophysique, nous pouvons utiliser différentes approximations permettant de décrire ce phénomène de façon simplifiée. Une des approximations généralement considérée est celle de la lentille mince. Dans cette approximation, on suppose que la déflexion de la lumière a uniquement lieu en un point défini par l'intersection de la trajectoire initiale du photon et du plan du déflecteur. Cette approximation s'avère applicable dans la plupart des cas d'intérêts astrophysiques étant donné le rapport entre la dimension du déflecteur et les distances en jeu. Nous considérons également des champs gravitationnels faibles de sorte que l'angle de déflexion reste petit. Nous supposons ici que l'espace temps est décrit par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker.

### L'équation de la lentille

Considérons la configuration idéalisée d'un évènement de lentille gravitationnelle illustrée en Fig. 10.2, où un objet massif de symétrie circulaire situé en  $d_L$  le long de la ligne de visée entre un observateur et un objet distant situé en  $d_S$  dévie les rayons lumineux émis par de ce dernier. Attirons l'attention sur le fait qu'en cosmologie, les distances mesurées dépendent de la métrique employée. Ainsi, si pour les objets proches, on a généralement

$d_{LS} = d_S - d_L$ , cette relation n'est plus vraie à l'échelle cosmologique. Dans ce cas les distances sont exprimées en termes de distance de diamètre angulaire.

On appelle "équation de la lentille" la relation mathématique liant la position réelle de la source lointaine sur le plan du ciel  $\theta_S$  à sa position observée  $\theta$ . Dans le cas simple défini ici, l'angle de déflexion  $\hat{\alpha}$  déterminé par la relativité générale s'exprime de la manière suivante :

$$\hat{\alpha} = \frac{4 GM(\xi)}{c^2 \xi} \quad (10.1)$$

où  $\xi$  le paramètre d'impact du rayon lumineux dans le plan du défecteur,  $M(\xi)$  est la masse du défecteur incluse dans le cercle de rayon  $\xi$ ,  $G$  est la constante gravitationnelle et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Notons que cet angle de déflexion est totalement indépendant de la longueur d'onde des photons, rendant par là-même le phénomène de lentille gravitationnelle achromatique.

En observant la Fig. 10.2 et en utilisant l'approximation des petits angles, nous pouvons aisément obtenir la relation liant les différents paramètres décrivant le système :

$$\eta = \frac{d_S}{d_L} \xi - d_{LS} \hat{\alpha}(\xi). \quad (10.2)$$

En introduisant les coordonnées angulaires  $\eta = d_S \theta_S$  et  $\xi = d_L \theta$  nous obtenons la relation suivante :

$$\theta_S d_S = \theta d_S - \hat{\alpha} d_{LS}. \quad (10.3)$$

Cette expression peut être simplifiée si l'on définit l'angle de déflexion réduit :

$$\alpha(\theta) = \frac{d_{LS}}{d_S} \hat{\alpha}(\theta) \quad (10.4)$$

de sorte que nous obtenons ainsi l'équation de la lentille

$$\theta_S(\theta) = \theta - \alpha(\theta). \quad (10.5)$$

Si pour une position initiale  $\theta_S$  de la source donnée nous trouvons plus d'une solution à cette équation, alors l'observateur observera un mirage gravitationnel, c'est à dire plusieurs images de la même source en des endroits angulairement distants. Pour une distribution de masse non symétrique, nous obtenons l'équation bidimensionnelle de la lentille :

$$\vec{\theta}_S(\vec{\theta}) = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (10.6)$$

dans laquelle les angles ont été remplacés par les angles vecteurs correspondants.

### Anneau d'Einstein

Un phénomène particulier peut se produire lors d'un alignement parfait entre la source, la lentille et l'observateur. Dans ce cas, si la lentille possède une symétrie axiale, l'image perturbée de la source observée prend la forme d'un anneau, appelé anneau d'Einstein. Nous pouvons facilement trouver l'expression du rayon angulaire  $\theta_E$  de cet anneau en partant de l'équation de la lentille et en notant que  $\xi = d_L \theta$  :

$$\theta_S(\theta) = \theta - \frac{d_{LS}}{d_L d_S} \frac{4GM}{c^2 \theta}. \quad (10.7)$$

Dans le cas spécial d'un alignement parfait, nous avons bien sûr  $\theta_S = 0$ , ce qui nous conduit à l'expression du rayon angulaire de l'anneau d'Einstein :

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{d_{LS}}{d_L d_S}}. \quad (10.8)$$

Dans le cas où l'alignement entre les éléments du système ne serait pas parfait, cette taille caractéristique définit la moitié de l'écart angulaire maximal pouvant être observé entre les composantes du mirage. On peut également définir le rayon d'Einstein  $r_E = \theta_E d_S$  dans le plan source :

$$r_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{d_{LS} d_S}{d_L}}. \quad (10.9)$$

Dans le plan source, le rayon d'Einstein définit une dimension caractéristique particulière qui représente la section efficace de la lentille. Ainsi une source possédant une taille proche de  $r_E$  subira une amplification intense (e.a. Schneider et al. [1992]).

En considérant des redshifts typiques pour la position de la lentille ( $z_L = 0.5$ ) et la source d'arrière plan ( $z_S = 2.0$ ), on obtient un rayon angulaire d'Einstein de l'ordre de grandeur de la seconde d'arc :

$$\theta_E \approx 1.8 \sqrt{\frac{M_L}{10^{12} M_{Soleil}}} \quad (10.10)$$

où  $M_L$  est la masse de la galaxie lentille (de l'ordre de  $10^{12} M_{Soleil}$ ) exprimée en unité de masses solaires  $M_{Soleil}$ . Une étoile située dans la galaxie lentille peut également jouer un effet de lentille gravitationnelle (voir Sect. 10.3). En considérant les redshifts typiques cités ci-dessus pour les éléments du système, le rayon angulaire exprimé en secondes d'arc est donné par :

$$\theta_E \approx 10^{-6} \sqrt{m/M_{Soleil}} \quad (10.11)$$

où  $m$  est la masse de l'étoile lentille. En considérant des masses stellaires typiques, nous constatons que cette séparation angulaire est bien au-delà du pouvoir de résolution des télescopes actuels.

