Table des matières

Introduction **1**

1 Déconvolution d'images astronomiques; algorithmes actuels **3**
1.1 Introduction . . . 3
1.2 Le filtre de Wiener . . . 5
1.3 Méthodes de maximum d'entropie . . . 6
1.4 L'algorithme de Richardson−Lucy (méthode RL) . . . 8

2 Défauts et limitations des algorithmes actuels **11**
2.1 Données échantillonnées . . . 11
Théorème de l'échantillonnage . . . 11
Conséquences pour la déconvolution . . . 12
2.2 Rôle de la contrainte de positivité . . . 15
2.3 Lissage et déconvolution . . . 17
2.4 Un premier pas vers la solution ? . . . 18
L'algorithme PLUCY . . . 18
Les défauts fondamentaux subsistent ! . . . 21

3 La solution: respecter le théorème de l'échantillonnage. **23**
3.1 Une résolution accrue plutôt qu'infinie . . . 23
3.2 Connaissances *a priori* concernant l'image déconvoluée . . . 24
Décomposition de l'image . . . 24
Lissage à appliquer . . . 25
Contrainte de positivité . . . 25
3.3 Algorithme de base . . . 26
La solution . . . 26
L'algorithme en pratique . . . 26
3.4 Photométrie et astrométrie . . . 29
3.5 Raffinements apportés à l'algorithme . . . 33
Déconvolution "myope" . . . 33
Lissage spatialement variable . . . 35
3.6 Combinaison optimale d'images . . . 35
3.7 Les défauts fondamentaux sont éliminés . . . 38

Articles relatifs au nouvel algorithme de déconvolution **41**

4 Calcul de la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ 57
4.1 Modélisation du profil $\mathcal{S}(\vec{x})$ . . . 57
4.2 Algorithme de construction de $\mathcal{S}(\vec{x})$ . . . 58
4.3 Sur-échantillonnage de $\mathcal{S}(\vec{x})$ . . . 60

5 Un pas plus loin: déconvolution spatiale de spectres 65
5.1 Spectres astronomiques . . . 65
5.2 Algorithme de déconvolution . . . 67
Lissage . . . 68
Algorithme de déconvolution de spectres . . . 69
5.3 Simulations . . . 69
Sources ponctuelles très serrées . . . 69
Sources ponctuelles superposées à un fond diffus . . . 72
5.4 Calcul de la PSF . . . 74
Le profil de Moffat . . . 74
Residus déconvolués . . . 76
5.5 Stratégies observationnelles . . . 77
5.6 Applications possibles. . . . 77

6 Les mirages gravitationnels en tant qu'outils pour le cosmologiste 81
6.1 Le phénomène de mirage gravitationnel . . . 82
Bref historique . . . 82
Déflexion gravitationnelle par une distribution de masse quelconque 82
6.2 Caractérisation d'un mirage: les observables . . . 84
Distances . . . 84
Equation de la lentille . . . 85
Un cas d'école, le déflecteur ponctuel . . . 86
6.3 Phénomène de microlentille . . . 87
Délai temporel . . . 90
6.4 Un outil pour le cosmologiste . . . 92

7 Première application: la géométrie de PG 1115+080 93
7.1 Des doubles et des quadruples . . . 93
7.2 Délais temporels dans PG 1115+080 . . . 97
7.3 Modèles et apport de la déconvolution . . . 98

Article exposant les résultats obtenus pour PG 1115+080 103

8 Imagerie infrarouge de mirages gravitationnels 109
8.1 Pourquoi observer dans l'infrarouge ? . . . 109
8.2 Imagerie IR profonde de mirages gravitationnels . . . 111
8.3 Le "Double Hamburger": HE 1104−1805 . . . 114
Déconvolution simultanée . . . 114
Résultats . . . 115
8.4 Perspectives d'avenir . . . 116

Article présentant les observations infrarouges de HE 1104−1805 117

9 La contrepartie optique et IR de PKS 1830−211 **125**
9.1 Observations IR de PKS 1830−211 125
PKS 1830−211: un défi observationnel 125
Déconvolution et résultats 127
9.2 Proposition de suivi photométrique IR 128

Article présentant l'imagerie optique et proche IR de PKS 1830−211 **131**

Article présentant la spectroscopie proche IR de PKS 1830−211 **139**

Conclusions et perspectives **153**

Références **157**

Resumé

La haute résolution spatiale étant à la base de bon nombre de projets astrophysiques, la communauté scientifique s'est largement attachée ces deux dernières décennies à l'amélioration des instruments d'observation. En parallèle, le traitement numérique de données, fortement facilité par l'apparition d'ordinateurs performants et peu onéreux, a fait l'objet d'études intensives. La déconvolution d'images est l'une des techniques ayant largement été étudiées. Elle consiste à décontaminer des images de l'effet de brouillage par la réponse impulsionnelle de l'instrument qui les a générées. Cependant, si de nombreuses méthodes numériques existent déjà pour effectuer de tels traitements, aucune ne produit de résultats satisfaisants. Par exemple, elles tendent à générer des "artefacts de déconvolution" qui consistent le plus souvent en des oscillations de l'image déconvoluée au voisinage des structures de hautes fréquences, et qui les rendent inexploitables scientifiquement.

Ce travail de Doctorat propose une solution au problème de déconvolution d'images astronomiques. Un nouvel algorithme est implémenté et se fonde sur le fait que la résolution spatiale d'images *échantillonnées* ne saurait être infinie après déconvolution, sous peine de violer le *théorème de l'échantillonnage*. L'algorithme, maintenant connu sous le nom d'algorithme MCS, permet d'obtenir des images de résolution améliorée et dont les propriétés photométriques et astrométriques ne sont pratiquement limitées que par le bruit de photon des données. Par ailleurs, l'algorithme met en pratique le concept de déconvolution simultanée de plusieurs images d'un même objet. Il devient ainsi possible de combiner un ensemble d'images en une image unique de résolution, rapport signal-sur-bruit et échantillonnage fortement améliorés. Une extension de l'algorithme à des images dont la réponse instrumentale est mal connue est également décrite, implémentée et appliquée à des cas réels. Elle permet de traiter des images de qualité médiocre. Nous parlons alors de déconvolution "myope" par analogie avec la déconvolution "aveugle" qui considère une réponse instrumentale inconnue.

Notre technique, à l'origine développée pour traiter des images astronomiques, a également été appliquée à la déconvolution spatiale de spectres, domaine jusqu'alors complètement inexploré. L'algorithme permet d'obtenir les spectres individuels d'objets ponctuels ou diffus très serrés. Elle donne accès à de nombreux projets scientifiquement dignes d'intérêt, mais jusqu'à maintenant irréalisables faute de techniques d'analyse appropriées.

Dans le cadre du présent travail, les applications de nos techniques ont plutôt concerné l'imagerie à haute résolution. De nombreuses applications ont été effectuées dans divers domaines de l'astrophysique. Ne sont reprises que celles concernant les mirages gravitationnels. Aucun des résultats astrophysiques mentionnés ici n'aurait pu être obtenu, à partir d'observations prises du sol, sans utiliser notre technique.

Trois mirages gravitationnels ont été étudiés à partir d'images optiques et infrarouges déconvoluées par l'algorithme MCS. La position de la galaxie lentille du mirage quadruple PG 1115+080 a pu être déterminée avec une précision bien meilleure que celle obtenue dans certaines publications utlisant pourtant des données du télescope spatial Hubble. Cette nouvelle mesure a permis une meilleure détermination du paramètre de Hubble H_0, en utilisant une mesure du délai temporel disponible pour ce mirage. Les barres d'erreurs sur notre nouvelle détermination de H_0 sont améliorées d'un facteur deux par rapport aux valeurs mentionnées dans la littérature.

La galaxie lentille a pu être détectée dans HE 1104–1805, et son flux infrarouge mesuré directement sur les images déconvoluées. Cette découverte se révèle particulièrement importante en raison de la récente mesure d'un délai temporel pour ce mirage.
Enfin, la contrepartie infrarouge (depuis longtemps recherchées par divers groupes) de l'anneau d'Einstein PKS 1830–211 a été mise en évidence à partir d'images très profondes prises avec le télescope géant "Keck", de 10m de diamètre. Nous avons par ailleurs pu déterminer le redshift du quasar source de ce mirage photométriquement variable, ce qui en fait une cible idéale pour un suivi photométrique en vue d'une nouvelle mesure de H_0.
Un futur optimiste peut être prédit pour nos algorithmes de déconvolution d'images et de spectres. La conclusion de cette thèse s'attache à mettre l'accent sur les potentialités maintenant démontrées de notre technique.

Abstract

High spatial resolution being of major interest for many astrophysical projects, a tremendous effort has been devoted during the last decades, to the improvement of astronomical instruments. In parallel, numerical data processing techniques have been developed, thanks to the availability of moderate cost powerful computers. Image deconvolution is one of the techniques which has been most intensively studied. It aims at decontaminating images from blurring by the instrumental Point Spread Function (PSF). However, none of the deconvolution algorithms proposed so far leads to satisfactory results. They tend to produce so-called "deconvolution artefacts" or "ringing effects" around high frequency structures in the data. In most cases, these artefacts make it impossible to perform quantitative measurment on the deconvolved images.

A new deconvolution algorithm is proposed in the present thesis. It is based on the recognition of the fact that *sampled data* can not be fully deconvolved without violating the *sampling theorem*. The new algorithm, known as the "MCS code", produces images with improved rather than infinite resolution, and does not alter the photometric and astrometric properties of the data. In addition, many dithered data frames of the same object can be simultaneously deconvolved and combined into one single deep image with improved resolution, depth and sampling, even if the PSF is not perfectly known.

The technique has been extended to the spatial deconvolution of spectra and allows one to obtain the individual spectra of very blended point sources or extended sources. It enables one to undertake projects known to be of major scientific interest but up to now unexplored due to the lack of an appropriate technique of analysis.

In the framework of this thesis, the applications of our techniques to real data mainly deal with image deconvolution. Many different astrophysical applications have been completed, but we present only the results obtained in gravitational lensing. None of the results presented here could have been obtained from data taken from ground based observatories, without using the MCS code.

Three lensed quasars have been studied from deconvolved ground based optical and near-IR images. The position of the lensing galaxy in the quadruple quasar PG 1115+080 has been measured with a much better accuracy than previously published by astronomers using Hubble Space Telescope data. This new measurement, used together with the recent determination of the time delay in this system, allows us to derive a new precise estimate for H_0, with error bars reduced by a factor two compared with previous determinations.

The lensing galaxy has been discovered in the double quasar HE 1104–1805 and its near-IR photometry has been performed directly on the deconvolved data. This discovery appears to be of particular importance since a time delay has been very recently mesured for this doubly imaged quasar.

Finally, the near-IR counterpart of PKS 1830–211 has been unveiled from deep images obtained with the Keck 10m telescope. We have measured the redshift of this quasar and found it photometrically variable. It is therefore a new ideal target for a photometric monitoring.

A very optimistic future can be foreseen for our image and spectra deconvolution algorithms. The conclusion of this thesis emphasizes the now demonstrated potentialities of our techniques.

Introduction

La qualité des données ainsi que celle de leur analyse a bien souvent conditionné les progrès de la plupart des domaines scientifiques. En particulier, les méthodes observationnelles disponibles pour la communauté astronomique à une époque donnée n'ont pas seulement été un guide dans le choix des sujets à explorer, mais ont souvent imposé des domaines entiers de recherche. La photographie astronomique, par exemple, a permis la détection d'objets auparavant invisibles. Ce nouveau mode d'observation a été directement à la base de toute l'astrophysique extragalactique moderne. Actuellement, les astronomes utilisent des caméras dites à transfert de charges (dans la suite du texte, nous utiliserons l'acronyme anglais CCD ou "Charge Coupled Device"), très sensibles aux faibles flux lumineux et ayant l'avantage sur les plaques photographiques d'avoir une réponse linéaire en fonction du temps d'exposition. Les données *numériques* que procurent ces caméras peuvent facilement être corrigées de bon nombre d'effets instrumentaux indésirables et faire l'objet d'une *analyse* mathématique poussée, visant à extraire le plus possible d'informations scientifiquement utilisables.

Les données le plus souvent enregistrées par l'intermédiraire des CCDs sont des spectres ou des images. Leur traitement informatique peut consister en la suppression ou l'atténuation d'effets instrumentaux, l'ajustement de profils de raies, ou la mesure de flux lumineux et de positions d'astres. L'un des effets indésirables les plus difficiles à corriger est le brouillage des images par la figure de diffraction intrumentale d'une part, et par la turbulence atmosphérique d'autre part. En effet, la lumière nous parvenant des astres traverse l'air turbulent de l'atmosphère terrestre et est diffractée par l'ouverture circulaire du télescope, avant d'être finalement détectée par le CCD. Les images ou spectres que nous observons ont donc une résolution spatiale limitée. Un télescope moderne au sol, d'un diamètre typique de 3-4 mètres, voire même 8-10 mètres, est toujours limité (temps par utilisateur) par le brouillage par la turbulence atmosphérique. Les instruments spatiaux tels que le télescope spatial Hubble (Hubble Space Telescope, ou HST) sont, eux, limités par la diffraction instrumentale. Ils le sont aussi par le temps d'observation disponible très limité et leur coût, plusieurs ordres de grandeur au dessus de celui des télescopes basés au sol. Il est donc très souvent difficile d'obtenir des images de bonne qualité, ayant une résolution spatiale suffisante pour atteindre le but scientifique que l'on s'est fixé.

Une solution alternative au problème de la résolution spatiale limitée est de tirer parti de l'information *numérique* fournie par les caméras électroniques. Il est en effet possible, par un traitement informatique, d'améliorer la résolution spatiale des données. Le procédé, appelé *déconvolution*, consiste à reconstruire un signal, à partir de données numérisées

brouillées par une réponse instrumentale connue. Ce type de technique a largement été étudié suite à la découverte d'aberrations optiques sur le miroir du télescope spatial Hubble. Ces défauts considérables, dont l'effet est similaire au brouillage intrumental et/ou atmosphérique ont, pendant plusieurs années, très sensiblement amoindri les possibilités de ce prodigieux instrument.

De nombreuses méthodes ont été développées, inventées ou améliorées pour "nettoyer" les données HST. Malheureusement, aucun des algorithmes proposés ne répond pleinement aux attentes des utilisateurs. En particulier, ces méthodes produisent des artefacts de déconvolution, qui rendent caduque toute tentative ultérieure de mesure photométrique ou astrométrique. Il n'existe donc pas d'articles scientifiques pleinement fondés sur ces méthodes et mentionnant des mesures quantitatives.

Vu l'importance de la déconvolution en imagerie astronomique, tant pour s'affranchir d'effets instrumentaux qu'atmosphériques, le présent travail s'attache au développement d'un nouvel algorithme, permettant à la fois d'améliorer notablement la résolution des images et de conserver leurs propriétés photométriques et astrométriques. Après avoir présenté dans un premier chapitre les méthodes de déconvolution couramment utilisées en astrophysique, un deuxième chapitre sera consacré à la mise en évidence de leurs défauts ainsi qu'à celle des causes de ceux-ci. Le troisième chapitre décrit une nouvelle méthode de déconvolution d'images et teste ses performances photométriques et astrométriques. L'accent est mis sur son application à la combinaison optimale d'images et sur le suivi photométrique d'objets d'intensité lumineuse variable. Le quatrième chapitre présente une méthode originale pour calculer la réponse instrumentale nécessaire à l'utilisation du nouvel algorithme de déconvolution. Une extension de l'algorithme à la déconvolution spatiale de spectres est proposée dans le Chapitre 5. La méthode est testée sur des données synthétiques.

L'un des nombreux domaines de l'astrophysique auquel le nouvel algorithme peut apporter beaucoup est l'étude détaillée des mirages gravitationnels. Un sixième chapitre décrit donc le phénomène physique de mirage gravitationnel, montre dans quelle mesure il peut être utilisé en cosmologie observationnelle et développe plus particulièrement les points où la déconvolution apporte des éléments nouveaux au sujet. Les chapitres 7 à 9 décrivent plusieurs applications à des cas de mirages gravitationnels.

La conclusion de ce travail résume les points saillants et nouveaux de la thèse, mais s'attache surtout à envisager les multiples sujets d'études rendus possibles par l'application de nos nouvelles techniques d'analyse à des données de haute qualité pouvant être obtenues de nos jours avec des instruments aussi extraordinaires que le "Very Large Telescope" (VLT) de l'Observatoire Européen Austral, ou les télescopes Keck implantés à Hawaii.