### 10.2.2 Amplification et caustiques

Etherington [1933] a démontré que le phénomène de lentille gravitationnelle ne crée ni ne détruit de photons, conservant ainsi la brillance de surface d'une source. Cette propriété entraîne une conséquence intéressante : l'amplification  $\mu$  du flux d'une source lointaine perturbée par cet effet correspond simplement au rapport de l'angle solide  $d\Omega_O$  couvert par l'image observée du mirage à l'angle solide  $d\Omega_S$  couvert par la source. Si l'on considère l'élément de surface  $d\vec{\theta}_S$  de la source, on a :

$$\mu = \frac{d\Omega_O}{d\Omega_S} = \left| \det\left(\frac{d\vec{\theta}_S}{d\vec{\theta}}\right) \right|^{-1}. \quad (10.12)$$

En effet, si l'on considère l'équation de la lentille (Eq. (10.6)) comme un changement de variable entre les coordonnées  $\vec{\xi}$  du plan source et les coordonnées  $\vec{\eta}$  du plan source, alors le facteur d'amplification  $\mu$  est simplement donné par le déterminant du Jacobien de la matrice de transformation. Il est clair que dans le cas d'une source non résolue, l'amplification totale  $\mu_{tot}$  de l'éclat de cette dernière sera donnée par la somme des amplifications  $\mu_i$  de chaque image du mirage :

$$\mu_{tot} = \sum_i \mu_i. \quad (10.13)$$

Dans le cas où la source de lumière est étendue, et possède une brillance de surface  $I(\vec{\eta})$ , Schneider et al. [1992] ont montrés que l'amplification est donnée par :

$$\mu_e = \frac{\int d\vec{\eta} I(\vec{\eta}) \mu(\vec{\eta})}{\int d\vec{\eta} I(\vec{\eta})} \quad (10.14)$$

où  $\mu$  est l'amplification d'une source ponctuelle située en  $\vec{\eta}$  et où l'intégrale est réalisée sur l'ensemble de la source.

On appelle courbe critique le lieu des points  $\vec{\xi}$  du plan du déflecteur en lesquels  $\det\left(\frac{d\vec{\theta}_S}{d\vec{\theta}}\right) = 0$ . En ces points, l'amplification est en théorie infinie. Dans le plan source, le lieu des points en lesquels  $\det\left(\frac{d\vec{\theta}_S}{d\vec{\theta}}\right) = 0$  est appelé caustique. Notons que l'existence d'une amplification infinie en de tels points, dans le cas d'une source ponctuelle, n'est pas physique mais découle de l'approximation réalisée en faisant appel à l'optique géométrique afin d'établir l'équation de la lentille. En utilisant l'optique ondulatoire, on peut montrer que l'amplification n'est en fait pas infinie en ces points (voir Schneider [2006] ou encore Petters et al. [2001] pour une discussion détaillée). Dans le cas d'une source étendue, l'intégration réalisée en Eq. (10.14) assure une valeur finie au facteur d'amplification.

Ci-après nous montrons succinctement comment obtenir la carte d'amplification  $\mu(\vec{\eta})$  pour différents modèles de lentilles génériques.

### La lentille de Schwarzschild

La lentille de Schwarzschild est une idéalisation du phénomène de lentille gravitationnelle dans lequel la masse défectrice est ponctuelle. Dans ce cas, l'équation de la lentille s'écrit comme suit :

$$\theta_S = \theta - \frac{4GMd_{LS}}{c^2d_Ld_S} \frac{\theta}{|\theta|^2}. \quad (10.15)$$

En utilisant la définition du rayon angulaire d'Einstein (Eq. (10.8)) on obtient :

$$\theta_S = \theta - \theta_E^2 \frac{\theta}{|\theta|^2}. \quad (10.16)$$

En normalisant les angles  $x = \theta/\theta_E$  et  $y = \theta_S/\theta_E$  au rayon d'Einstein  $\theta_E$ , et en translatant la lentille à l'origine, l'Eq. (10.16) se réduit à la simple expression :  $y = x - 1/x$ . Cette équation admet deux solutions :

$$x_{\pm} = \frac{1}{2}(y \pm \sqrt{y^2 + 4}). \quad (10.17)$$

Dans ce cas, on peut montrer que l'amplification totale  $\mu_{tot}$  est donnée par :

$$\mu_{tot} = \mu_+ + |\mu_-| = \frac{y^2 + 2}{y\sqrt{y^2 + 4}} \quad (10.18)$$

où  $y$  est la distance angulaire séparant la lentille ponctuelle et la source distante, normalisée par le rayon angulaire de l'anneau d'Einstein. Notons que l'amplification produite par une lentille de Schwarzschild est toujours supérieure ou égale à l'unité.

### La lentille de Chang-Refsdal

La lentille de Chang-Refsdal est un raffinement du cas de la lentille de Schwarzschild. Ici la lentille est toujours représentée par une masse ponctuelle, mais on considère l'existence d'une perturbation de son potentiel gravifique par la matière environnante. En effet, dans le cas des microlentilles (cf. Sect. 10.3), l'étoile lentille se situe dans une galaxie composée de milliards d'étoiles et de nombreux nuages gazeux. Le potentiel gravifique de ces éléments modifie sensiblement l'expression de l'équation de la lentille.

La lentille de Chang-Refsdal tient compte d'une composante continue ainsi que de l'action de l'ensemble de la galaxie et des étoiles environnantes perturbant le potentiel gravifique de la lentille en introduisant la variable  $\kappa_C$  et le terme de cisaillement  $\gamma$ . L'équation de la lentille est modifiée en additionnant ces deux contributions supplémentaires au potentiel gravifique

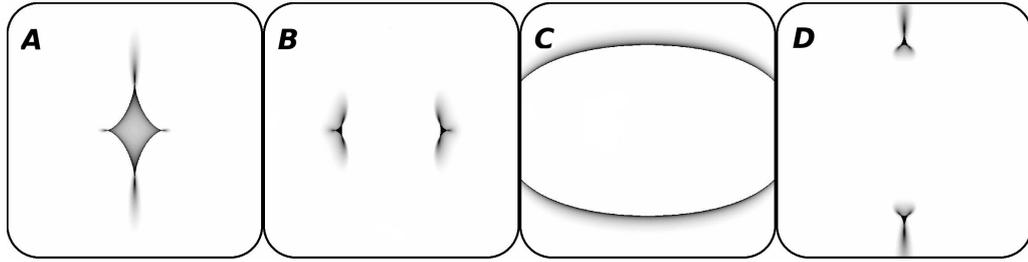


FIG. 10.3 – Illustration de cartes d’amplification typiques d’une lentille de Chang-Refsdal pour différents jeux de paramètres  $[\kappa_C, \gamma]$  (A :  $[0.0, 0.5]$ , B :  $[0.0, 2.0]$ , C :  $[2.0, -0.5]$  et D :  $[2.0, -2.0]$ ). Les cartes représentent une région correspondant à  $3 \times 3 \theta_E$ .

de la masse ponctuelle. On obtient ainsi en utilisant les notations normalisées introduites ci-dessus (voir Petters et al. [2001]) :

$$\vec{y} = \begin{vmatrix} 1 - \kappa_C + \gamma & 0 \\ 0 & 1 - \kappa_C - \gamma \end{vmatrix} \vec{x} - M_L \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|^2}.$$

L’étude de cette lentille a été réalisée pour la première fois en 1979 par Chang & Refsdal [1979] et a été détaillée dans de nombreuses publications (e.a Petters et al. [2001], Schneider [2006]). Bien que devenue bidimensionnelle, l’équation reste assez simple pour être résolue analytiquement. Ici, étant donné les perturbations introduites dans le potentiel défecteur, les caustiques ne dégèrent plus en un point comme dans le cas de la lentille de Schwarzschild mais on voit l’apparition de plis (“folds” en anglais) se joignant en des “cusps” (voir Fig. 10.3) en lesquels l’amplification est en théorie infinie. Remarquons que dans le cas où  $\kappa_C = 0 = \gamma$ , nous retrouvons la lentille de Schwarzschild. Afin de simuler les cartes d’amplification issues de ce type de lentille, nous utilisons un programme mis au point par D. Hutsemékers (cf. Hutsemékers [1993]).