NB: *Afin que cette thèse soit le reflet d'un travail cohérent, seules sont reprises les applications de nos techniques aux mirages gravitationnels. Six articles portant sur diverses applications astrophysiques sont parus ou à paraître dans des revues scientifiques à comité de lecture. Ces autres applications concernent l'étude des étoiles massives des nuages de Magellan, l'étude des populations stellaires des amas globulaires de M 31, l'imagerie à haute résolution de galaxies naines bleues et l'identification de galaxies à haut redshift à proximité de quasars. Trois applications à des mirages gravitationnels sont sur le point de s'achever et d'être publiées mais ne sont pas incluses dans cette thèse.*

Chapitre 1

Déconvolution d'images astronomiques; algorithmes actuels

1.1 Introduction

Avant d'aborder le problème de déconvolution lui-même, il est utile de décrire comment se forme une image astronomique au foyer d'un télescope. Il suffit pour cela de suivre le trajet d'un photon depuis son émission jusqu'à sa détection par le récepteur CCD.

La lumière émise par un astre lointain ne subit presque aucune altération dans le vide ou quasi-vide intergalactique (si ce n'est d'éventuelles distorsions gravitationnelles décrites au Chapitre 5). A son arrivée au voisinage de la Terre, le rayon lumineux rencontre et traverse les différentes couches de l'atmosphère. L'air étant un milieu non homogène et sujet à divers mouvements de fréquences temporelles variées, le front d'onde plan se voit déformé de façon aléatoire. A cette déformation s'ajoute la diffraction par l'ouverture circulaire de l'instrument optique utilisé et le bruit généré par le détecteur CCD.

Résumer mathématiquement l'histoire d'un rayon lumineux revient finalement à écrire l'équation (1.1) ci dessous. Le signal astronomique original $\mathcal{F}(\vec{x})$ est *convolué* (nous noterons "$*$" la convolution) par la réponse instrumentale et atmosphérique $\mathcal{T}(\vec{x},t)$ et échantillonné sur une mosaique d'éléments d'images ou pixels $\vec{x}$, que nous considérerons à une dimension, pour la clarté de l'exposé. Le bruit de lecture du CCD, ainsi que le bruit poisonnien dû au caractère statistique du comptage de photons s'ajoutent au signal observé. Nous noterons ce bruit $\mathcal{N}(\vec{x},t)$ dans la formule mathématique exprimant la valeur numérique d'un élément d'image donné, à un instant donné:

$$\mathcal{D}(\vec{x},t) = [\mathcal{F}(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x},t)] + \mathcal{N}(\vec{x},t) \tag{1.1}$$

Dans l'équation (1.1), l'indice t indique la dépendance temporelle du bruit et de la turbulence, et donc de l'image observée $\mathcal{D}(\vec{x},t)$. Deux images prises à deux instants différents ne seront donc pas identiques. Nous verrons dans la suite comment tirer parti de cette dépendance temporelle et extraire de façon optimale le signal $\mathcal{F}(\vec{x},t)$ à partir de plusieurs images prises à des instants différents. Dans un premier temps, nous nous limiterons à des images uniques et indépendantes du temps. On peut donc réecrire l'équation (1.1) sous la forme (1.2) et schématiser le mode de formation d'une image comme indiqué dans la figure 1.1.

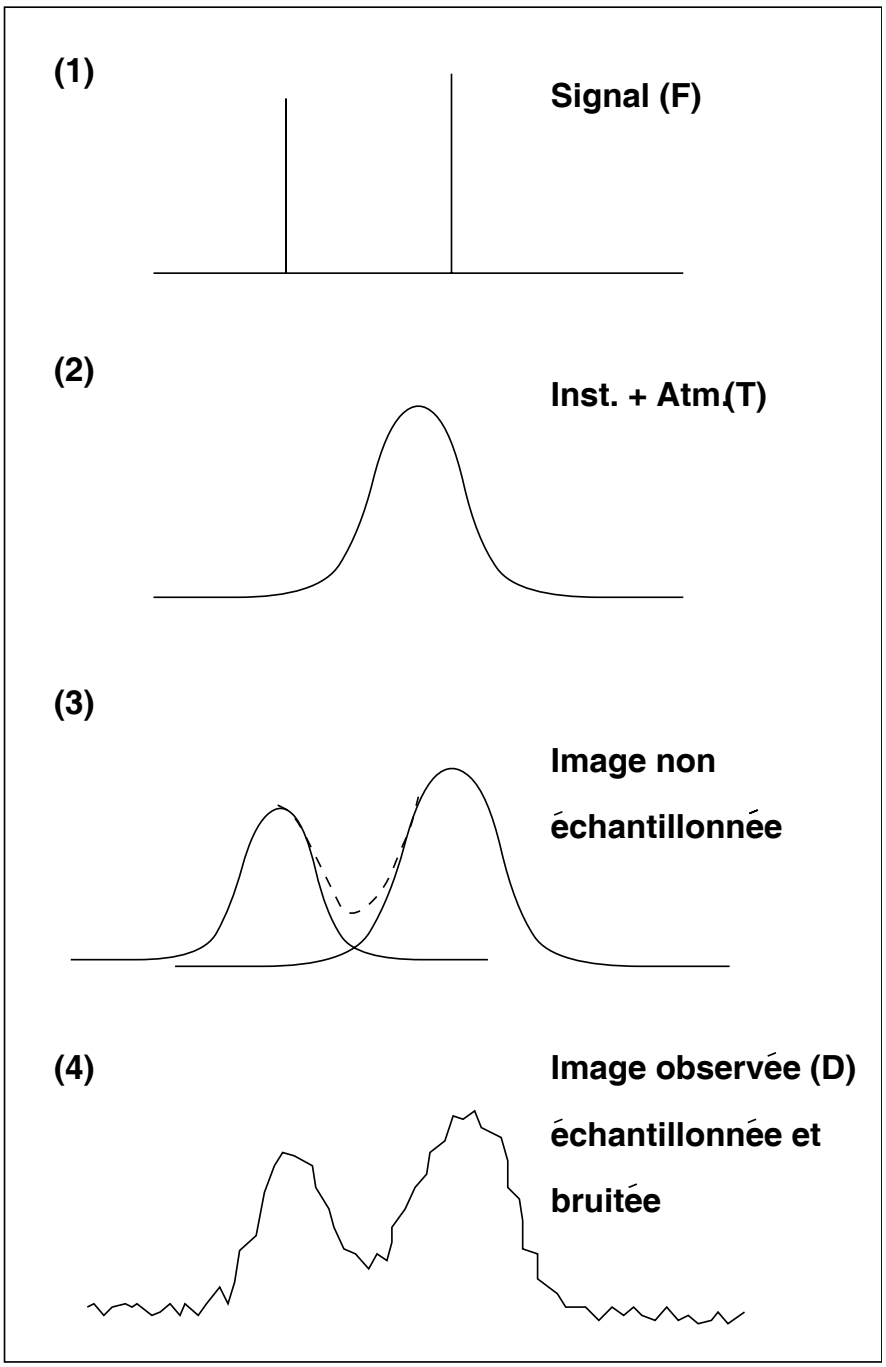

Figure 1.1: Schématisation du mode de formation d'une image sur un détecteur. Le signal original (1) consiste en deux sources ponctuelles non résolues et donc infiniment étroites (par exemple deux étoiles) affectées par une réponse instrumentale caratéristique d'un télescope au sol (2). La convolution continue (3) de (1) et (2) est ensuite échantillonnée sur une grille de pixels et dégradée par le bruit de photon et le bruit de lecture du détecteur (4).

$$\mathcal{D}(\vec{x}) = [\mathcal{F}(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x})] + \mathcal{N}(\vec{x}) \tag{1.2}$$

Le but de tout algorithme de déconvolution est le suivant: connaissant les données $\mathcal{D}(\vec{x})$ et la réponse intrumentale $\mathcal{T}(\vec{x})$, reconstuire au mieux le signal $\mathcal{F}(\vec{x})$. Nous allons présenter dans la suite de ce chapitre les trois méthodes de déconvolution les plus fréquemment utilisées en astronomie. La première d'entre elles est une méthode linéaire visant à inverser directement l'équation (1.2). Les deux autres sont des méthodes non linéaires mettant en œuvre un processus itératif.

1.2 Le filtre de Wiener

L'inversion de l'équation (1.2) est immédiate si l'on se place dans l'espace de Fourier, la convolution devenant alors une simple multiplication algébrique. Ainsi, (1.2) s'écrit dans l'espace de Fourier:

$$D(\vec{\nu}) = F(\vec{\nu}) \cdot T(\vec{\nu}) + N(\vec{\nu}) \tag{1.3}$$

où les lettres majuscules dénotent la transformée de Fourier des fonctions présentées dans l'équation (1.2) et où la variable $\vec{\nu}$ est duale de $\vec{x}$ dans l'espace de Fourier. Naïvement, on pourrait croire qu'une simple résolution de l'équation (1.3) devrait permettre de retrouver le signal perturbé par l'effet de la réponse instrumentale, c'est-à-dire:

$$F(\vec{\nu}) = \frac{D(\vec{\nu}) - N(\vec{\nu})}{T(\vec{\nu})}, \quad si \quad T(\vec{\nu}) \neq 0 \quad \forall \vec{\nu} \quad (filtrage\ inverse) \tag{1.4}$$

Cependant, si la théorie semble simple, la pratique est toute autre. En effet, le terme $N(\vec{\nu})/T(\vec{\nu})$ diverge aux hautes fréquences, c'est-à-dire justement aux fréquences que tout processus de déconvolution s'efforce de restituer. On ne peut donc, en présence de bruit, inverser directement (1.2) ou (1.3). Une alternative au problème consiste à minimiser l'effet du terme divergent. Pour cela, une méthode couramment utilisée consiste à appliquer aux données, préalablement au filtrage inverse, un filtre optimal (filtre de Wiener) atténuant les composantes de hautes fréquences et assurant que l'estimation que l'on fait de l'image déconvoluée soit aussi proche que possible de la solution exacte, au sens des moindres carrés. Le filtre optimal $\Phi(\vec{\nu})$ calculé dans l'espace de Fourier, s'écrit:

$$\Phi(\vec{\nu}) = \frac{|B(\vec{\nu})|^2}{|B(\vec{\nu})|^2 + |N(\vec{\nu})|^2}, \quad avec \quad B(\vec{\nu}) = F(\vec{\nu})T(\vec{\nu}) \tag{1.5}$$

Ne connaissant ni le bruit $N(\vec{\nu})$, ni bien sûr $B(\vec{\nu})$ (transformée de Fourier de l'image brouillée mais non bruitée), le filtre $\Phi(\vec{\nu})$ ne peut être estimé que de façon empirique, à partir des données elles-mêmes. En effet, le spectre de puissance (carré du module de la transformée de Fourier) d'une image peut se décomposer, au moins approximativement, en un pic de signal plus une queue de bruit, comme le montre schématiquement la figure

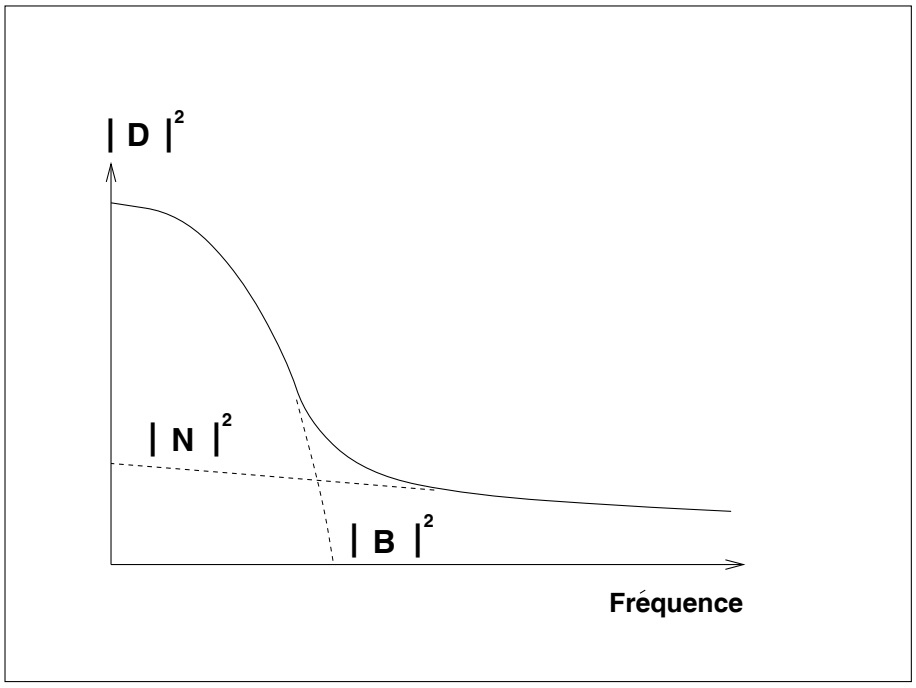

Figure 1.2: Exemple à une dimension de spectre de puissance pour une image bruitée. Le plus souvent, le spectre comporte un pic de signal aux basses fréquences et est dominé par une "queue de bruit" aux hautes fréquences. Cette structure particulière permet la construction empirique du filtre de Wiener.

1.2. Le spectre du bruit $N(\vec{\nu})$ peut être extrapolé aux basses fréquences et une estimation du spectre de l'image déconvoluée aux hautes fréquences peut être obtenue de manière similaire. Les lignes en pointillés sur la figure 1.2 montrent comment sont contruits $N(\vec{\nu})$ et $B(\vec{\nu})$ à partir du spectre des données, mais donnent aussi une idée des erreurs introduites par les diverses extrapolations nécessaires pour mettre en œuvre la méthode.

Déconvoluer une image bruitée est donc plus difficile qu'il n'y paraît au premier abord. Il s'agit en fait d'un problème inverse complexe auquel des méthodes linéaires simples ne peuvent apporter de solution satisfaisante. Les deux sections qui suivent présentent deux algorithmes itératifs non linéraires fréquemment utilisées en astronomie.

1.3 Méthodes de maximum d'entropie

Un algorithme très souvent rencontré, ou plutôt une famille d'algorithmes, sont les méthodes de maximum d'entropie. Nous présentons ici les fondements de cette technique sans cependant donner une liste exhaustive de ses diverses variantes, qui dépendent du type d'image à traiter.

Sur base des données $\mathcal{D}(\vec{x})$ et de la réponse instrumentale $\mathcal{T}(\vec{x})$, on cherche à construire l'image déconvoluée $\mathcal{F}(\vec{x})$ qui reflète au mieux la réalité, *au mieux* signifiant ici encore *au sens des moindres carrés*. Autrement, dit, il s'agit de chercher l'image déconvoluée qui rende au mieux compte des données, dans les limites imposées par le bruit $\mathcal{N}(\vec{x})$. On

cherche donc à minimiser le carr'e de la norme de:

$$\mathcal{D}(\vec{x}) - [\mathcal{F}(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x})] \tag{1.6}$$

Pour aller plus loin dans les explications, nous allons développer plus avant l'équation (1.6). Pour la clarté de l'exposé, toutes les images ou fonctions seront supposées à une dimension. Nous noterons par des lettres minuscules et indicées la valeur d'une image en un pixel donné. Ainsi, chaque élément x_i du vecteur $\vec{x}$ représente un pixel, chaque lettre minuscule indicée i représente la valeur d'une fonction en ce pixel. Par exemple, d_i est la valeur de l'image $\mathcal{D}(\vec{x})$ dans le i-ième pixel. Une convolution, par exemple celle de l'image déconvoluée $\mathcal{F}(\vec{x})$ par la réponse instrumentale $\mathcal{T}(\vec{x})$ s'écrit donc en ces termes:

$$(t * f)_i = \sum_{j=1}^{N} t_{ij} f_j, \tag{1.7}$$

où N est le nombre total de pixels dans l'image. t_{ij} indique la j-ième valeur de t lorsque celle-ci est centrée en i. La minimisation présentée en (1.6) s'écrit de façon similaire, sous forme d'un χ^2 où σ_i est une estimation de l'écart-type du signal observé, au pixel i:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{d_i - \left(\sum_{j=1}^{N} t_{ij} f_j \right)}{\sigma_i} \right]^2 \tag{1.8}$$

Minimiser le χ^2 (1.8) ne suffit malheureusement pas à résoudre le problème de la déconvolution. L'équation (1.2) admet en effet une infinité de solutions $\mathcal{F}(\vec{x})$ statistiquement compatibles avec les données. Il est donc essentiel de trouver, parmi les diverses solutions possibles, celle que l'on considère être la meilleure. A cet effet, un critère de sélection doit être adopté.