### Réseau de caustiques

Ces dernières années l’augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs a permis d’envisager des cas plus réalistes lors du calcul de cartes d’amplification. En effet, alors que nous pouvons considérer que l’approximation de Schwarzschild décrit correctement l’amplification provoqué par les étoiles de notre galaxie sur des objets d’arrière plan, lorsque l’on considère l’effet de microlentille produit par des étoiles contenues dans une galaxie lentille, il s’avère utile de tenir compte de l’effet de chacune des étoiles influençant la trajectoire des rayons lumineux. Il devient dès lors impossible d’obtenir une

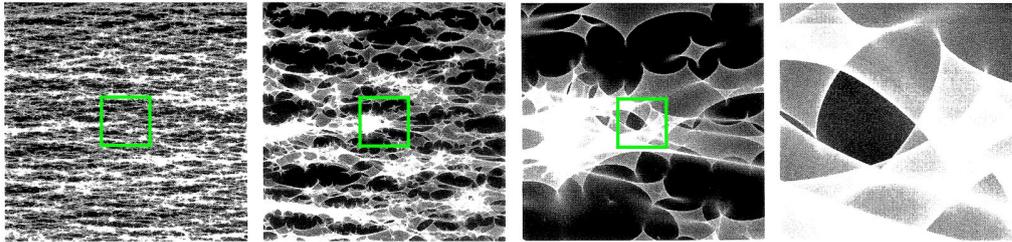


FIG. 10.4 – Illustration de cartes d’amplification produites en employant la méthode de “ray shooting” pour les paramètres  $\sigma = 0.36$  et  $\gamma = 0.44$ . Chaque carte représente un zoom (région verte) de la carte la précédent. La première carte représente une zone de  $100 \times 100 \theta_E$ , la seconde de  $20 \times 20 \theta_E$ , la troisième de  $4 \times 4 \theta_E$  et la dernière une région de  $0.8 \times 0.8 \theta_E$ . Cette figure est extraite de Wambsganss et al. [1990].

solution analytique au problème posé et des solutions numériques doivent être envisagées.

Une des techniques développées afin de produire des cartes d’amplification dans ce cas consiste en la méthode du “ray shooting” (cf. Kayser et al. [1986], Wambsganss [1990]). Cette méthode consiste à envoyer un grand nombre de photons depuis le plan de l’observateur en direction du plan source. L’angle de déflexion produit par la distribution de matière dans la galaxie lentille est calculé pour chaque photon. Les photons parvenant au plan source sont alors collectés sur une grille de pixels afin de produire la carte d’amplification. Les réseaux de caustiques calculés par cette méthode dépendent essentiellement de deux paramètres décrivant la distribution de masse dans la macrolentille : la densité de surface massique  $\sigma$  et le cisaillement  $\gamma$  dû à la distribution de la matière à grande échelle. Lorsque l’on considère une densité de surface massique faible (on parle de microlentille “optiquement mince”), la carte d’amplification peut en bonne approximation être représentée par le modèle de lentille de Chang-Refsdal (cf. Kayser et al. [1986], Kofman et al. [1997]), permettant d’analyser le phénomène de transit de caustique de façon isolée.

## 10.3 L’effet de microlentille et les quasars

### 10.3.1 Généralités

Comme nous l’avons vu dans les sections précédentes, la présence d’une galaxie proche de la ligne de visée d’un quasar peut mener à l’apparition d’un mirage gravitationnel. La séparation angulaire entre les composantes du mirage est telle que la lumière venant des images traverse le halo de la ga-

laxie lentille. Ce halo est lui-même composé d'étoiles et d'amas d'étoiles pouvant jouer le rôle de lentille (Abajas et al. [2002]), amplifiant sélectivement les composantes du mirage (voir Fig. 10.5). Cet effet fut investigué pour la première fois par Chang et Refsdal [1979] (cf. Sect. 10.2.2). Etant donné la masse sensiblement inférieure considérée ici, la séparation angulaire entre les composantes du mirage résultant de ce type de phénomène est de l'ordre de la micro seconde d'arc, lorsque des distances typiques à la source et à la lentille sont considérées (cf. Sect. 10.2.1). On parle alors de microlentille gravitationnelle. Ces microlentilles s'avèrent particulièrement intéressantes dans le sens où leur section efficace d'amplification, le rayon d'Einstein  $r_E$  (cf. Sect. 10.2.1) est proche de la taille supposée de la source de continuum des quasars. Cette région peut donc subir une amplification substantielle lors d'un évènement microlentille (Wambsganss & Paczynski [1991], Schneider et al. [1992]).

Dans le plan source, l'amplification causée par les microlentilles se présente comme un arrangement complexe de caustiques (cf. Sect. 10.2.2). Etant donné le mouvement relatif de l'observateur, du quasar et de la lentille, le quasar d'arrière-plan va être scanné par cette le réseau de caustiques, conduisant à des variations temporelles de l'intensité des composantes du mirage, ces variations étant particulièrement intenses lorsque la source centrale du quasar traverse une caustique. Vu la taille de la région à l'origine des raies larges en émission, ces dernières ne sont en principe que peu affectées par l'effet de microlentille gravitationnelle. Cependant, comme nous l'avons mentionné dans la Sect. 7, de récentes estimations des dimensions de la BLR tendent à diminuer la taille de cette dernière d'un ordre de grandeur. Plusieurs études ont ainsi montré que la BLR pourrait subir un effet de microlentille relativement intense conduisant à des déformations de profils et à des décalages de la position des raies en émission (e.a. Lewis & Ibata [2004]).