Les solutions généralement obtenues par minimisation de (1.8) souffrent d'une forte amplification du bruit, si forte, dans certains cas, que la solution obtenue n'a plus aucun rapport avec la distribution de lumière exacte. Le critère adopté devra donc permettre de sélectionner les solutions les moins affectées par l'amplification du bruit tout en faisant ressortir au mieux les hautes fréquences du signal. On doit donc rencontrer deux exigences contradictoires: l'élimination du bruit (en particulier aux hautes fréquences où il est le plus gênant) et l'augmentation de la résolution (et donc la récupération des hautes fréquences). Pour éviter l'amplification des hautes fréquences du bruit, on choisira donc, parmi l'infinité de solutions du problème inverse, celle qui est la plus "lisse" selon le critère choisi. L'image déconvoluée est donc l'image la plus lisse possible mais toujours compatible avec les données. C'est donc aussi, parmi les solutions possibles, l'image qui montre le moins de "structure" .

Shannon (1948) démontra que choisir parmi une famille de signaux, celui contenant le moins d'information (ou de structure), revenait à choisir celui ayant la plus grande *entropie*. L'entropie d'une image peut être définie de différentes manières. Ce sont les choix possibles pour l'entropie qui sont à la bases des diverses formes de l'algorithme. Une

forme communément utilisée (voir par exemple Abels 1974, Wernecke & d'Addario 1977, Wernecke 1977) s'écrit pour l'image $\mathcal{F}(\vec{x})$:

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^{N} \ln(f_i) \tag{1.9}$$

La forme la plus couramment utilisée est l'entropie de Shannon (Skilling & Brian 1984):

$$\mathcal{H} = -\sum_{i=1}^{N} f_i \ln(f_i) \tag{1.10}$$

qui nécessite en principe une normalisation préalable des données ($\sum_{i=1}^{N} f_i = 1$).

$$\mathcal{H} = -\sum_{i=1}^{N} p_i \ln(p_i), \qquad p_i = f_i / \sum f_i \tag{1.11}$$

L'entropie présente en outre l'avantage de contraindre tous les f_i à être positifs, ce qui est physiquement souhaitable puisqu'on ne peut enregistrer un nombre négatif de photons.

L'algorithme du maximum d'entropie revient finalement à la minimisation la fonction des N variables f_i:

$$\mathcal{C} = \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{d_i - \left(\sum_{j=1}^{N} t_{ij} f_j \right)}{\sigma_i} \right]^2 - \lambda \sum_{i=1}^{N} p_i \ln(p_i), \qquad p_i = f_i / \sum f_i \tag{1.12}$$

où le paramètre de Lagrange λ est destiné à moduler l'influence du terme de lissage que constitue l'entropie. La valeur de λ est choisie de manière à obtenir un χ^2 correct ($\chi^2 = N$), c'est-à-dire une image statistiquement compatible avec les données.

1.4 L'algorithme de Richardson–Lucy (méthode RL)

Cet algorithme itératif non-linéaire présente l'avantage d'être très facile à implémenter et relativement rapide à l'exécution. Il a été très largement utilisé pour tenter d'améliorer la qualité des images du télescope spatial Hubble, affectées par un grave défaut optique. Inventé et présenté pour la première fois par Richardson en 1972, il à été exposé sur des bases plus théoriques par Lucy en 1974.

Dans sa forme originale, l'algorithme est une application directe de la formule de Bayes à des images échantillonnées et bruités (Richardson 1972). Sur base des données, et connaissant la réponse instrumentale, on cherche un processus itératif qui, appliqué à une estimation de l'image déconvoluée, assure que l'estimation suivante ait une probabilité plus élevée de représenter correctement la réalité.

La dérivation de l'algorithme est assez peu intuitive et est présentée en détail par Richardson (1972) et Lucy (1974). Il est cependant aisé de comprendre le fonctionnement

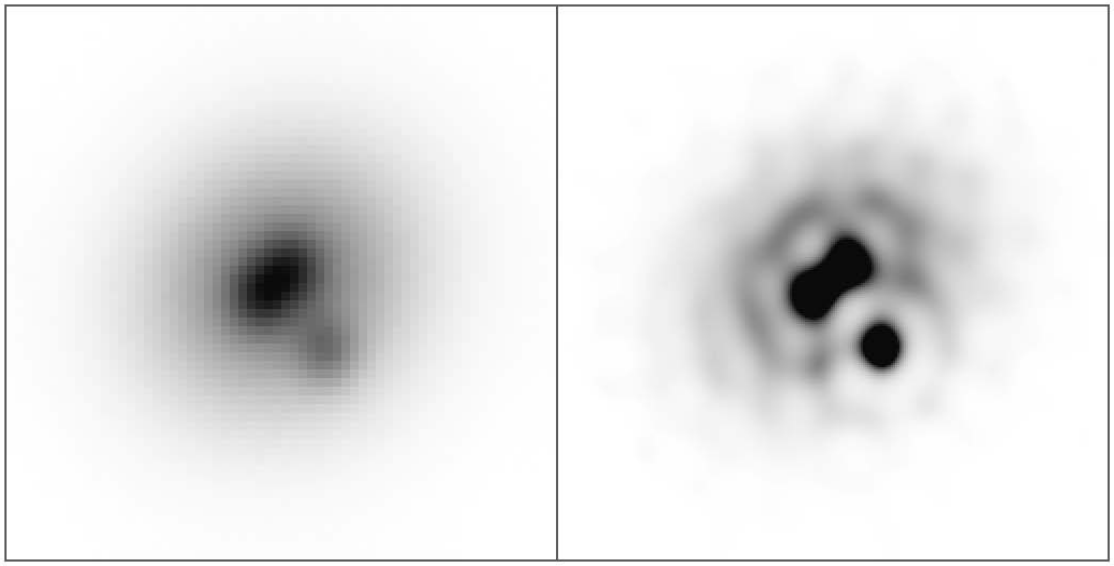

Figure 1.3: Exemple de déconvolution d'image astronomique par une méthode traditionnelle. L'image originale constituée de trois sources ponctuelles superposées à un fond diffus est montrée à gauche. Sa déconvolution par la méthode RL, à droite, laisse clairement apparaître de forts artefacts de déconvolution autour des sources ponctuelles.

de la méthode par une manipulation simple de l'équation (1.2) en négligeant le bruit en première approximation. Ainsi:

$$\mathcal{D}(\vec{x}) \quad \sim \quad \mathcal{F}(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x}) \tag{1.13}$$

Divisant chaque membre de (1.13) par la même quantité $\mathcal{F}(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x})$, on obtient:

$$\frac{\mathcal{D}(\vec{x})}{\mathcal{F}(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x})} \quad \sim \quad 1 \tag{1.14}$$

Le membre de gauche n'est ni plus ni moins qu'une image contenant le rapport entre l'image observée et l'image reconstruite après déconvolution. On peut donc utiliser cette image comme correction à apporter à une estimation de l'image déconvoluée pour obtenir la suivante. On voit apparaître ici le processus itératif recherché. Avant d'appliquer la correction, on peut la convoluer par $\mathcal{T}(\vec{x})$ (normalisée à un flux total de 1) de façon à s'affranchir des détails de fréquences plus élevées que la réponse instrumentale. On a donc:

$$\frac{\mathcal{D}(\vec{x})}{\mathcal{F}(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x})} * \mathcal{T}(\vec{x}) \quad \sim \quad 1 \tag{1.15}$$

Dès lors, on peut corriger une estimation $\mathcal{F}_n(\vec{x})$ de l'image déconvoluée, en utilisant le membre de gauche de (1.15) pour obtenir l'estimation suivante $\mathcal{F}_{n+1}(\vec{x})$, telle que:

$$\left[\frac{\mathcal{D}(\vec{x})}{\mathcal{F}_n(\vec{x}) * \mathcal{T}(\vec{x})} * \mathcal{T}(\vec{x})\right] \cdot \mathcal{F}_n(\vec{x}) \quad \sim \quad \mathcal{F}_{n+1}(\vec{x}). \tag{1.16}$$

L'équation (1.16) fournit la base d'une méthode itérative pour obtenir une estimation de l'image déconvoluée. On remarque d'après la forme de (1.16) que, pour des données positives et une réponse instrumentale positive, si la première estimation de l'image déconvoluée $\mathcal{F}_0(\vec{x})$ est positive en tout pixel, alors toutes les estimations suivantes seront également positives. Nous verrons par la suite que cette propriété conditionne complètement le succès de la méthode. Cette *contrainte de positivité* permet, par exemple, de minimiser dans certains cas, le problème *des oscillations de Gibbs*, qui affecte essentiellement toutes les méthodes de déconvolution actuelles.

On ne peut clore ce chapitre sans donner d'exemple concret de déconvolution. La figure 1.3 montre une application de la méthode RL à une image consistant en trois sources ponctuelles serrées (étoiles, quasars) superposées à un fond diffus de faible brillance de surface (nébuleuse, galaxie). Des résultats très similaires auraient pu être obtenus par l'application du filtre de Wiener ou en utilisant une méthode de maximum d'entropie. Si l'image déconvoluée révèle la présence des trois sources ponctuelles brouillées par la réponse instrumentale, les fortes oscillations (*les oscillations de Gibbs*) à proximité des sources ponctuelles rendent caduque toute tentative de mesure quantitative sur les images ainsi traitées.

Chapitre 2

Défauts et limitations des algorithmes actuels

Ce chapitre s'attache à mettre en évidence les défauts des algorithmes de déconvolution existants. Nous verrons qu'il y a essentiellement deux causes physiques à leurs performances médiocres. La première est inhérente à la nature même des images produites par les détecteurs CCD, à savoir le fait qu'elles sont échantillonnées. La deuxième est due au lissage appliqué à l'image déconvoluée.

2.1 Données échantillonnées

Un algorithme de déconvolution d'images se doit de mettre en évidence les composantes de haute fréquence contenues dans les données et ce, même en présence de bruit. Si la tâche est déjà complexe quand les données sont continues, elle l'est encore plus si elles ne sont connues qu'en quelques points de mesure.

En effet, si une image peut être considérée comme une fonction mathématique continue mesurant l'intensité lumineuse en fonction de la position d'un observateur dans le plan focal d'un instrument, sa représentation par un détecteur CCD est *échantillonnée* sur une grille de pixels. Avoir accès à toute l'information contenue dans une image continue reste possible sur base de sa version échantillonnée, à condition cependant que le pas d'échantillonnage choisi soit adapté aux fréquences spatiales présentes dans l'image. En d'autres termes, le pas d'échantillonnage doit être choisi de façon à respecter le *théorème de l'échantillonnage*.

Théorème de l'échantillonnage

Le théorème de l'échantillonnage peut être exprimé comme suit.

Une fonction $\mathcal{D}(\vec{x})$ échantillonnée avec un pas Δx peut être connue en tout point si et seulement si:

1. la tranformée de Fourier $D(\vec{\nu})$ de $\mathcal{D}(\vec{x})$ s'annule au-delà d'une certaine fréquence ν_c (fréquence de Nyquist)

2. le pas d'échantillonnage adopté pour représenter la fonction est plus petit que $1/2\nu_c$.

Le choix d'un pas d'échantillonnage trop grand provoque un phénomène d'aliasing des fréquences: toutes les composantes de fréquences $\nu > \nu_c$, mal représentées par l'échantillonnage choisi, se retrouvent dans l'intervalle $-\nu_c < \nu < \nu_c$ et sont donc confondues avec les fréquences s'y trouvant naturellement. Il en résulte une perte importante et définitive d'information.

Conséquences pour la déconvolution

Toutes les méthodes de déconvolution existantes tentent de restituer des images parfaites, c'est-à-dire de résolution infinie et contenant donc des signaux de fréquence infiniment élevée. Or, pour des raisons techniques, l'astronome est limité à l'utilisation de pixels de taille finie et bien souvent non négligeable par rapport aux périodes des signaux à représenter. Tenter de restituer une image de résolution infinie est donc en contradiction directe avec le théorème de l'échantillonnage, une telle image ne pouvant être échantillonnée que sur une grille de pixels infiniment petits.

Une image déconvoluée jusqu'à avoir une résolution infinie contient donc des fréquences non représentables par son échantillonnage et est inévitablement entachée du phénomène d'"aliasing", ceci même si le pas d'échantillonnage choisi est assez petit pour représenter correctement toutes les fréquences contenues dans les données originales.

La conséquence pratique pour la déconvolution d'images est l'apparition d'oscillations de Gibbs autour des structures de fréquence spatiale comparable à celle de la réponse intrumentale. La figure 2.1 illustre cet effet et présente deux images à une dimension qui ne diffèrent l'une de l'autre que par leur échantillonnage. Ces données synthétiques représentent l'image d'une source ponctuelle (par exemple une étoile), brouillée par la réponse instrumentale et échantillonnée sur une grille de pixels dont le pas a été choisi de façon à respecter le théorème de l'échantillonnage. Les deux images de droite dans la figure sont les résultats de la déconvolution des données synthétiques par une réponse instrumentale parfaitement connue, ici prise Gaussienne. Aucun bruit n'a été introduit dans les données de façon à pouvoir effectuer une déconvolution par filtrage inverse et s'affranchir du même coup des artefacts de déconvolution spécifiques à un algorithme particulier, ou dus à l'amplification de pics de bruit.

La différence de qualité entre les deux résultats, pourtant obtenus de manière rigoureusement identique, est frappante. En haut, la déconvolution correspond bien au résultat théoriquement attendu, à savoir, tout le flux lumineux est contenu en un seul pixel. En bas, on observe aussi un pic très étroit correspondant à la source ponctuelle déconvoluée, mais de nombreuses oscillations de Gibbs viennent perturber l'image.

Puisque tout artefact inhérent au choix d'une méthode de déconvolution particulière a pu être éliminé, les différences observées entre les deux résultats ne peuvent qu'être dues aux données elles-mêmes, ou à la façon dont elles sont représentées. Comme les données sont des images artificielles connues, non bruitées, et correctement échantillonnées, seul l'échantillonnage dans l'image déconvoluée peut être responsable des oscillations de Gibbs.

Dans les images du haut, l'étoile a été centrée exactement sur un pixel (cas fort improbable dans la réalité), alors qu'elle a été placée en un endroit quelconque de la grille de

pixels dans celles du bas de la figure. Dans le premier cas, *toutes* les fréquences contenues dans l'image *déconvoluée* restent correctement représentées par l'échantillonnage. Le pic de Dirac restauré par la déconvolution est en effet toujours correctement représenté, quel que soit le pas d'échantillonnage, puisque situé au centre d'un pixel. En revanche, un pic de Dirac situé entre deux pixels, comme dans les images du bas, n'est plus correctement représenté. L'algorithme de déconvolution utilisé va devoir à la fois "tenter" de conserver le flux total du pic et lui donner une largeur infiniment étroite, tâche impossible. L'erreur introduite, soit sur l'intensité du pic, soit sur sa largeur, va se propager sur les pixels voisins. L'image déconvoluée montrera donc une série d'oscillations qui ne sont que la répercussion de l'erreur introduite par la tentative de représenter une fonction infiniment étroite sur une grille de pixels de taille finie.

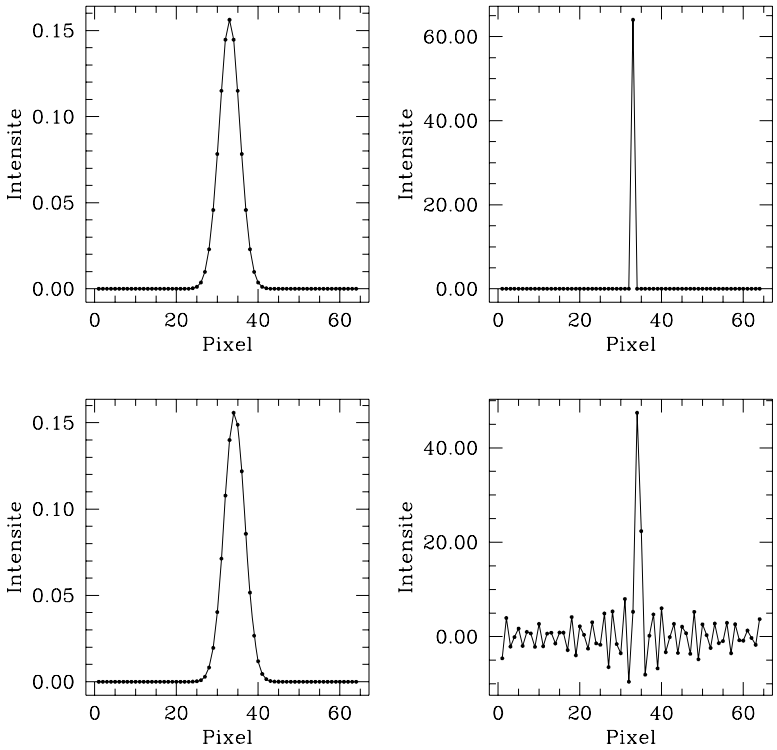

Figure 2.1: *A gauche*: la même source ponctuelle centrée sur un pixel (en haut) et centrée de façon aléatoire (en bas). *A droite*: déconvolution des images de gauche, par filtrage inverse. De fortes oscillations apparaisent dans la déconvolution du bas de la figure. L'échantillonnage, choisi pour représenter correctement les données, n'est plus adapté aux trop hautes fréquences contenues dans l'image de l'étoile déconvoluée.

L'apparition des oscillations de Gibbs peut être comprise en d'autres termes. La figure 2.2 montre comment il est possible de construire la transformée de Fourier (TF dans la suite) de la déconvolution d'une image échantillonnée à partir de la TF de la déconvolution

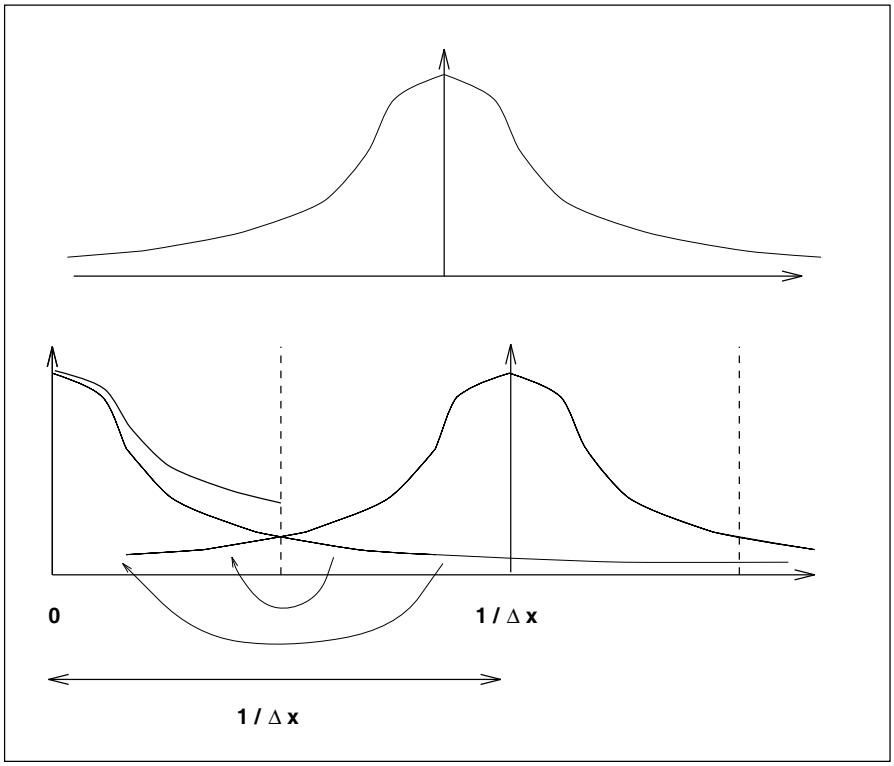

Figure 2.2: *En haut*: Transformée de Fourier d'une image déconvoluée continue. Cette transformée de Fourier n'est pas bornée. *En bas*: Construction de la version échantillonnée de la TF et repliement des hautes fréquences dans l'intervalle $[-\nu_c, \nu_c]$. La courbe en gras est la somme des fréquences naturellement présentes dans $[-\nu_c, \nu_c]$ et des fréquences plus hautes, rejettées dans cet intervalle par effet de repliement ou "aliasing".

continue de cette image.

On considère, en haut de la figure, la TF d'une image déconvoluée *continue*. Cette TF est continue sur $]-\infty, \infty[$. Sa version échantillonnée peut s'obtenir en la dupliquant périodiquement avec une période $2\nu_c = 1/\Delta x$, et en additionnant tous les spectres ainsi obtenus. Dès lors, on voit apparaître (schéma du bas dans la figure 2.2) le phénomène d'aliasing, ou de repliement des fréquences élevées de la TF de la déconvolution continue, dans l'intervalle $[-\nu_c, \nu_c]$. Pour finir, on isole une période du résultat ainsi obtenu et on l'échantillonne sur une grille de pixels. Isoler une période de la TF revient à la multiplier par une fonction rectangle, qui vaut 1 sur l'intervalle $[-\nu_c, \nu_c]$ et 0 ailleurs. Multiplier la TF d'une fonction par une fonction rectangle dans l'espace de Fourier est équivalent, dans l'espace direct, à convoluer la fonction par la TF inverse d'une fonction rectangle. En d'autre termes, la version échantillonnée de la déconvolution de départ s'obtient en convoluant sa version continue par la TF inverse d'une fonction rectangle, à savoir, un sinus cardinal avec toutes ses oscillations bien connues.

Les oscillations de Gibbs sont donc une conséquence naturelle et directe de l'échantillonnage des données. Elles viennent du repliement des hautes fréquences spatiales de

l'image dans l'intervalle de fréquences à support compact auquel l'utilisateur est contraint de se borner pour représenter les données.

Dans le cas très particulier d'une source pontuelle exactement centrée sur un point d'échantillonnage, les oscillations de Gibbs n'apparaissent pas, car le sinus cardinal passe exactement par zéro en chaque point d'échantilonnage.

2.2 Rôle de la contrainte de positivité

Un algorithme de déconvolution met en jeu des données et un modèle d'image déconvoluée. La solution au problème étant loin d'être unique, il est souhaitable de mettre à profit toute information *a priori*, concernant le signal recherché, afin de mieux contraindre le modèle calculé. Cette information peut, par exemple, concerner la forme particulière d'un objet, son flux, ou encore sa position.

Un connaissance *a priori* particulièrement importante est connue sous le nom de *contrainte de positivité*. Elle s'appuie sur le fait qu'une distribution de lumière ne saurait être négative. Par conséquent, une image déconvoluée (ou non) ne doit pas contenir de pixels négatifs.

La contrainte de positivité est très largement utilisée dans les algorithmes courants, car elle s'applique à tout type d'image. Bien souvent, elle et est inhérente à l'algorithme lui-même. Ainsi, l'entropie mentionnée au chapitre 1 (voir équation (1.11)) assure automatiquement la positivité de tous les f_i, de par l'utilisation du logarithme. Il en va de même pour l'algorithme RL (cf. équation (1.16)): si la première estimation $\mathcal{F}_0$ de l'image déconvoluée est positive en tout pixel et si les données et la PSF ne contiennent, elles aussi, aucun pixel négatif, alors toutes les estimations suivantes $\mathcal{F}_n$ du modèle déconvolué seront positives en tout pixel. En pratique, les données contiennent souvent des pixels négatifs, après soustraction du fond de ciel, de telle sorte que la contrainte de positivité est, en fait, difficile à appliquer rigoureusement dans le cas de l'algorithme RL.

La contrainte de positivité est une connaissance à priori importante sur l'image déconvoluée. Elle permet dans certains cas de minimiser les effets des oscillations de Gibbs mises en évidence dans la section précédente. En effet, quand les données sont essentiellement constituées d'un fond nul et d'une série d'objets (par exemple des étoiles), la contrainte de positivité interdit les oscillations *négatives* générées par l'algorithme employé. Le flux devant être localement conservé dans l'image, les oscillations *positives* seront automatiquement réduites, de façon à ce que le modèle déconvolué reste compatible avec les données sur une longueur d'échelle de l'ordre de celle de la réponse instrumentale, comme le montre la figure 2.3.

Si la contrainte de positivité est effective quand les données présentent un fond nul, elle est en revanche inefficace dès que le fond s'écarte significativement de zéro. La figure 2.4 donne deux exemples de déconvolutions du même objet: dans un cas, une source ponctuelle sur un fond mis à zéro, et dans le second cas, la même source ponctuelle superposée à un fond arbitrairement choisi égal à 1. Les données sont non bruitées et l'algorithme RL a été utilisé, mais des résultats très similaires auraient été obtenus avec une méthode de maximum d'entropie. La différence entre les deux résultats est évidente. Dans le cas d'une image à fond non nul, non seulement la contrainte de positivité ne supprime en rien les oscillations de Gibbs, mais le résultat final a une résolution moins bonne que celui obtenu

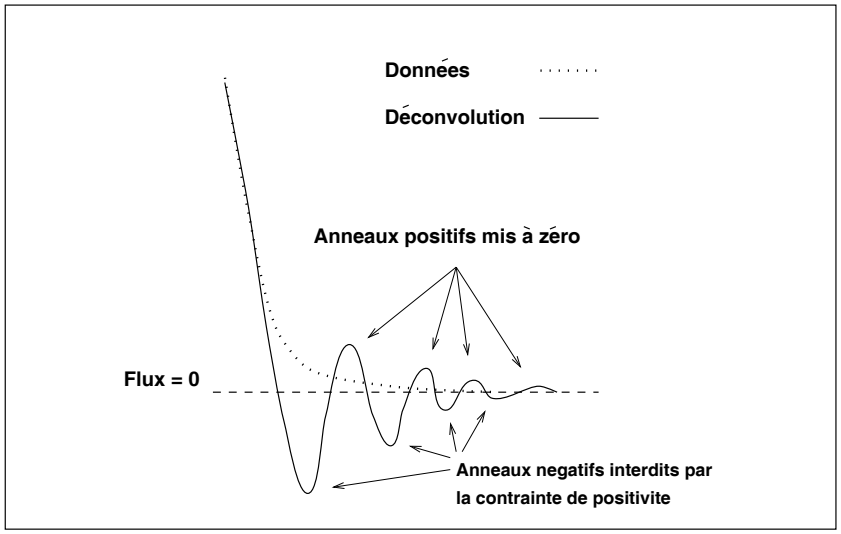

Figure 2.3: Effet de la contrainte de positivité sur une image à fond nul. Les anneaux négatifs sont interdits par la contrainte de positivité. Les anneaux positifs sont automatiquement mis à des valeurs proches de zéro pour assurer la compatibilité du modèle calculé avec les données sur une longueur d'échelle de l'ordre de la largeur de la réponse instrumentale.

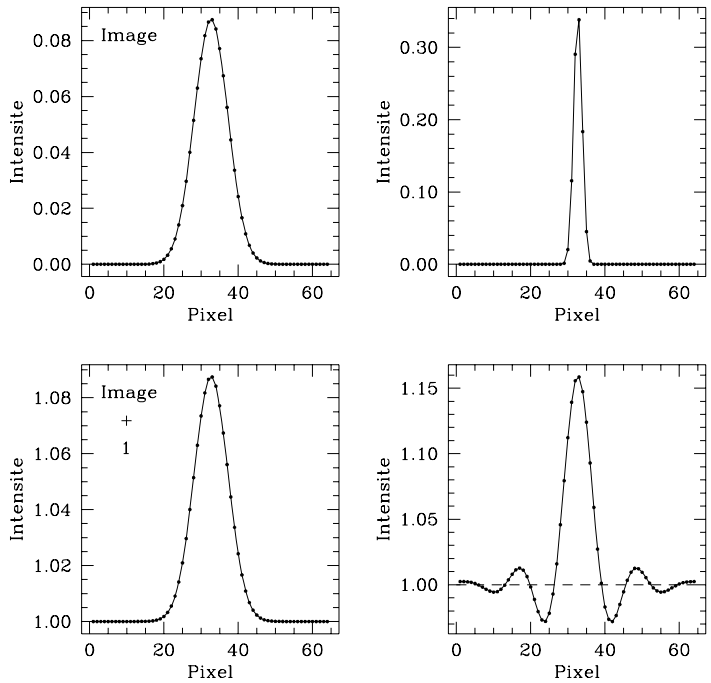

Figure 2.4: Effet de la contrainte de positivité sur deux types de données. *En haut*: l'image à une dimension d'une étoile superposée à un fond nul (à gauche) est déconvoluée par la méthode de RL (à droite). *En bas*: la même étoile est superposée à un fond égal à 1. La contrainte de positivité est maintenant inefficace et la déconvolution présentée dans l'image de droite montre d'évidentes oscillations de Gibbs.

dans le cas d'une image à fond nul.

2.3 Lissage et déconvolution

Nous avons vu au chapitre 1 que la déconvolution d'image était un problème inverse mal posé. Plusieurs images déconvoluées pouvant être une solution plausible pour un même ensemble de données, un critère de sélection de la "meilleure" solution doit être adopté.

Dans la grande majorité des algorithmes, c'est l'entropie de l'image qui sera utilisée comme critère. Dans les méthodes de maximum d'entropie, elle sert à lisser l'image de façon à attenuer les oscillations de Gibbs et l'amplification de pics de bruits. Rappelons que, pour une image prenant la valeur f_i au pixel i, l'entropie peut s'écrire:

$$\mathcal{H} = -\sum_{i=1}^{N} p_i \ln(p_i), \qquad avec \quad p_i = f_i / \sum f_i \tag{2.1}$$

L'aspect probabiliste de l'entropie ressort ici. En effet, les p_i, ainsi normalisés, représentent la probabilité qu'un photon soit détecté dans le pixel i sachant que celui-ci contient déjà Mp_i photons, où M est le nombre total de photons dans l'image. Il semble logique de mettre à profit cet aspect probabiliste pour choisir, parmi une famille d'image déconvoluées, celle qui a la plus grande probabilité de représenter la réalité. Il suffit pour cela d'annuler la dérivée $\mathrm{d}\mathcal{H}$ de $\mathcal{H}$ par rapport aux p_i:

$$d\mathcal{H} = -\sum_{i=1}^{N} [\ln(p_i) + 1]\, dp_i \tag{2.2}$$

Puisque l'image déconvoluée est normalisée à un flux total de 1, tous les p_i sont plus petits que 1. Etant donné que la fonction logarithme est continue et strictement croissante sur [0,1], la seule façon d'annuler $\mathrm{d}\mathcal{H}$ est que tous les $\ln(p_i)$ soient tous égaux. En d'autres termes, l'image la plus probable est une image plate, et par conséquent sans structures, sans objets ou étoiles, dans le cas d'une image astronomique. Le lissage par l'entropie est donc *global* et imposé de la même façon à *toute* l'image. Il serait donc plus correct de parler d'*aplatissement* de l'image plutôt que de *lissage* suggérant un aspect plus local.

Nous arrivons donc ici à une deuxième limitation des algorithmes de déconvolution, qui se comportent finalement de façon paradoxale. Tandis qu'ils essaient de faire ressortir des signaux de haute fréquence dans des images de grande dynamique, ils tentent par ailleurs d'aplatir le modèle calculé selon les critères fixés par l'entropie. L'aplatissement ne se faisant pas de façon locale mais globale, l'algorithme aura tendance à trop aplatir certaines régions de l'image, au détriment d'autres régions qui, elles, mériteraient un lissage plus important. Ainsi, pour déconvoluer une image astronomique le plus souvent composée de sources ponctuelles brillantes et d'un fond diffus de faible brillance de surface, l'utilisateur ne pourra que se contenter d'un compromis plus ou moins satisfaisants entre haute résolution et limitation des oscillations. Un fort aplatissement de *toute* l'image minimisera en effet l'apparition des artefacts au détriment du gain en résolution, alors qu'un aplatissement plus faible donnera des images de plus haute résolution, mais plus

fortement perturbées par le bruit amplifié et les oscillations de Gibbs, en particulier dans les cas où la contrainte de positivité est inefficace.

Horne (1985) donne une version plus locale de l'entropie. Le problème traité dans l'article original de Horne concerne la reconstruction d'orbites d'étoiles doubles à partir de courbes de lumière, mais est en fait très similaire au problème de déconvolution d'image. Ainsi, une adaptation possible de la forme d'entropie donnée par Horne peut s'exprimer selon la formule:

$$\mathcal{H} = -\sum_{i=1}^{N} p_i \cdot \ln\left[\frac{p_i}{\sum_j^N t_{ij} p_i}\right] \tag{2.3}$$

où p_i et t_i sont toujours les intensités du pixel i dans l'image déconvoluée et dans la réponse instrumentale respectivement. Dans l'équation (2.3), le terme dans le logarithme est en fait une image contenant les hautes fréquences de l'image déconvoluée, ou du moins les fréquences plus élevées que celle de la réponse instrumentale. Ainsi, l'entropie ne s'applique plus à l'image déconvoluée elle-même, mais à une version de cette image où les hautes fréquences sont mises en valeur. Minimiser cette nouvelle entropie favorise donc l'aplatissement des détails de haute fréquence dans l'image, plus particulièrement susceptibles d'être dus au bruit ou aux artefacts de déconvolution.