### Variabilité intrinsèque et microlentilles

Dans le cas des quasars, il existe d'autres effets peuvent produire des variations temporelles de l'intensité lumineuse semblable à un effet de microlentille. La luminosité des quasars peut montrer une variabilité temporelle allant de la minute à plusieurs jours (e.a. Wiita [2006]). Distinguer cette variabilité intrinsèque d'une variation due aux microlentilles n'est possible que dans le cas de quasars formant un mirage pour lequel le délai temporel<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Le "délai temporel" caractérise le décalage temporel existant entre les images d'un mirage, et a pour origine les chemins optiques différents empruntés par les photons composant chaque image. Un sursaut en flux ou une variation spectrale sera donc vue à des moments différents dans chaque image (voir Courbin et al. [2002]).

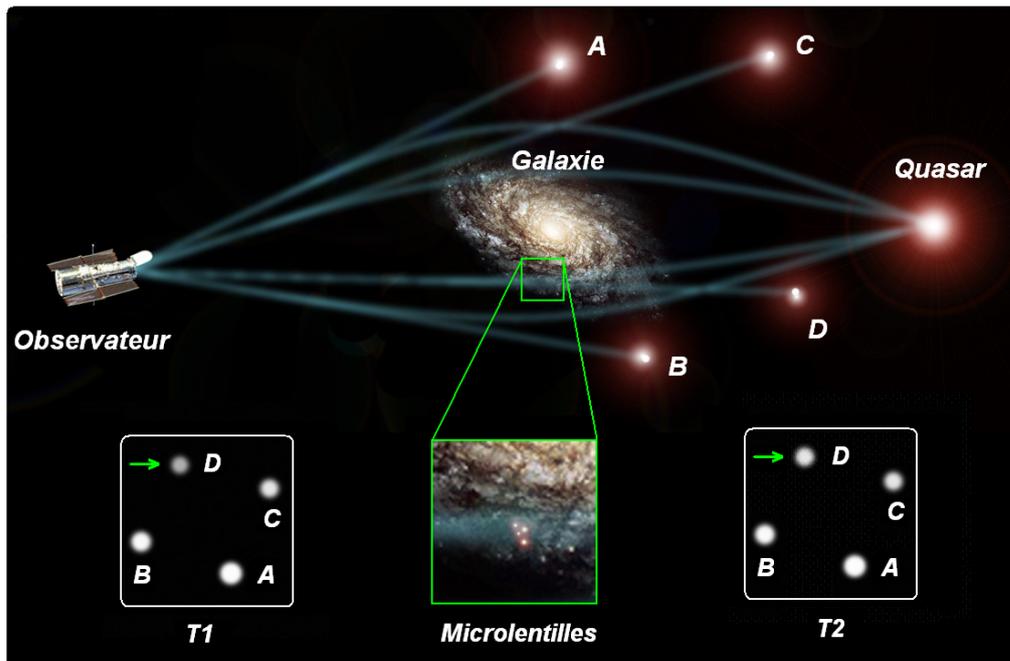


FIG. 10.5 – Illustration de l'effet de microlentille gravitationnelle observé dans les quasars. Les objets massifs contenus dans la galaxie lentille peuvent également jouer le rôle de lentille gravitationnelle. Etant donné les masses en jeu dans ce cas, la séparation angulaire des micro-mirages générés est de l'ordre de la micro seconde d'arc. On parle donc de microlentille. La section efficace de ces lentilles étant proche de la taille supposée pour la région émettant le continuum dans les quasars, ces dernières peuvent induire des variations de luminosité des composantes du mirage. Dans le cas représenté ici, la composante D du mirage montre ainsi une luminosité variable au cours du temps.

est déterminé. Ainsi toute variation de luminosité sur une échelle de temps supérieure au délai temporel peut être interprétée comme un effet dû aux microlentilles. Dans le cas du quasar Q2237+0305, pour lequel des indices de variations dues à une microlentille ont été observés dès 1989 (Irwin et al. [1989]), le délai temporel est de l'ordre du jour (Vakulik et al. [2006]) de sorte que toute variation observée sur une échelle de temps plus longue peut être interprétée en termes d'effet de microlentille.

Certaines différences spectrales entre les composantes d'un mirage peuvent également imiter l'effet induit par les microlentilles. Ainsi si les composantes d'un mirage subissent un rougissement différent, ce dernier ne révèle pas nécessairement un effet de microlentille. En effet, les photons venant de chaque composante du mirage suivent un chemin optique le long duquel un rougissement peut être causé par les poussières contenues dans la galaxie lentille. Cependant, contrairement au phénomène de microlentille, le rougissement provoqué par les poussières ne varie pas au cours du temps (ou du moins pas sur une échelle de temps identique), permettant dès lors de distinguer un effet chromatique dû à l'extinction d'une variabilité liée au déplacement de la microlentille.

### Observations de l'effet de microlentille dans les quasars

Le phénomène de microlentille dans les quasars n'est pas étudié que d'un point de vue théorique, il est également observé dans une série d'objets. Nous reprenons ici quelques-uns des cas les plus connus pour lesquels une explication des variations en termes d'effet microlentille est avérée ou du moins suggérée.

Bien que le premier mirage gravitationnel observé soit le quasar double Q0957+561 (Walsh et al. [1979]), les premières traces d'un effet microlentille furent identifiées dans le quasar Q2237+0305. Ce mirage gravitationnel détecté par Huchra et al. [1985] est composé de quatre images de la source d'arrière plan disposée en une forme symétrique qui lui a valu le nom de "croix d'Einstein". Des variations provoquées par un effet de microlentille gravitationnelle ont été observées dès 1989 par Irwin et al. [1989], une des composantes du mirage montrant des fluctuations significatives de luminosité alors que les autres possèdent une luminosité stable. Cependant, de récentes observations montrent une variabilité de chaque composante du mirage (e.a. Wozniak et al. [2000]). Le mirage 2237+0305 est un des mieux surveillés étant donné son délai temporel court et connu. Cependant des traces de variabilité induites par des microlentilles ont également été relevées dans le quasar double Q0957+561 (Vanderriest et al. [1989]).

Le quasar BAL H1413+117 constitue un autre cas emblématique dans le-

quel un effet de microlentille relativement stable dans le temps est observé (cf. Anguita et al. [2008], Hutsemékers et al. [2009]). Nous aborderons le cas de ce quasar en détail dans le Chapitre 11.

Un des mirages gravitationnels les plus proches est le système J1131-1231, le quasar possédant un redshift de  $z = 0.658$  (Sluse et al. [2003]). Des preuves de l'action d'une microlentille ont été rapportées par Sluse et al. [2006, 2007] sur base d'observations réalisées sur les trois composantes les plus brillantes du mirage.