2.4 Un premier pas vers la solution ?

L'algorithme PLUCY

Puisque les hautes fréquences spatiales présentes dans les sources ponctuelles sont à l'origine des oscillations de Gibbs, Lucy (1993) propose de décomposer l'image déconvoluée en une somme de sources ponctuelles et d'un fond diffus. Les hautes fréquences sont donc traitées séparément des basses fréquences qui ne subissent alors que dans une moindre mesure l'influence des oscillations de Gibbs. Dans les mêmes notations qu'au chapitre 1, on ne cherche donc plus la fonction $\mathcal{F}(\vec{x})$ qui représente au mieux les données, une fois reconvoluée par $\mathcal{T}(\vec{x})$, mais la fonction:

$$\Phi(\vec{x}) = \mathcal{F}(\vec{x}) + \mathcal{F}'(\vec{x}) \tag{2.4}$$

$\mathcal{F}(\vec{x})$ est une image contenant uniquement les sources ponctuelles. Chacune d'elles est représentée sous forme d'un unique pixel (pic de Dirac) contenant la totalité de son flux. $\mathcal{F}'(\vec{x})$ est un fond numérique auquel est appliqué un lissage similaire à celui de l'équation (2.3). Cette décomposition d'image en deux parties a valu à l'algorithme l'appellation de *méthode à deux canaux*. En pratique, l'algorithme produit les images $\mathcal{F}(\vec{x})$ et $\mathcal{F}'(\vec{x})$ et donne la photométrie des sources ponctuelles introduites dans l'image déconvoluée. La qualité de la déconvolution est généralement supérieure à celle obtenue avec l'algorithme RL classique. Hook & Lucy (1993, 1994) comparent l'algorithme PLUCY au RL traditionnel en donnant des exemples d'applications des deux méthodes à des images synthétiques et réelles. Si les résultats obtenus avec la méthode PLUCY semblent impressionnants, Hook & Lucy (1993, 1994) ne donnent pas d'évaluation quantitative de la qualité des

images ainsi obtenues. Sont-elles compatibles avec les données ou non ? Quand des tests photométriques sont faits sur des images synthétiques, le processus suivi n'est pas décrit en détail.

Afin de se faire une idée plus précise de la qualité des déconvolutions par l'algorithme PLUCY, une image test a été construite et déconvoluée en utilisant l'algorithme implémenté dans MIDAS (ou, "Munich Image and Data Analysis Software"), le programme de traitement d'image de l'ESO (ou "European Southern Observatory"). Cette image a déjà été utilisée au chapitre 1 pour montrer un exemple de déconvolution par la méthode RL. Elle sera à nouveau utilisée au chapitre 3 pour tester le nouvel algorithme proposé dans cette thèse. Tous les tests considérés ici supposent une réponse instrumentale parfaitement connue, de façon à ne tester que l'algorithme de déconvolution, indépendamment de toute erreur introduite par les algorithmes de construction de PSF (ou "Point Spread Function" ou "Fonction d'Etalement du Point" (réponse instrumentale)). Nous ne nous attarderons donc pas ici sur la manière dont est obtenue en pratique la PSF en question. Ceci fait l'objet du chapitre 5.

Pour bien comprendre comment a été effectué le test et les défauts qu'il met en évidence, il convient de décrire brièvement le fonctionnement de l'algorithme PLUCY. Avant toute déconvolution par la méthode PLUCY, l'utilisateur doit estimer, voire même fixer nombre de paramètres, à savoir:

1. le nombre de sources ponctuelles à introduire dans l'image déconvoluée [fixé],
2. les positions des sources ponctuelles [fixées],
3. le flux dans chaque source ponctuelle [estimation de départ]
4. la longueur d'échelle sur laquelle le lissage du "fond diffus" de l'image doit être appliqué [fixé et arbitraire],
5. l'intensité du lissage à appliquer (équivalent au paramètre de Lagrange λ de l'équation (1.12)) [fixée et arbitraire]
6. le nombre d'itérations que l'algorithme doit effectuer [fixé].

Si certains de ces paramètres peuvent effectivement être connus de façon relativement satisfaisante, certains autres sont très difficiles, voire même impossibles à estimer. Ainsi, si le nombre de sources ponctuelles présentes dans une image peut être facilement estimé de façon grossière, déterminer leurs flux et positions est souvent difficile. L'algorithme PLUCY modifie les intensités des sources ponctuelles au cours du processus de déconvolution, mais suppose *connues* leurs positions. L'utilisateur ne doit donc pas se contenter d'estimer des coordonnées initiales sur lesquelles le programme itérerait, mais doit les *connaître exactement*. Or, la précison nécessaire à une déconvolution, même de piètre qualité (c'est-à-dire une déconvolution où n'apparaissent que peu d'artefacts visibles "à l'œil") est de l'ordre du dixième, voire même du centième de pixel si les données ont un haut rapport signal-sur-bruit. Or, la précision avec laquelle une source ponctuelle déconvoluée en pic de Dirac peut être représentée dans une image échantillonnée est exactement égale à un demi pixel, soit de 5 à 50 fois trop mauvaise. Lucy (1993) propose donc d'utiliser pour l'image déconvoluée, un pas d'échantillonnage plus fin que celui des

données originales. Si cet artifice permet, en principe, de centrer plus précisément les sources ponctuelles, il est en pratique très difficilement utilisable. Si, par exemple, le pas d'échantillonnage choisi pour l'image déconvoluée est seulement 10 fois plus petit que dans les données, le nombre de pixels à traiter se voit, lui, multiplié par 100. Pour atteindre effectivement la précison autorisée par le choix d'une taille de pixel plus fine, il faudrait donc effectuer plusieurs dizaines d'essais de déconvolution avec différents choix de positions de sources ponctuelles. Compte tenu du temps de calcul supplémentaire venant de la taille accrue de l'image (multipliée par 100), toute déconvolution d'image réaliste ne peut être effectuée qu'en des temps inacceptablement longs.

Le flux de chaque source ponctuelle doit aussi être estimé. L'algorithme modifie en cours de déconvolution le flux nécessaire à une représentation optimale des données. Il convient cependant de noter que ce flux calculé ne peut qu'être imprécis, dès que les positions *fixes* des sources ponctuelles sont entachées d'erreurs, c'est-à-dire quasiment toujours.

Enfin, le lissage appliqué au canal "fond diffus" de l'image doit être précisé. Une taille caractéristique des détails à lisser doit être fixée, ainsi que l'intensité du lissage. Le terme de lissage utilisé dans la méthode PLUCY est du type:

$$\mathcal{H} = -\lambda \sum_{i=1}^{N} p_i \cdot \ln \left[\frac{p_i}{\sum_j^N w_{ij} p_i} \right], \tag{2.5}$$

très similaire à celui défini à l'équation (2.3) (Horne, 1985), mais où la réponse instrumentale t_i est remplacée par une fonction analytique w_i du type Gaussienne de largeur arbitraire. De la largeur choisie va dépendre la longueur d'échelle typique du lissage. L'intensité du lissage est fixée par l'utilisateur, via le paramètre de Lagrange λ. Notons que rien ne permet à l'utilisateur de choisir objectivement ces deux paramètres, ni un χ^2, ni une longueur d'échelle caractérisant l'image à traiter. Il faut donc décider arbitrairement du type de structures à lisser dans l'image, ainsi que de l'intensité du lissage à appliquer. Enfin, le nombre d'itérations que l'algorithme doit effectuer avant d'arriver à une solution supposée acceptable est, lui aussi, fixé de façon arbitraire.

La figure 2.5 donne un exemple d'une telle déconvolution. La taille de pixel dans l'image déconvoluée montrée en haut à droite dans la figure est 16 fois plus petite que dans les données (valeur souvent utilisée par les astronomes utilisant cette technique). De nombreux essais de déconvolution ont été effectués, avec différentes positions pour les sources ponctuelles, et différents types de lissages ou encore différents nombres d'itérations. Le meilleur résultat obtenu est montré en haut à droite de la figure. L'image déconvoluée laisse apparaître les sources ponctuelles sous forme d'un unique pixel contenant tout leur flux, superposé au fond continu déconvolué. Il est clair que cette déconvolution est une nette amélioration de celle obtenue avec l'algorithme RL (cf. figure 1.3). Le fond diffus de cette image est d'ailleurs fort semblable au fond ayant servi à construire l'image artificielle, montré en bas à gauche dans la figure 2.5. Cependant, une analyse plus détaillée de l'image déconvoluée révèle un accord médiocre entre la solution exacte et celle obtenue après déconvolution. La différence entre l'image artificielle et la déconvolution (remise à la résolution de l'image originale) a donc été contruite et est montrée en bas à droite de la figure 2.5. L'image est donnée en unités du bruit (déviation standard) dans chaque pixel et montre des structures sur toute sa surface. Ainsi, le désaccord entre les données

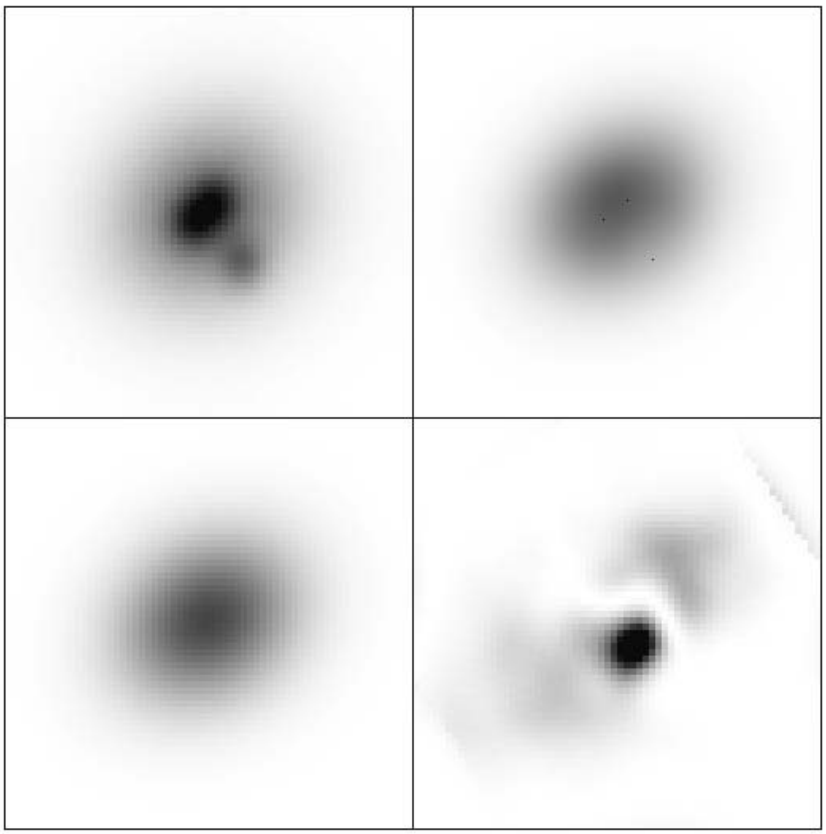

Figure 2.5: Exemple de déconvolution faite avec l'algorithme Lucy à deux canaux. Les deux images du haut montrent une image artificielle (celle de la figure 1.3) et sa déconvolution (à droite). Tout le flux des sources ponctuelles se trouve concentré en un seul pixel dans l'image déconvoluée et le résultat semble meilleur que dans la figure 1.3. En bas à gauche, la partie "fond diffus" telle qu'elle à été introduite dans l'image originale. Bien que la déconvolution apparaisse fort semblable au résultat attendu, les fort résidus (en bas à droite) de l'ordre de 14σ montrent que le résultat est encore bien loin d'être satisfaisant.

et le modèle déconvolué est aussi prononcé que 14σ au centre de l'image, excluant toute analyse fine des données, pourtant déconvoluée à cet effet.

Les défauts fondamentaux subsistent !

La solution proposée par Lucy (1993), bien qu'identifiant une partie des causes fondamentales à l'origine des artefacts de déconvolution, ne les suprime pas complètement. En effet, hormis les diverses limitations techniques affectant l'algorithme PLUCY, ce dernier ne tient pas compte du fait que les images à traiter sont échantillonnées. Effectuer la déconvolution sur une grille de pixels plus fins que ceux utilisés pour représenter les données ne résoud en rien le problème d'échantillonnage. Un pic de Dirac reste une fonction "inéchantillonnable", quelle que soit la taille de pixel choisie.

Par ailleurs, le terme de lissage employé dans les méthodes de maximum d'entropie ou

dans la méthode PLUCY (et visant lui aussi à atténuer les oscillations) est, soit appliqué de façon globale à toute l'image, soit appliqué de façon plus locale, de par sa modification présentée dans l'équation (2.5). Si la version "locale" du lissage semble plus appropriée aux images de grande dynamique que sont les données astronomiques, rien ne permet de décider à quelle longueur d'échelle doit se faire ce lissage. Le seul critère objectif qui pourrait être utilisé serait de choisir un lissage supprimant ou atténuant toute structure de fréquence plus élevée que celle que l'utilisateur chercher à tenter à mettre en évidence. Comme déconvoluer par la réponse instrumentale revient en mettre en évidence des fréquences infiniment élevées, il apparait qu'en fait *aucun* lissage ne devrait être autorisé.

Par conséquent, les deux principales manières de diminuer les "artefacts de déconvolution", à savoir contrainte de positivité et lissage, ne sont tout simplement pas utilisées dans le bon contexte. Les dits "artefacts" sont naturellement présents dans l'image déconvoluée, il ne faut donc pas chercher à les éliminer *a posteriori*. Nous verrons cependant au chapitre 3 qu'il est possible de déconvoluer des images échantillonnées sans faire apparaître de structures oscillatoires, non pas en les supprimant *a posteriori*, mais tout simplement en évitant de les générer

Chapitre 3

La solution: respecter le théorème de l'échantillonnage.

Les chapitres précédents décrivent le double défaut des algorithmes de déconvolution les plus répandus: (1) générer des oscillations de Gibbs et (2) tenter de les éliminer *a posteriori*. Nous avons pu identifier une origine des oscillations de Gibbs. Le présent chapitre décrit un nouvel algorithme de déconvolution. Cette nouvelle technique donne des résultats très sensiblement supérieurs à ceux obtenus avec tous les algorithmes précédemment décrits, y compris l'algorithme PLUCY à deux canaux. Elle tire parti de l'identification faite au chapitre 2 des défauts des méthodes existantes. Ainsi, ce nouvel algorithme ne génère pas d'artefacts de déconvolution et produit des images déconvoluées dont les qualités photométriques et astrométriques sont excellentes.

3.1 Une résolution accrue plutôt qu'infinie

Le principal défaut des algorithmes décrits aux chapitres 1 et 2 vient du fait qu'ils visent à donner une résolution infinie à des images échantillonnées et violent du même coup le théorème de l'échantillonnage. La solution au problème est donc d'adapter la résolution finale de l'image déconvoluée au pas d'échantillonnage choisi pour la représenter. Ce pas d'échantillonnage ne pouvant pas être infiniment fin, la résolution de l'image déconvoluée ne peut être infinie. Elle peut en revanche être fortement améliorée.

Si déconvoluer une image astronomique par la réponse instrumentale du télescope avec lequel elle a été prise produit des images non-échantillonnables, de résolution infinie, une déconvolution par un profil plus étroit abouti à des résolutions moins élevées, mais aussi en meilleur accord avec le théorème de l'échantillonnage. La largeur du profil utilisé pour déconvoluer les données doit alors être calculée de façon à assurer que l'image déconvoluée soit correctement échantillonnée.

Nous allons voir apparaître ici une relation entre trois échelles de longueur caractéristiques. La première d'entre elles est la largeur de la réponse instrumentale, ou PSF du télescope. Elle est essentiellement déterminée par la figure de diffraction de l'instrument et la turbulence atmosphérique lors des observations. Nous noterons $\mathcal{T}(\vec{x})$ cette PSF. Elle n'est ni plus ni moins que l'image d'une étoile (ou toute autre source ponctuelle) au foyer du télescope. Généralement, la dimension angulaire des pixels des détecteurs CCD est

choisie de façon à ce que les données soient correctement échantillonnées. En pratique, cela signifie que l'image d'une étoile au foyer du télescope doit comporter au moins deux pixels - le plus souvent trois ou quatre - à mi-hauteur. Le théorème de l'échantillonnage doit également être vérifé dans l'image déconvoluée. Le profil d'une source ponctuelle dans l'image déconvoluée doit donc, lui aussi être échantillonné avec au moins deux pixels à mi-hauteur. Nous noterons $\mathcal{R}(\vec{x})$ ce profil.