### Temps caractéristiques

Le déplacement relatif des acteurs (observateur, lentille et quasar) constituant un scénario de microlentille induit des variations temporelles dans les grandeurs observées telles la luminosité des composantes du mirage, la largeur équivalente des raies, etc. Il peut être utile de définir les échelles de temps des variations observées. Notons qu'ici, lorsque nous parlons de mouvement de la source par rapport au réseau de caustiques, nous désignons implicitement le mouvement relatif de la microlentille par rapport à la ligne de visée reliant l'observateur et la source distante, ceci afin de simplifier le propos, le mouvement de la source d'arrière plan étant généralement indétectable. Dans un scénario d'effet microlentille, on définit ainsi deux temps caractéristiques. Le premier est le temps  $t_E$  nécessaire pour que la source d'arrière-plan parcour une distance équivalente au rayon angulaire de l'anneau d'Einstein :

$$t_E = d_L \frac{\theta_E}{v_\perp} \approx 15 \sqrt{M_L/M_{\text{Soleil}}} v_{600}^{-1} \quad (10.19)$$

où  $v_\perp$  est la vitesse transversale de la lentille (en unités de  $600 \text{ km s}^{-1}$ ) dans la galaxie par rapport à la ligne de visée joignant l'observateur et la source (Wambsganss [2006]). La seconde égalité suppose des distances caractéristiques de l'effet de microlentille dans les quasars, à savoir  $z_L = 0.5$  et  $z_S = 2.0$ . Ce temps  $t_E$  est exprimé en années et peut s'avérer relativement long, n'encourageant pas la réalisation de suivi spectrophotométrique du phénomène (cf. Wambsganss [2006]).

La seconde échelle de temps utile est celle nécessaire à une source étendue de diamètre  $R_S$  pour traverser une caustique. En effet, les caustiques matérialisent la séparation entre une zone d'amplification faible et une zone d'amplification forte causée par l'apparition de deux micro-images supplémentaires (Schneider et al. [1992]). Ainsi, des variations photométriques et spectroscopiques pourront être observées sur des échelles de temps sensiblement moins longues. Ce temps de traversée de caustique s'exprime comme suit :

$$t_C = R_S/v_\perp \approx 4 R_{15} v_{600}^{-1} \quad (10.20)$$

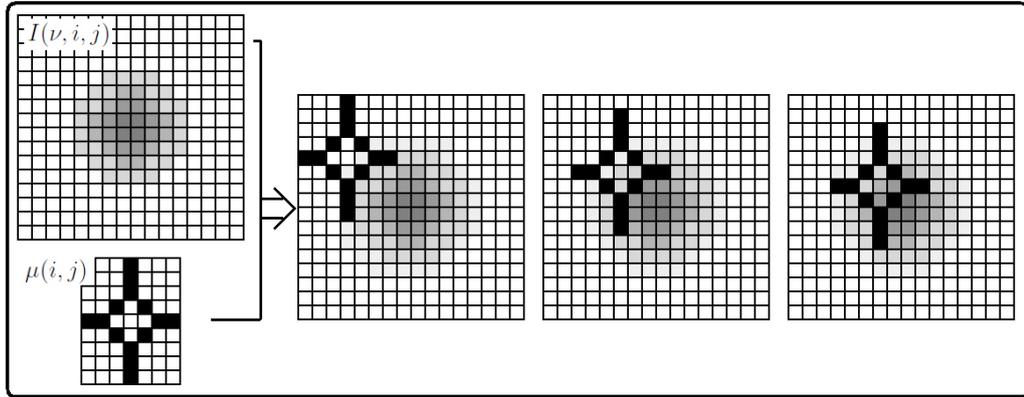


FIG. 10.6 – Schématisation de l’implémentation de l’effet de microlentille gravitationnelle aux profils de raies produits par le programme MCRT. La carte d’amplification  $\mu(i, j)$  est successivement multipliée par les images donnant la distribution de brillance de surface du vent à la fréquence  $\nu \pm d\nu/2$ ,  $I(\nu, i, j)$  pour différentes positions occupées par la microlentille lors de son transit devant la source étendue. Le spectre subissant l’effet de microlentille est produit en sommant l’intensité contenue dans les pixels pour chaque image.

exprimé en mois et où le rayon de la source étendue, ici la région émettant le continuum, est exprimé en unités de  $10^{15}$  cm. Dans le cas des mirages gravitationnels connus, ce temps est généralement de l’ordre de quelques mois (e.a. Lewis & Belle [1998]).

## 10.4 Implémentation de l’effet de microlentille dans MCRT

### 10.4.1 En pratique

Le programme MCRT fournit une carte bidimensionnelle (i.e. une image de pixels  $(i, j)$ ) de la distribution de la brillance de surface  $I(\nu, i, j, \theta_f, \phi_f)$  pour chaque élément de résolution spectrale  $d\nu$  du spectre simulé selon une ligne de visée  $(\theta_f, \phi_f)$  (cf. Sect. A.2.4). Afin d’obtenir le flux mesuré dans le profil de raie à la fréquence  $\nu$ , il suffit de sommer la contribution de chaque pixel de cette carte :

$$F(\nu) = \sum_{i, j} I(\nu, i, j). \quad (10.21)$$

Il nous est donc facile d’implémenter l’effet de microlentille aux profils de raies simulés. Ainsi si la carte d’amplification pour la lentille considérée est décrite par l’image  $\mu(i, j)$  où  $i$  et  $j$  sont les coordonnées du pixel correspondant, alors

le spectre affecté par la microlentille  $F_{M\mu}$  sera donné par le produit de cette dernière et de la carte représentant la brillance de surface :

$$F_{M\mu}(\nu) = \sum_{i,j} I(\nu, i, j)\mu(i, j). \quad (10.22)$$

Notons que le programme MCRT a également été conçu afin de produire séparément des images  $I_A(\nu, i, j)$  et  $I_E(\nu, i, j)$  représentant respectivement la distribution de brillance de surface du continuum absorbé par le vent et de la composante diffusée/émise dans le vent. On a bien sûr l'identité suivante :

$$I(\nu, i, j) = I_A(\nu, i, j) + I_E(\nu, i, j). \quad (10.23)$$

Ceci nous permettra d'investiguer l'effet de la microlentille séparément sur les composantes en absorption et en émission des profils de raies produits.

En déplaçant la carte d'amplification de pixel en pixel, nous pouvons simuler la variation temporelle des profils de raies lorsqu'ils sont soumis à un effet de microlentille gravitationnelle.

### 10.4.2 Définition des échelles

Nous avons vu dans la Sect. 10.2.1 que le rayon d'Einstein  $r_E$  définissait une échelle caractéristique dans le plan source. Nous utilisons ici cette mesure afin de définir une échelle commune aux cartes représentant la distribution de la brillance de surface de la source  $I(\nu, i, j)$  et celles fournissant le facteur d'amplification  $\mu$  associé à chaque pixel de coordonnées (i,j).