Nous avons vu que $\mathcal{T}(\vec{x})$ est fixé par les observations elles mêmes. $\mathcal{R}(\vec{x})$ peut être choisi de façon arbitraire mais doit avoir une largeur à mi-hauteur au moins égale à deux pixels. Il suffit donc de trouver le profil $\mathcal{S}(\vec{x})$ à utiliser pour passer de la résolution des observations $\mathcal{T}(\vec{x})$ à la résolution souhaitée, définie par $\mathcal{R}(\vec{x})$. La relation reliant les trois fonctions ainsi définies peut donc s'écrire:

$$\mathcal{T}(\vec{x}) = \mathcal{S}(\vec{x}) * \mathcal{R}(\vec{x}) \tag{3.1}$$

Le choix ou calcul des termes de cette équation ne dépend que des données de départ et de la résolution finale souhaitée. La seule contrainte pour l'utilisateur est que chacun des termes de l'équation (3.1) soit correctement échantillonné, c'est à dire représenté par au moins 2 pixels à mi-hauteur. Dans la suite de l'exposé, nous noterons parfois "Full Width Half Maximum" (FWHM) la largeur à mi-hauteur d'une source ponctuelle:

- $\mathcal{T}(\vec{x})$ est la forme de la réponse instrumentale ou PSF dans les données;
- une fois choisi le pas d'échantillonnage de l'image déconvoluée, (pas nécessairement égal à celui des données) $\mathcal{R}(\vec{x})$ est choisi (forme et largeur) de façon à ce que l'image déconvoluée ait une résolution améliorée mais pas infinie, en accord avec le théorème de l'échantillonnage.
- $\mathcal{S}(\vec{x})$ peut s'obtenir par résolution de l'équation (3.1). Le chapitre 4 est consacré à son calcul. En particulier, une méthode originale pour calculer ce profil sera présentée, dans les cas où le pas d'échantillonnage choisi pour l'image déconvoluée est plus fin que celui des données.

Il est maintenant clair que le profil à utiliser pour déconvoluer toute image échantillonnée est $\mathcal{S}(\vec{x})$ et non plus la PSF instrumentale $\mathcal{T}(\vec{x})$ jusqu'à présent employée dans les algorithmes classiques. La taille de pixel dans l'image déconvoluée pouvant être choisie aussi petite que l'utilisateur le désire, le profil $\mathcal{S}(\vec{x})$ peut avoir en principe une largeur proche de celle de $\mathcal{T}(\vec{x})$. Ainsi, même si la résolution de l'image déconvoluée ne peut être infinie, elle peut être très fortement améliorée tout en restant dans les limites imposées par le théorème de l'échantillonnage.

3.2 Connaissances *a priori* concernant l'image déconvoluée

Décomposition de l'image

Toute *connaissance a priori* concernant l'image déconvoluée peut être utilisée en vue d'améliorer la qualité du résultat final. Le fait de choisir une résolution donnée pour l'image déconvoluée implique une première connaissance *a priori*: la forme des sources

ponctuelles dans l'image est *connue*. Ainsi le profil $\mathcal{R}(\vec{x})$ peut être *choisi* par l'utilisateur. Dans l'algorithme que nous allons proposer ici, nous l'avons pris Gaussien et à symétrie circulaire.

La conséquence immédiate de cette connaissance *a priori* est la décomposition de toute image astronomique en somme de sources ponctuelles, dont le profil est *connu* après déconvolution, et d'un fond diffus. L'image déconvoluée recherchée $\mathcal{F}(\vec{x})$ peut donc s'écrire sous la forme:

$$\mathcal{F}(\vec{x}) = \mathcal{H}(\vec{x}) + \sum_{k=1}^{M} a_k \mathcal{R}(\vec{x} - \vec{c_k}), \tag{3.2}$$

où $\mathcal{H}(\vec{x})$ est le fond diffus de l'image déconvoluée et où les couples $(a_k, \vec{c_k})$ désignent les intensités et centres des M sources ponctuelles $\mathcal{R}(\vec{x})$ identifiées dans l'image. Les plus hautes fréquences que contient l'image sont donc modélisées analytiquement.

Lissage à appliquer

Autre conséquence directe du fait que la résolution dans l'image déconvoluée est exactement connue: aucune structure dans l'image déconvoluée ne peut montrer de variations spatiales plus rapides que $\mathcal{R}(\vec{x})$, $\mathcal{H}(\vec{x})$ étant la convolution d'une fonction inconnue par $\mathcal{R}(\vec{x})$. Le terme de lissage de l'image déconvoluée, si problématique dans les autres méthodes de déconvolution est, dans notre cas, très simple à établir. Tout détail structurel de fréquence plus élevée que celle fixée par la résolution choisie doit être éliminé, car non physique. Pour cela, nous minimisons l'expression:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N} \left[\mathcal{H}(\vec{x}) - \mathcal{H}(\vec{x}) * \mathcal{R}(\vec{x})\right]_i^2, \tag{3.3}$$

où le terme dans la somme (somme sur les pixels) est une image contenant les structures de fréquence plus élevée que celle de $\mathcal{R}(\vec{x})$. Sous cette forme, le *lissage* appliqué à l'image est complètement *local*. Seules les structures de trop haute fréquence, les plus susceptibles d'être dues au bruit amplifié par le processus de déconvolution, sont lissées. Par ailleurs, l'échelle de longueur sur laquelle s'applique le lissage (fixée pas $\mathcal{R}(\vec{x})$) n'est plus arbitraire comme dans le cas de l'entropie introduite par Horne (1985) ou dans celui du terme de lissage de l'algorithme PLUCY, mais est une conséquence directe des principes fondamentaux que l'algorithme s'efforce de respecter.

Contrainte de positivité

La contrainte de positivité est une connaissance *a priori* utilisée dans tous les algorithmes de déconvolution classiques. Nous l'avons également implémentée. Cependant, la pratique montre qu'en dehors de certains cas pathologiques d'images contenant de très rapides variations spatiales, son utilisation est généralement superflue. En effet, l'algorithme ne génère, de par sa conception, que très rarement des oscillations de Gibbs. Le fait de ne pas avoir été obligé d'appliquer cette connaissance *a priori* pour supprimer d'éventuels artefacts montre déjà la nette supériorité de notre algorithme sur ceux dont l'efficacité n'est assurée, dans certains cas, que par l'application de la contrainte de positivité.

3.3 Algorithme de base

La solution

Nous avons maintenant tous les éléments pour construire un nouvel algorithme de déconvolution. Nous voulons utiliser la fonction $\mathcal{S}(\vec{x})$ et déconvoluer les données dont la résolution est celle de $\mathcal{T}(\vec{x})$ pour produire une image ayant la résolution de $\mathcal{R}(\vec{x})$. En d'autres termes on cherche à minimiser la fonction:

$$\begin{aligned} \mathcal{C} &= \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda}{\sigma_i^2} \left[\mathcal{S}(\vec{x}) * \left(\mathcal{H}(\vec{x}) + \sum_{k=1}^{M} a_k \, \mathcal{R}(\vec{x} - \vec{c}_k) \right) - \mathcal{D}(\vec{x}) \right]_i^2 \\ &+ \sum_{i=1}^{N} \left[\mathcal{H}(\vec{x}) - \mathcal{R}(\vec{x}) * \mathcal{H}(\vec{x}) \right]_i^2 , \end{aligned} \tag{3.4}$$

qui se développe plus explicitement sous la forme:

$$\begin{aligned} \mathcal{C} &= \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^{N} s_{ij} \left(h_j + \sum_{k=1}^{M} a_k \, r(\vec{x}_j - \vec{c}_k) \right) - d_i \right]^2 \\ &+ \sum_{i=1}^{N} \left[h_i - \sum_{j=1}^{N} r_{ij} \, h_j \right]^2 \end{aligned} \tag{3.5}$$

où d_i représente le i^{eme} pixel de l'image observée $\mathcal{D}(\vec{x})$ et où σ_i est l'erreur affectant ce pixel. L'algorithme se compose donc d'un terme d'ajustement ou χ^2 et d'un terme de lissage dont l'influence sur le résultat final est modulée par le paramètre de Lagrange λ.

La figure 3.1 donne un exemple de déconvolution utilisant cet algorithme et compare notre nouvelle technique aux trois techniques populaires que sont le Filtre de Wiener, l'algorithme Richardson-Lucy et la méthode du maximum d'entropie. Le résultat est bien meilleur en utilisant notre algorithme. Aucun phénomène d'oscillation de Gibbs ne vient perturber l'image finale et les sources ponctuelles après déconvolution sont de forme constante à travers le champ. Dans la suite, nous parlerons de notre algorithme sous le nom de "méthode MCS" (Magain, Courbin & Sohy, 1998), nom qui lui est communément attribué dans la littérature.

L'algorithme en pratique

En pratique, déconvoluer une image revient à minimiser la fonction $\mathcal{C}$. Vu le grand nombre de variables dont dépend $\mathcal{C}$, un algorithme de minimisation dérivé de celui des gradients conjugués à été implémenté (Press et al., 1989). La méthode des gradients conjugués utilise l'information sur les dérivées de la fonction qu'il minimise, par rapport à chacune des variables dont elle dépend. Dans le cas de $\mathcal{C}$, ces variables sont:

1. les intensités des sources ponctuelles: a_k
2. les centres des sources ponctuelles: c_k

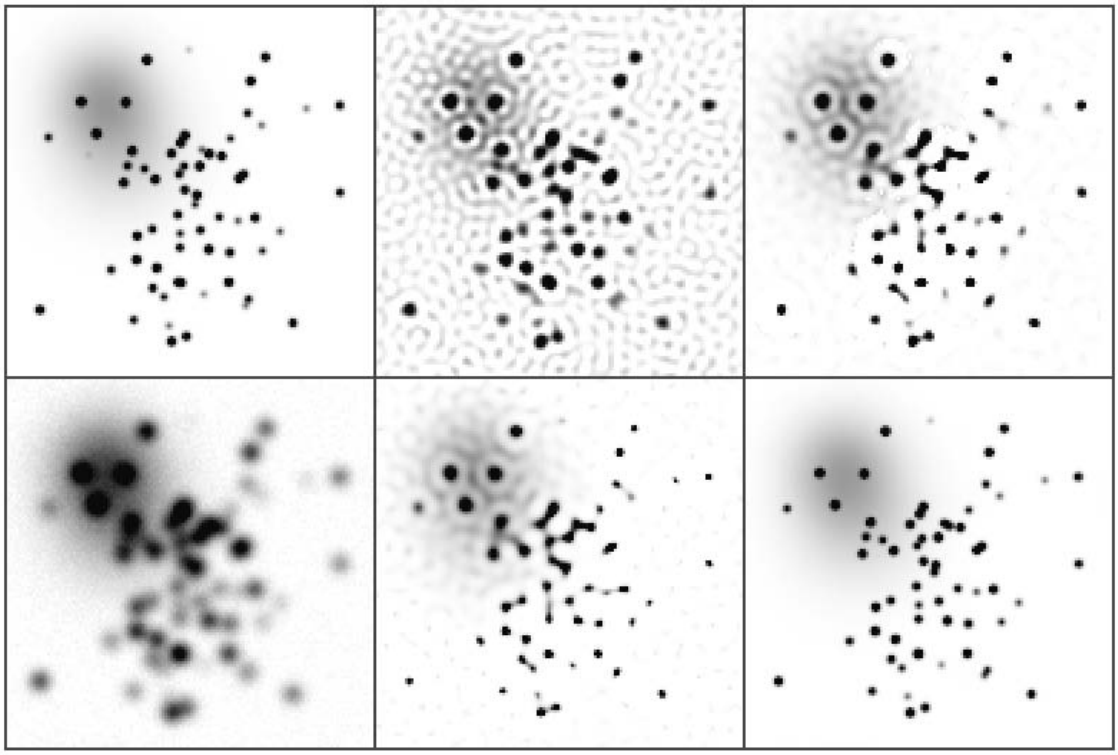

Figure 3.1: Résultats de déconvolutions obtenues par 3 algorithmes populaires et comparé à celui obtenu par notre nouvel algorithme. L'image en haut à gauche a servi à construire l'image simulée en bas à gauche. Cette observation simulée est déconvoluée par la méthode du filtre de Wiener (en haut, au milieu), par la méthode RL (au milieu en bas), par la méthode du maximum d'entropie (en haut à droite), et par notre méthode, en bas à droite. La figure parle d'elle même: seule la déconvolution effectuée grâce à notre algorithme restitue correctement l'image montrée en haut à gauche, à quelques petites erreurs près sur la photométrie de sources ponctuelles très serrées (cf. "Photométrie et astrométrie").

3. les h_i composant le fond diffus de l'image (un par pixel)

Si N est le nombre de pixels sur chaque axe de l'image (dans la pratique les images sont bien entendu à deux dimensions) et M est le nombre de sources ponctuelles dans l'image, $\mathcal{C}$ est une fonction de $3M + N^2$ variables.

Le processus de minimisation étant itératif, il est nécessaire de procurer au programme de déconvolution une série de valeurs initiales des paramètres. En particulier, il faut estimer pour chaque source ponctuelle impliquée dans la déconvolution, une position et une intensité *initiales* que le programme ajustera en cours de déconvolution. Le fond diffus $\mathcal{H}(\vec{x})$ est généralement mis à zéro au début du processus de minimisation. On lui applique un lissage dont l'intensité est modulée par le paramètre λ.

Seuls deux paramètres sont choisis par l'utilisateur: l'intensité du lissage (λ), et le nombre de sources ponctuelles dans l'image. Au premier abord, ces choix peuvent paraître n'être guidés que par l'intuition de l'utilisateur. Cependant, la fonction $\mathcal{C}$ comporte un

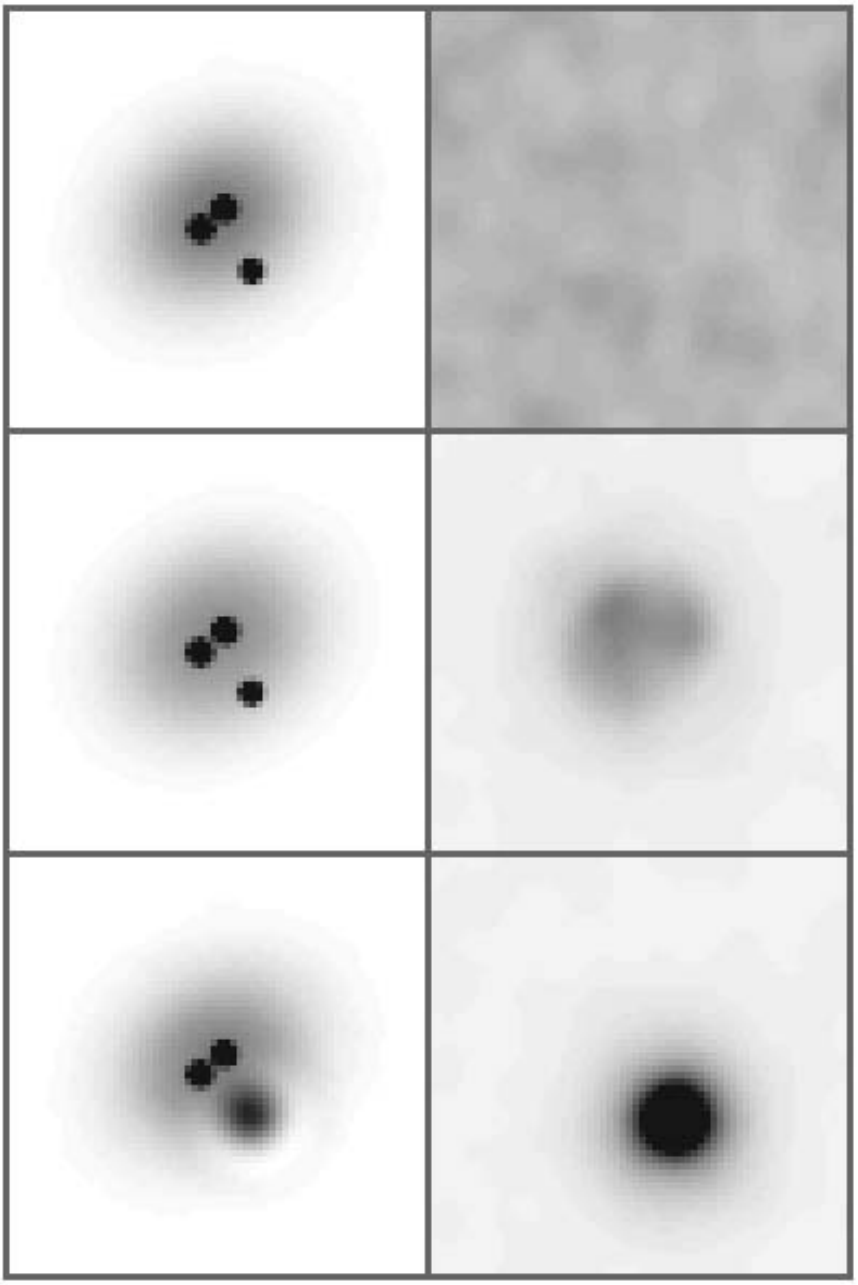

Figure 3.2: Déconvolutions utilisant l'image artificielle de la figure 2.5 et montrant comment les cartes de résidus sont utilisées comme critère de qualité. Les images de gauche montrent le résultat de trois déconvolutions effectuées dans des conditions différentes. A droite, les cartes de résidus en unité du bruit, pour chacune des déconvolutions. *En haut*: le bon nombre de sources ponctuelles est introduit dans la déconvolution et la carte de résidus est en moyenne égale à 1 en tout pixel. *Au milieu*: un lissage trop fort est appliqué. Bien que l'image déconvoluée ressemble fort au résultat obtenu au dessus, la carte de résidus indique un mauvais ajustement des données. Au centre de l'image, les résidus sont de l'ordre de 3σ par pixel. *En bas*: l'une des sources ponctuelles présente dans les données n'a pas été introduite dans la déconvolution. La conséquence sur la carte de résidus est catastrophique et les résidus sont aussi élevés que 6σ par pixel à l'endroit où aurait du se trouver la source ponctuelle.

terme d'ajustement qui peut être utilisé comme critère pour choisir objectivement ces paramètres. En effet, un ajustment par moindres carrés n'est correct que lorsque la valeur du χ^2 est égale à 1 par degré de liberté. Par conséquent, une déconvolution ne peut être considérée comme réussie QUE lorsque l'image des résidus (nous l'appelerons par la suite "carte de résidus") que représente le terme d'ajustement de l'équation (3.5) prend une valeur proche de 1 en tout pixel, c'est à dire une fois la déviation standard dans le pixel. Une déconvolution aboutissant à une carte de résidus supérieure à 1 n'est pas correcte, toute l'information contenue dans l'image originale n'étant pas utilisée. En revanche, une carte de résidus montrant des valeurs inférieures à 1 est typique d'une déconvolution "bruitée", les données sont "trop bien" modélisées par l'image déconvoluée.

La figure 3.2 donne trois exemples de déconvolutions d'image utilisant l'algorithme MCS. La même image artificielle qu'à la figure 2.5 a été utilisée. Cette figure donne un aperçu de la façon dont peuvent être utilisées les cartes de résidus pour juger de la qualité d'une déconvolution, pour choisir le nombre de sources ponctuelles à introduire dans l'image déconvoluée ou encore pour choisir l'intensité du lissage à lui appliquer. Sans les cartes de résidus, l'utilisateur n'a aucun repère objectif lui permettant d'effectuer des mesures quantitatives sur les données déconvoluées. Ainsi, les deux premières déconvolutions faites dans la figure 3.2 ne diffèrent que par l'intensité donnée au lissage. Si les deux déconvolutions sont qualitativement très semblables, une rapide inspection des deux cartes de résidus ainsi obtenues montre la très nette différence de qualité entre les deux résultats. Dans le premier cas, la carte de résidus est bonne (proche de la valeur 1 presque partout), alors que dans le deuxième cas, un lissage trop important, produisant pourtant une image "agréable à regarder" conduit à de mauvais résidus. La troisième déconvolution présentée a été effectuée en omettant volontairement d'introduire l'une des sources ponctuelles présente dans les données. L'effet sur la carte de résidus est frappant. On note par ailleurs l'apparition d'oscillations de Gibbs dans l'image déconvoluée puisque les hautes fréquences contenues dans la source ponctuelle "oubliée" ne sont plus modélisées correctement.

Mener à bien une déconvolution consiste donc à minimiser la fonction $\mathcal{C}$ de façon à obtenir une image déconvoluée compatible avec les données au sens des moindre carrés (ceci étant vérifié grâce à la carte des résidus), tout en lissant les amplifications du bruit sur une échelle de longueur fixée par la résolution finale choisie par l'utilisateur.

3.4 Photométrie et astrométrie

La qualité des résultats photométriques et astrométriques obtenus grâce au nouvel algorithme a été testée sur des images synthétiques de champs très riches en étoiles. Afin de reproduire au mieux la réalité, un fond diffus a été introduit dans ces images et représente par exemple une nébuleuse dans un amas d'étoiles. L'une de ces images est montrée sur la figure 3.3. Sa dynamique est d'environ 400, assez représentative de celle des détecteurs CCD actuels. Environ 200 étoiles sont visibles dans le champ.

L'image a été déconvoluée *en supposant la PSF parfaitement connue* afin de ne tester que la méthode de déconvolution elle-même, sans introduire de biais dû à une mauvaise connaissance de la PSF. La déconvolution a été effectuée comme suit:

1. Un certain nombre d'étoiles est identifié visuellement sur l'image artificielle. Leurs

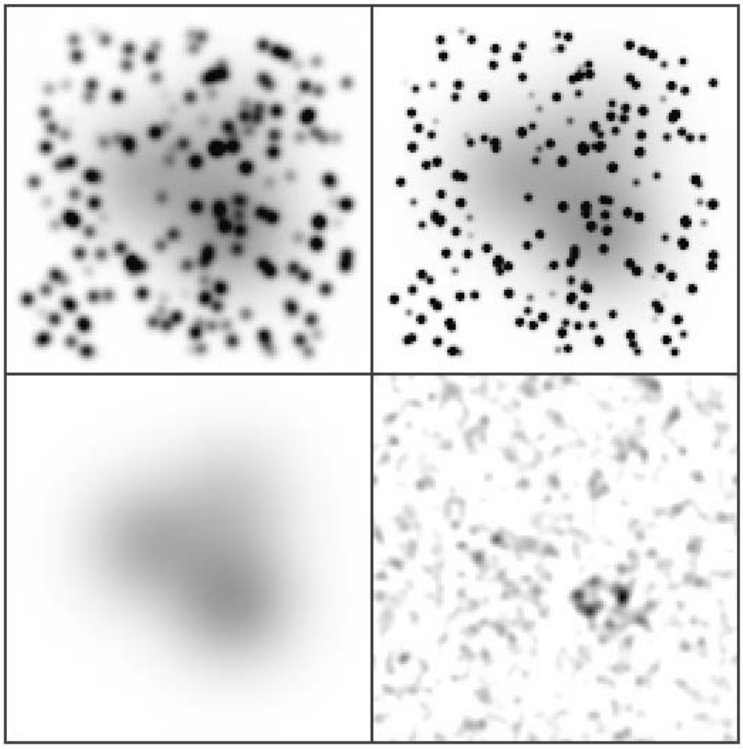

Figure 3.3: Exemple d'image artificielle ayant servi à tester la photométrie et l'astrométrie fournie par l'algorithme MCS. L'image simulée en haut à gauche mesure 128×128 pixels et contient 200 étoiles. Un bruit gaussien dont la déviation standard est proportionnelle au flux dans chaque pixel a été ajouté. L'image déconvoluée est montrée en haut à droite et le fond diffus déconvolué, en bas à gauche. La carte de résidus en bas à droite montre que la déconvolution est bonne presque partout. Seules quelques étoiles proche du centre de l'image montrent des résidus significatifs, de l'ordre de 2σ par pixel.

positions et intensités sont estimées par simple lecture de la valeur du pixel central trouvé pour chaque étoile.

2. Une première déconvolution est effectuée avec un terme de lissage important.

3. L'inspection de la carte des résidus obtenue permet l'identification de nouvelles étoiles, en particulier les étoiles formant des groupes très serrés. En effet, comme vu dans la section précédente, oublier une étoile se traduit par l'apparition de forts résidus, comme dans la figure 3.2.

4. Une nouvelle déconvolution est effectuée avec une liste plus complète d'étoiles et un terme de lissage moins fort, afin de mieux représenter le fond diffus dans l'image.

5. Une fois identifiées toutes les étoiles présentes dans l'image, plusieurs déconvolutions sont effectuées avec différents termes de lissage λ, jusqu'à obtenir une carte de résidus uniforme et dont la valeur moyenne est environ 1.

6. Le résultat de la déconvolution consiste en une image de résolution améliorée, décomposée en somme de sources ponctuelles et fond diffus. Les intensités et les centres des sources ponctuelles, a_k et c_k sont automatiquement calculés et fournis à l'utilisateur.

Les mesures photométriques et astrométriques ainsi obtenues sont comparées aux valeurs connues et utilisées pour construire notre image artificielle. Deux types de symboles sont utilisés dans les figures 3.4 et 3.5, qui présentent les résultats. Les points noirs représentent les étoiles relativement isolées (le plus proche voisin est néanmoins dans la quasi totalité des cas, plus proche que 2 fois la largeur à mi-hauteur des étoiles avant déconvolution). Les symboles en forme d'étoiles montrent les objets fortement contaminés par un voisin proche. Par voisin proche, nous entendons: plus proche que la largeur à mi-hauteur d'une étoile avant déconvolution. Autrement dit, ces étoiles "doubles ou multiples" sont indiscernables avant déconvolution.

La figure 3.4 donne l'erreur commise sur la photométrie de chaque étoile en fonction de son intensité centrale. Ces erreurs sont comparées à celles attendues uniquement à cause du bruit de photon représenté par les lignes en pointillés. Il est clair d'après cette figure que:

1. La photométrie n'est aucunement biaisée. Quel que soit le rapport signal-sur-bruit considéré, les rapports entre intensité mesurés et intensité exacte, se distribuent aléatoiremment autour d'une valeur moyenne égale à 1.

2. Pour les étoiles relativement "isolées", les erreurs de mesure sont tout à fait compatibles avec le bruit de photons affectant l'image artificielle.

3. Seules les étoiles les plus affectées par une contamination par un objet proche montrent une incertitude légèrement plus grande que celle due au bruit de photons.

Ces résultats sont à comparer avec ceux obtenu par Busko (1993, 1994) dans deux articles souvent pris pour références en matière de tests photométriques en déconvolution d'images. Plusieurs méthodes sont testées dans ce travail. La figure 3.6 résume les conclusions des tests. Comme dans notre figure 3.4, flux lumineux des étoiles avant et après déconvolution sont comparés. Ils sont reportés sur la figure, en fonction de la magnitude de chaque étoile. Contrairement à notre méthode, tous les algorithmes présentés introduisent un biais plus ou moins important dans la photométrie, en particulier pour les étoiles faibles.

La figure 3.5 donne une idée de la qualité de l'astrométrie obtenue par notre algorithme. Comme pour la photométrie, aucun biais n'est observé, et les erreurs mesurées sur les positions d'étoiles faibles (rapport signal-sur-bruit de l'ordre de 10), sont finalement assez petites, de l'ordre de quelques centièmes de pixel. Notons au passage qu'obtenir de telles précisions avec l'algorithme PLUCY nécessite de "découper" le pas d'échantillonnage des données originales en au moins 10, ce qui revient à multiplier par 100 la taille des images. Le temps de calcul, mais aussi le nombre d'essais à effectuer avant d'arriver à une solution satisfaisante se voient donc fortement accrus, puisque le programme n'ajuste pas automatiquement les positions des étoiles.

Finalement, on notera que dans toutes les méthodes traditionnelles de déconvolution, toute mesure photométrique ou astrométrique doit s'effectuer *a posteriori*, sur l'image

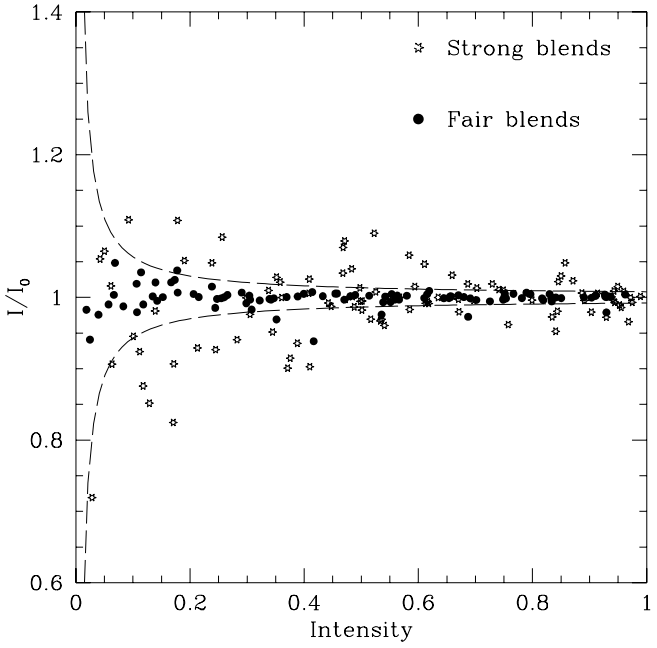

Figure 3.4: Photométrie obtenue après déconvolution de notre image test. La figure montre le rapport entre l'intensité de chaque étoile avant et après déconvolution, en fonction de son intensité. Le rapport signal sur bruit pour chaque étoile est compris entre 10 et 400, de gauche à droite de la figure. Les lignes en pointillé indiquent l'erreur théorique à 3σ due au bruit de photon uniquement.

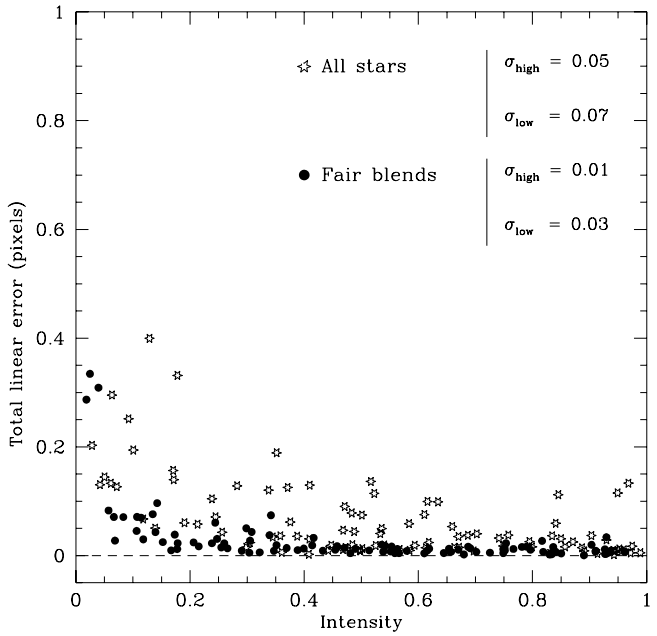

Figure 3.5: Résultats des tests astrométiques effectués sur l'image de la figure 3.3. L'erreur faite sur la position de chaque étoile (en pixels) est reportée en fonction de son rapport signal sur bruit.

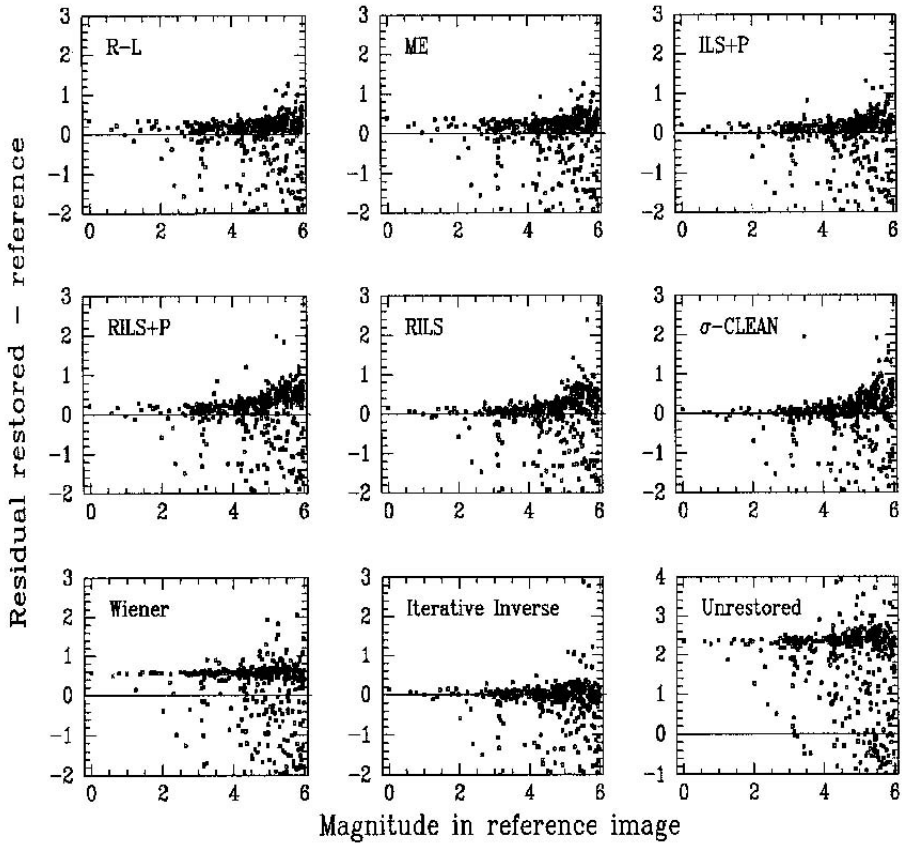

Figure 3.6: figure donnée dans l'article de Busko (1994). Cette figure est l'analogue de notre figure 3.4, mais pour différentes méthodes de déconvolution dont les trois les plus utilisées sont celle présentées au chapitre 1: le filtre de Wiener (Wiener), la méthode Richardson-Lucy (R-L) et la méthode du maximum d'entropie (ME). Le biais introduit par toutes ces méthodes est évident. Aucune comparaison n'est faite avec l'erreur théorique due au bruit de photons.

déconvoluée. Notre technique fournit directement à l'utilisateur la photométrie et l'astrométrie du champ, sans être affectée par les sources d'erreur supplémentaires introduites par une mesure ultérieure sur l'image déconvoluée.