En théorie, nous pouvons investiguer l'influence de la taille de la source de continuum ou du vent en modifiant cette taille dans le plan source pour une caustique donnée. Cependant, étant donné le temps de calcul requis pour la simulation des images  $I(\nu, i, j)$  à l'aide de MCRT, on procède dans le sens inverse. Ainsi, dans la pratique, nous calculons un modèle de vent à l'aide de MCRT dans lequel la source émettant le continuum, de rayon  $R_{in}$ , est représentée par un certain nombre  $n_p$  de pixels. Etant donné  $R_{out}$  le rayon du modèle de vent, la taille totale en pixels des cartes représentant la distribution de brillance de surface est donnée par  $n_{tot} = n_p R_{out}/R_{in}$ . Les dimensions de la carte d'amplification sont caractérisées par  $r_E$  exprimé en unités de  $R_{in}$ . Un rayon d'Einstein couvrira donc sur cette carte  $n_E = r_E n_p/R_{in}$  pixels. Dans la pratique, nous varions donc la taille de la caustique dans le plan source plutôt que de changer le rayon de la source.

### 10.4.3 Problèmes de résolution

Un des problèmes majeurs des méthodes numériques vient de la nécessité de choisir une résolution suffisante tout en conservant cette dernière dans des

limites permettant de réaliser les calculs en des temps raisonnables sur les ordinateurs disponibles.

Un des facteurs limitatifs dans notre cas est bien entendu la résolution spatiale choisie lors du calcul des images représentant la distribution de la brillance de surface de la source  $I(\nu, i, j)$ . Afin d'avoir un détail suffisant dans les régions internes du vent (i.e. à l'échelle de  $R_{in}$ ), les tests réalisés nous ont montré que le rayon de la source de continuum devait au minimum être représenté par 5 à 10 pixels. En notant que le rayon de la région où sont produites les raies larges peut être jusqu'à cent fois supérieur à celui de la région émettant le continuum (i.e.  $R_{out}/R_{in} \approx 100$ ), la taille totale des images représentant le vent serait de  $1000 \times 1000$  à  $2000 \times 2000$  pixels. A ceci s'ajoute le problème que, plus la résolution spatiale croît, plus le nombre de paquets de photons à simuler par le code MCRT croît, afin de conserver un bruit faible dans les images calculées.

Dans le but de garder le temps de calcul dans des délais de l'ordre de la journée, nous avons diminué la taille de la grille en choisissant  $R_{out}/R_{in} = 25$  et une résolution des images de  $500 \times 500$  pixels, donnant une résolution de 10 pixels par unité de  $R_{in}$ . Des tests numériques nous ont montré que la réduction de la taille du vent ne modifie pas significativement les profils ni les distributions de brillance de surface calculés par MCRT. En effet, étant donné les lois de vitesse et de densité utilisées lors des calculs de modèles de vent, la majeure partie de l'émission est générée dans les régions internes du vent et plus précisément dans un rayon inférieur à  $5 R_{in}$ .

Notons finalement que la résolution choisie pour les images représentant la distribution de brillance de surface  $I(\nu, i, j)$  du vent pose également des limites pratiques quant à la taille minimale que pourra avoir la carte d'amplification. En effet, plus la taille du continuum en unités de rayon d'Einstein sera élevée, plus les caustiques représentant l'amplification dans le plan source perdront en résolution spatiale. Avec la résolution définie ci-dessus, des tests nous ont montré que l'on pouvait envisager des simulations d'effets de microlentilles pour  $R_{in}/r_E$  allant de 0.1 à 2.0. La valeur inférieure de ce rapport est fixée afin de garder la taille de l'image  $\mu(i, j)$  dans des limites permettant un calcul suffisamment rapide de la multiplication (Eq. (10.22)). En effet, cette multiplication, réalisée en chaque point de la trajectoire de la microlentille et pour chaque élément de résolution spectrale  $d\nu$  du profil de raie, peut vite se révéler onéreuse point de vue temps de calcul lorsque le nombre de pixels à considérer devient important (typiquement plusieurs heures sur un ordinateur personnel).

### 10.4.4 Outils d'analyse des déformations spectrales

Dans le but de mieux comprendre les déformations induites par l'effet de microlentille sur les spectres issus des modèles de vents que nous allons étudier, nous utiliserons deux outils que nous définissons ici.

#### Moment d'ordre $n$ d'un profil de raie

Les moments d'ordre  $n$  d'un profil de raie sont des grandeurs permettant de caractériser la distribution spectrale observée dans un profil de raie. L'utilisation de cette méthode a été développée dans le cadre de l'analyse des profils P Cygni stellaires afin de déterminer les taux de perte de masse (e.a. Castor et al. [1981], Surdej [1982], Hutsemékers [1988]). Si l'intensité du continuum est donné par  $F_{C_0}$ , alors le moment d'ordre  $n$  d'un profil de raie  $F(\lambda)$  est défini par la relation suivante :

$$W_n = C^{n+1} \int_{profil} \frac{F(\lambda) - F_{C_0}}{F_{C_0}} (\lambda - \lambda_0)^n d\lambda \quad (10.24)$$

où l'intégrale est calculée sur l'ensemble du profil de raie et où la constante  $C = c/\lambda_0 v_{max}$ . Cette expression se simplifie si on l'exprime en fonction de la fréquence sans dimension  $X = (\nu - \nu_0)/(\nu_{max} - \nu_0)$  en lieu et place de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$W_n = \int_{-1}^1 \left( \frac{F(X)}{F_{C_0}} - 1 \right) X^n dX. \quad (10.25)$$

On note dès lors que  $W_0$  n'est rien d'autre que la largeur équivalente du profil représentée en unités normalisées. Le moment  $W_0$  mesure la différence entre la partie en absorption et la partie en émission du profil. Dans le cas d'une raie de résonance pure formée dans un vent en expansion sphérique autour d'une source ponctuelle, nous avons donc  $W_0 = 0$ , le nombre de photons étant conservé par le processus de diffusion radiative. Ainsi  $W_0$  mesure l'occultation du vent par la source émettant le continuum (Fig. 7.1). Lorsque  $n$  est impair, le facteur  $X^n$  annule les composantes symétriques du profil de raie et donc plus particulièrement l'émission sous-jacente (à l'occultation près). Le moment d'ordre 1  $W_1$  fournit donc une mesure de l'asymétrie de la raie spectrale.

Etant donné que le rapport entre la largeur équivalente d'une raie spectrale et le moment  $W_0$  est une constante, nous utiliserons dans la suite le terme largeur équivalente ainsi que l'abréviation  $W_{eq}$  lorsque nous parlerons du moment  $W_0$ .

**Décomposition spectrale**  $F_M/F_{M\mu}$ 

Considérons les spectres  $F_i(\nu)$  des composantes multiples d'un mirage gravitationnel. Faisant l'hypothèse que ces spectres  $F_i(\nu)$  consistent en une superposition d'un spectre  $F_M$  uniquement affecté par la macrolentille et d'un spectre  $F_{M\mu}$  à la fois affecté par la macrolentille et par la microlentille, il est possible d'extraire  $F_M$  et  $F_{M\mu}$  à partir de paires de spectres  $F_i(\nu)$  observés (Sluse et al. [2007]). En suivant le formalisme employé par Sluse et al. [2007], nous définissons  $M = M_1/M_2 (> 0)$  et  $\mu = \mu_1/\mu_2 (> 0)$  comme les rapports de macro et micro amplification entre les images 1 et 2 du mirage. On peut alors exprimer le spectre  $F_i$  des composantes 1 et 2 comme suit :

$$\begin{aligned} F_1 &= MF_M + M\mu F_{M\mu} \\ F_2 &= F_M + F_{M\mu} \end{aligned} \quad (10.26)$$

que l'on peut réécrire sous la forme suivante afin d'extraire les composantes  $F_M$  et  $F_{M\mu}$  :

$$\begin{aligned} F_M &= \frac{F_1/M - \mu F_2}{1 - \mu} \\ F_{M\mu} &= \frac{F_2 - F_1/M}{1 - \mu} \end{aligned} \quad (10.27)$$

où  $M$  et  $\mu$  sont choisis afin de satisfaire la contrainte de positivité  $F_M > 0$  et  $F_{M\mu} > 0$ . Comme démontré dans Sluse et al. [2007], si pour un  $M$  choisi plusieurs valeurs  $\mu$  satisfont la contrainte de positivité, le seul choix possible pour  $\mu$  sera celui possédant la valeur la plus proche de l'unité. En effet, si  $\mu_1$  et  $\mu_2$  sont deux valeurs du facteur de micro-amplification satisfaisant la condition précédente, on peut montrer, si  $\mu_2 < \mu_1$ , que :

$$F_M(\mu_2) = F_M(\mu_1) + \frac{\mu_1 - \mu_2}{1 - \mu_2} F_{M\mu}. \quad (10.28)$$

Ainsi choisir le facteur de micro-amplification le plus proche de l'unité (et tel que  $F_M > 0$ ) permettra d'empêcher l'introduction d'une partie du flux du spectre  $F_{M\mu}$  affecté par l'effet de la microlentille dans le spectre  $F_M$  uniquement affecté par la macrolentille.

La décomposition est correcte si les facteurs d'amplification  $M$  et  $\mu$  sont indépendants de la longueur d'onde. Cette condition est généralement satisfaite sur un intervalle de longueur d'onde correspondant à une raie particulière. Notons cependant que la valeur du facteur de micro-amplification  $\mu$  peut dépendre de la longueur d'onde. En effet,  $\mu$  dépend de la dimension et de la géométrie de la région amplifiée, ces dernières pouvant varier en fonction

de la longueur d'onde. De même  $M$  tel que défini plus haut peut dépendre de la longueur d'onde si on a de l'extinction différentielle dans la galaxie lentille (Hutsemékers et al. [2009]).

## 10.5 Atlas des modifications de profils causées par l'effet de microlentille

Dans cette section, nous utilisons les techniques définies ci-dessus afin d'étudier les variations de profil induites sur des raies BAL par l'effet de microlentille. Les raies considérées ici sont calculées à l'aide du code MCRT pour différentes géométries de vents. Dans les sections suivantes, nous présentons dans un premier temps les caractéristiques des modèles de vent considérés dans cet atlas ainsi que les cartes d'amplification employées. Nous discutons ensuite les observations réalisées en insistant sur le côté diagnostic que peut nous fournir l'analyse temporelle de l'effet de microlentille dans le cas des quasars BAL. Nous montrons également comment ce type d'analyse devrait permettre de lever la dégénérescence sur la détermination des modèles de vent à partir d'ajustements de profils.

### 10.5.1 Modèles de vent

Afin de découpler l'effet des paramètres du vent gouvernant la forme des profils de raies (essentiellement  $i$  et  $V_{rot}$ , cf. Sect. 9) lors d'un évènement de microlentille, nous avons dans un premier temps construit une série de modèles de vents simples considérant la présence d'une seule composante, soit polaire, soit équatoriale. Pour chacun des modèles construits, nous discutons les variations spectrales induites par l'effet de microlentille. Dans un second temps, nous observons l'effet de ce dernier sur les profils de raies issus d'un vent à deux composantes, et estimons plus particulièrement dans le cas du quasar Q0041-4023 dans quelle mesure les modifications spectrales induites par l'effet de microlentille pourrait nous permettre de lever la dégénérescence quant à l'angle de vue au vent (cf. Borguet et al. [2009]).

Les paramètres propres à chaque modèle de vent considéré dans notre atlas sont détaillés dans la Table 10.1. Les valeurs choisies pour les paramètres communs aux différents modèles sont les suivantes :  $v_{max}^{po} = 10000 \text{ kms}^{-1}$ ,  $v_{max}^{eq} = 0.25 v_{max}^{po}$ ,  $\beta = 1.0$ ,  $\tau_{tot} = 4.0$ ,  $k_{p-m} = 10.0$ ,  $\alpha = 2.0$  et  $\Delta\theta = 10^\circ$ . Pour les raisons discutées dans la Sect. 10.4.3, nous utiliserons ici un modèle de vent nettement moins étendu :  $R_{out} = 25 R_{in}$ . Lorsque seule une composante équatoriale est considérée,  $\tau_{tot}$  représente l'opacité radiale équatoriale totale. Pour les modèles équatoriaux, lorsque nous considérons la présence d'une

émission intrinsèque de photons dans le vent, ces derniers sont supposés être produits à part égales dans le vent équatorial et dans un vent polaire qui ne fait qu'émettre (i.e. il n'absorbe pas, jouant ainsi le rôle d'une région de géométrie polaire à l'origine de raies larges en émission).

TAB. 10.1 – Détails des paramètres des modèles de vents étudiés à l'aide de l'effet de microlentille. Les profils ont été simulés à l'aide de MCRT. Dans la dernière colonne, nous donnons la référence à la figure correspondante.

Nom du modèle	Type de vent	Paramètres supplémentaires	Figure correspondante
ATMO-1	Vent polaire seul	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.8
ATMO-2	Vent polaire seul	$V_{rot} = 0.5 v_{max}^{po}$	Fig. 10.9
ATMO-3	Vent polaire seul	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.10
ATMO-4	Vent polaire seul	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.11
ATMO-5	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.5 v_{max}^{po}$	Fig. 10.12
ATMO-6	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.13
ATMO-7	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.5 v_{max}^{po}$	Fig. 10.14
ATMO-8	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.15
ATMO-9	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.5 v_{max}^{po}$	Fig. 10.16
ATMO-10	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.17
ATMO-11	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.5 v_{max}^{po}$	Fig. 10.18
ATMO-12	Vent équatorial seul	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.19
ATMO-13	Vent à deux composantes	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.20
ATMO-14	Vent à deux composantes	$V_{rot} = 0.5 v_{max}^{po}$	Fig. 10.21
ATMO-15	Vent à deux composantes	$V_{rot} = 0.0 v_{max}^{po}$	Fig. 10.22

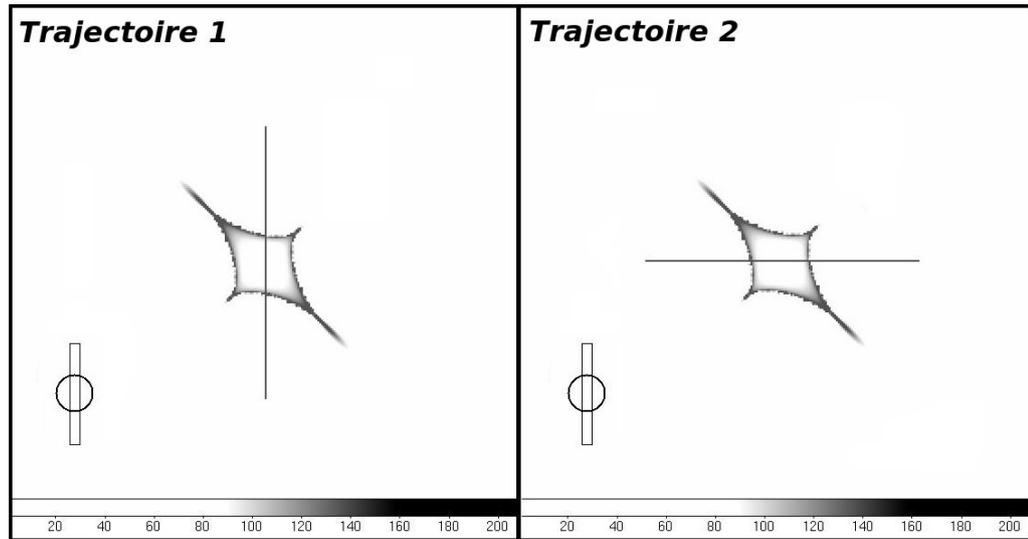


FIG. 10.7 – Carte d’amplification de type Chang-Refsdal employées lors de la modélisation de l’effet microlentille. Les trajectoires sont représentées sur la carte d’amplification. Les zones les plus sombres représentent les facteurs d’amplification les plus grands. Nous symbolisons dans chaque cadran la taille relative de la région émettant le continuum par un cercle ainsi que l’orientation du disque équatorial quand ce dernier est présent et vu sous un angle d’observation  $i = 90^\circ$ .

### 10.5.2 Cartes d’amplification et trajectoires

Le but ici poursuivi est d’étudier les déformations de profil induites par le phénomène de microlentille gravitationnelle et non pas de reproduire des courbes de variations de luminosité observées. Aussi ne considérerons-nous pas l’utilisation de cartes de caustiques telles que celles générées par la méthode du “ray shooting”, mais plutôt des cartes d’amplification correspondant au cas de la lentille de Chang Refsdal, cette dernière s’avérant plus réaliste que celle de Schwarzschild.

Cette approximation se justifie également par le fait que bien qu’en théorie chacune des images d’un mirage gravitationnel est affectée par les microlentilles (e.a. Wambsganss [2006]), ces dernières ne conduisent à des amplifications significatives que lors d’évènement de transit de caustique. Si la densité d’étoiles  $\sigma$  jouant le rôle de microlentilles est suffisamment faible (on parle encore de lentille optiquement mince), la carte d’amplification correspondante consiste en une carte où les étoiles ne s’influencent pratiquement pas, produisant des caustiques typiques du cas étudié par Chang-Refsdal (Kayser & Stabell [1986], voir Sect. 10.2.2). Ainsi, dans les cas où la microlentille

est optiquement mince, les variations spectrales et de luminosité restent-elles négligeables, les images du mirage présentant un spectre quasiment identique (cf. Popovic & Chartas [2005]).

La carte d’amplification employée et les trajectoires de la microlentille sont représentées en Fig. 10.7. Nous considérons une lentille de type Chang-RRefsdal dont les paramètres sont  $\kappa_c = 0.0$  et  $\gamma = 0.5$ . Nous fixons la taille de la région émettant le continuum dans le plan source à  $R_{in} = 0.5 r_E$  où  $r_E$  est le rayon d’Einstein de la lentille. Deux trajectoires sont envisagées afin que la courbe décrite par la caustique (le pli, cf. Sect. 10.2.2) transite tantôt perpendiculairement, tantôt parallèlement à la direction définie par le plan équatorial du vent lorsque celui-ci le disque est observé par la tranche.

### 10.5.3 Atlas des modifications de profils

Cet Atlas montre les variations du profil de raie, du facteur d’amplification du continuum  $\mu$ , de  $W_{eq}$  et de  $W_1$  lors du transit d’une microlentille devant les modèles de vents définis en Sect. 10.5.1. La partie supérieure (“T1”) des Figs. 10.8 à 10.22 ci-dessous représente les variations observée lors d’un transit de la microlentille selon la trajectoire 1, la partie inférieure (“T2”) représentant celles observées pour un transit selon la trajectoire 2.

Chaque partie de figure se référant à un modèle de vent et une trajectoire particulière se décompose en six cadrans dans lesquels nous présentons de haut en bas, à gauche les variations du profil de raie total, de la partie en émission et de la partie en absorption en fonction de la fréquence normalisée  $X$ . Ces spectres sont normalisés à l’intensité du continuum à l’exception de ceux correspondant à la partie en émission. Ceci nous permettra, dans le cas de ces derniers, de distinguer une amplification de la région à l’origine de ces raies d’un effet causé par la normalisation au niveau du continuum. Dans chacune de ces figures, le spectre non-affecté par la microlentille est représenté en trait continu.

Dans la partie droite, nous présentons les variations de l’amplification du continuum, de  $W_{eq}$  et de  $W_1$  en fonction de la position de la lentille ( $r$  est mesuré en unité de  $r_E$  le long de la trajectoire de la lentille). Notons que l’échelle employée lors de la représentation des variations de  $W_1$  est commune à l’ensemble des figures. Finalement, lorsque nous parlerons de composante “rouge” ou “bleue” d’une partie du profil de raie, ces termes se référeront respectivement aux parties du profil situées aux fréquences normalisées  $X > 0$  et  $X < 0$ .