3.5 Raffinements apportés à l'algorithme

Déconvolution "myope"

Si la qualité de la PSF n'a que peu d'influence sur les déconvolutions obtenues avec des méthodes peu rigoureuses, elle est en revanche d'importance majeure pour le succès de l'algorithme MCS. Or, les images fournies par les télescopes sont, au moins dans quelques cas, affectées d'abérations optiques entrainant une variation de la forme de la PSF dans le champ. Les données souffrant le plus d'un tel effet sont généralement celles obtenues par

des instruments dotés d'une optique adaptative ou par le télescope spatial Hubble.

Afin de pouvoir néanmoins utiliser de telles données, notre programme de déconvolution doit autoriser l'utilisation d'une PSF de mauvaise qualité. A cet effet, nous avons donc choisi d'ajouter à la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$, une image numérique contenant les déviations de la PSF utilisée par rapport à la PSF réelle dans l'image à déconvoluer. Ces déviations ne pouvant être grandes devant les variations spatiales du signal à extraire, nous avons choisi d'en minimiser l'importance. Nous arrivons ainsi à contruire un algorithme de déconvolution "myope", autorisant l'utilisation d'une PSF mal connue. Le terme "myope" est utilisé ici par analogie avec la déconvolution dite "aveugle" où l'on ne déconvolue pas par une PSF mal connue, mais par une PSF complètement inconnue.

Notre nouvelle PSF devient ainsi un paramètre supplémentaire à ajuster par le programme de déconvolution. Il suffit pour obtenir le nouvel algorithme, de modifier l'équation (3.5) en remplaçant la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ par une PSF $\mathcal{S}'(\vec{x})$ telle que:

$$\mathcal{S}'(\vec{x}) = \mathcal{S}(\vec{x}) + \mathcal{M}(\vec{x}) \qquad \sum_{i=1}^{N} \mathcal{S}'_i = 1, \tag{3.6}$$

où $\mathcal{M}(\vec{x})$ est une image contenant la modification à apporter à chaque pixel de la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ pour qu'elle représente au mieux la PSF dans l'image $\mathcal{D}(\vec{x})$ à déconvoluer. Le nouvel algorithme s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \mathcal{C} &= \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^{N} (s+m)_{ij} \left(h_j + \sum_{k=1}^{M} a_k \, r(\vec{x}_j - \vec{c}_k) \right) - d_i \right]^2 \\ &+ \sum_{i=1}^{N} \left[h_i - \sum_{j=1}^{N} r_{ij} h_j \right]^2 \\ &+ \mu \sum_{i=1}^{N} m_i^2 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Le dernier terme de l'équation (3.7), modulé par le paramètre μ, est introduit ici afin de contôler l'importance de la modification apportée à la PSF, devant celle du lissage appliqué à l'image déconvoluée (lui même modulé par λ). En pratique, μ doit être choisi de façon à obtenir de bonnes cartes de résidus après déconvolution, tout en apportant à la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$, la modification la plus petite possible.

L'algorithme est, sous cette forme, difficile à utiliser. En effet, à moins que les données ne contiennent plusieurs sources ponctuelles relativement isolées en plus de l'objet à déconvoluer, $\mathcal{M}(\vec{x})$ et $\mathcal{H}(\vec{x})$ sont plus ou moins équivalents pour modéliser l'image. Par exemple, considérons une image ou serait présente une source ponctuelle superposée à une galaxie. Si la source ponctuelle est seule dans l'image, l'algorithme est incapable de "décider" si la galaxie est effectivement un objet faisant partie du fond diffus $\mathcal{H}(\vec{x})$, ou un artefact à prendre en compte dans la modification $\mathcal{M}(\vec{x})$ de la PSF. En revanche, la présence d'une ou plusieurs autres étoiles isolées dans les données, permet de mieux contraindre le tableau de résidus $\mathcal{M}(\vec{x})$ indépandemment du fond diffus $\mathcal{H}(\vec{x})$ dans l'image déconvoluée.

En pratique, peu d'images offrent une telle possibilité. Pour cette raison, nous n'avons jusqu'à maintenant que très peu utilisé l'algorithme sous cette forme. Deux mirages gravitationnels (cf. articles présentés dans les chapitres 6 et 7) ont cependant pu bénéficier de ce raffinement de l'algorithme, au prix de nombreuses heures de travail, il est vrai. Les résultats sont présentés au chapitre 6.

Lissage spatialement variable

Un autre raffinement possible concerne le lissage appliqué à l'image déconvoluée. Nous avons vu que ce lissage est modulé par le facteur λ dans le premier terme de l'équation (3.7).

Même si le terme de lissage employé dans notre algorithme est local, son intensité est, elle, déterminée par un unique paramètre λ pour toute l'image. Ainsi, dans certains cas, le résultat d'une déconvolution peut aboutir à des cartes de résidus localement trop grandes ou trop petites par rapport à la valeur critique de 1σ. Il est donc utile dans ces images d'appliquer un lissage spatialement variable. Cela revient à remplacer l'unique λ par λ_i, où i représente l'indice du pixel considéré.

Jusqu'à présent, l'utilisation de ce terme de lissage variable n'a été nécessaire qu'une fois, pour déconvoluer le quasar quadruple Q 2237+0305 (Croix d'Einstein). Les résultats sont présentés dans Burud, Stabell, Magain, et al. (1998) et montrent qu'une très bonne photométrie d'objets aussi complexes que la Croix d'Einstein est obtenue en imposant un lissage spatialement variable.

3.6 Combinaison optimale d'images

Nous venons de décrire un nouvel algorithme de déconvolution d'image, dont les qualités photométriques et astrométriques surpassent de beaucoup celles des algorithmes les plus populaires.

Si la déconvolution d'une image peut être de grande utilité pour bon nombre de projets astrophysiques, la combinaison optimale de plusieurs images d'un même objet en une seule image profonde et à haute résolution peut apporter bien plus encore. Notre algorithme de déconvolution peut être utilisé à cet effet. Ainsi, on ne considère plus des données uniques ayant une PSF, mais un ensemble de plusieurs images $\mathcal{D}_1(\vec{x}), \mathcal{D}_2(\vec{x}), \cdots, \mathcal{D}_n(\vec{x})$ ayant chacune sa PSF $\mathcal{S}_1(\vec{x}), \mathcal{S}_2(\vec{x}), \cdots, \mathcal{S}_n(\vec{x})$. Il ne s'agit donc plus de trouver l'image déconvoluée qui représente au mieux une image donnée une fois reconvoluée par la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$, mais la déconvolution *unique* qui représente au mieux un ensemble d'images d'un même objet, prises dans différentes conditions observationnelles.

La nouvelle fonction $\mathcal{C}$ s'écrit alors sous la forme:

$$\begin{aligned}
\mathcal{C} &= \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda_{n,i}}{\sigma_{1,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} (s+m)_{1,ij} \left((\alpha_1 h_j + \beta_1) + \sum_{k=1}^{M} a_{1,k}\, r(\vec{x}_j - \vec{c}_k + \vec{\delta}_1) \right) - d_{1,i} \right]^2 \rightarrow I_1 \\
&+ \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda_{n,i}}{\sigma_{2,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} (s+m)_{2,ij} \left((\alpha_2 h_j + \beta_2) + \sum_{k=1}^{M} a_{2,k}\, r(\vec{x}_j - \vec{c}_k + \vec{\delta}_2) \right) - d_{2,i} \right]^2 \rightarrow I_2
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
& \vdots \qquad\qquad\qquad \vdots \\
& \vdots \qquad\qquad\qquad \vdots \\
+ \quad & \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda_{n,i}}{\sigma_{n,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} (s+m)_{n,ij} \left((\alpha_n h_j + \beta_n) + \sum_{k=1}^{M} a_{n,k}\, r(\vec{x}_j - \vec{c}_k + \vec{\delta}_n) \right) - d_{n,i} \right]^2 \rightarrow I_n \\
+ \quad & \sum_{i=1}^{N} \left[h_i - \sum_{j=1}^{N} r_{ij} h_j \right]^2 \rightarrow Lissage \\
+ \quad & \mu_1 \sum_{i=1}^{N} m_{1,i}^2 + \mu_2 \sum_{i=1}^{N} m_{2,i}^2 \cdots + \mu_n \sum_{i=1}^{N} m_{n,i}^2 \qquad (3.8)
\end{aligned}
$$

où le terme d'ajustement de l'équation (3.7) est dupliqué autant de fois qu'il y a d'images à déconvoluer. L'application de l'algorithme MCS à la déconvolution simultanée de plusieurs images a nécessité l'introduction dans l'équation (3.8) d'un certain nombre de paramètres qui demandent une courte description. Les différences par rapport à l'équation (3.7) sont données ci dessous:

- L'image unique d_i de l'équation (3.7) devient maintenant un ensemble de n images $d_{n,i}$ ayant leur propre PSF $s_{n,i}$ et affectée par un bruit $\sigma_{n,i}$.

- Comme les conditions observationnelles diffèrent entre chaque prise d'image, la variation de la PSF dans le champ peut se comporter de façon différente d'une image à une autre. La modification à apporter à chaque PSF doit donc, elle aussi, être différente d'image à image. Le terme m_i est donc à remplacer par n termes $m_{n,i}$ à appliquer aux n PSFs $s_{n,i}$. La dernière ligne de l'équation (3.8) se voit elle aussi modifiée, le terme visant à moduler l'importance de la modification à apporter à la PSF pouvant maintenant être différent dans chaque image.

- Un décalage δ_n peut intervenir entre les images. Il est d'ailleurs conseillé lors des observations, de donner au télescope un léger mouvement entre chaque pose. Observer ainsi permet la construction de flat-fields de très bonne qualité, d'éliminer les "rayons cosmiques" affectant certains pixels, mais autorise surtout le sur-échantillonnage des données - nous reviendrons sur ce point. En pratique, la première image dans l'ensemble de données considéré est prise comme réference. Ainsi, $\delta_1 = 0$. On notera que les décalages entre images doit s'appliquer non seulement aux sources ponctuelles r_k mais aussi au fond diffus h_i.

- Les intensités a_k des M sources ponctuelles présentes dans l'image peuvent éventuellement être différentes d'image à image. Cela permet entre autres de considérer des données contenant des objets d'intensité variable au cours du temps (et donc entre deux poses successives). Les centres c_k des sources ponctuelles sont en revanche contraint à être les mêmes dans chaque image. On ne considère donc pas d'objets mobiles.

- Le fond diffus de l'image déconvoluée est lui aussi le même pour toutes les images, mais à des facteurs multiplicatif et additif près. Le facteur multiplicatif α représente ainsi la différence de temps d'exposition entre deux poses et peut servir à compenser

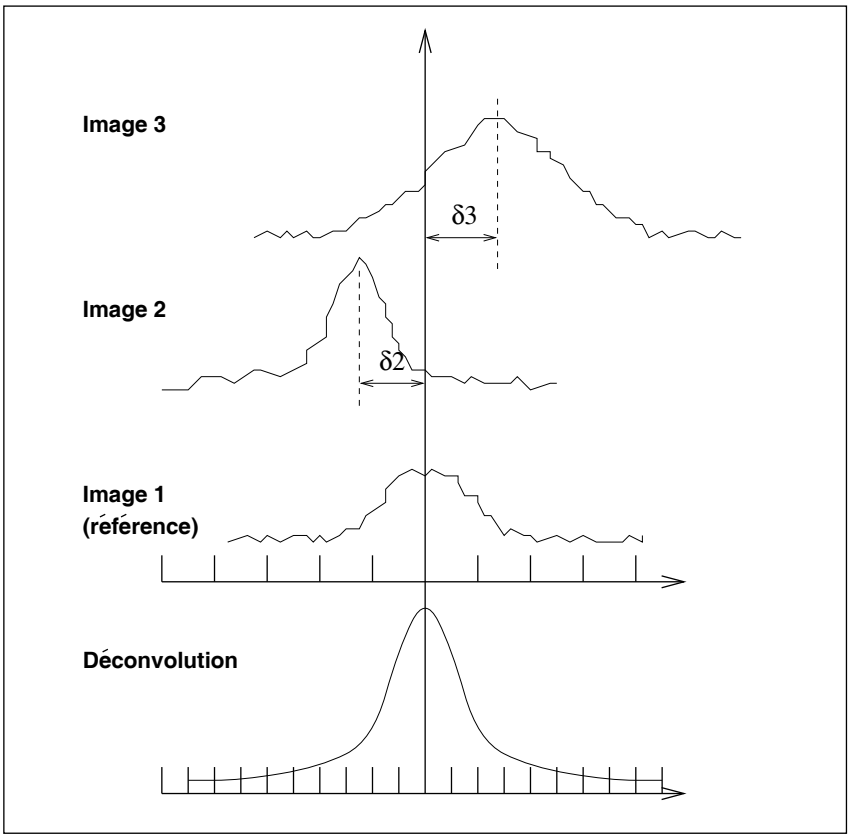

Figure 3.7: Schématisation de la déconvolution simultanée de plusieurs images décalées d'un même objet. Le système de coordonnées de la première image est pris comme référence ($\delta_1 = 0$) et le pas d'échantillonnage choisi pour représenter la déconvolution simultanée de l'ensemble des données est deux fois plus fin que dans les données elles-mêmes (grille de pixel en bas de la figure). La possibilité de sur-échantillonnage ainsi introduite est pleinement exploitée dès que sont disponibles de nombreuses images décalées de l'objet observé.

d'éventuels effets d'obturateur de la caméra ou simplement corriger l'effet d'un nuage passant sur l'objet lors d'une ou plusieurs poses. La constante additive β est là pour corriger une éventuelle mauvaise soustraction du fond de ciel.

- Enfin, le lissage est appliqué au fond diffus de l'image déconvoluée de la même façon que lorsqu'une seule image est impliquée dans le processus de déconvolution. Le paramètre de Lagrange λ_i de l'équation (3.7) doit cependant être dupliqué autant de fois qu'il y d'images, celles ci pouvant être très différentes les une des autres, en particulier leur rapport signal sur bruit. Ainsi on a n paramètres de Lagrange $\lambda_{n,i}$.

La figure 3.7 donne un aspect plus "visuel" à l'équation (3.8). Trois images sont déconvoluées simultanément. Elles ont été obtenues dans des conditions d'observation différentes (résolution et rapport signal-sur-bruit), avec le même détecteur CCD. Lors de la prise de vue, un léger décalage a été introduit entre les images de façon à pouvoir sur-échantillonner

l'image déconvoluée. En effet, il est possible, en plaçant l'objet observé en différents endroits du détecteur, de mesurer son intensité lumineuse sur une grille de pixels "virtuelle" ayant un pas d'échantillonnage plus fin que celui imposé par la taille physique des pixels du CCD utilisé. Ce type de technique a déjà été mis en œuvre pour combiner des images du télescope spatial Hubble (Hook) et améliorer l'échantillonnage de l'image combinée par rapport à celui des données. Nous l'avons implémenté dans notre algorithme. Ainsi, il est possible d'améliorer non seulement la résolution des données, mais aussi leur échantillonnage. Il est cependant bon de noter que cette possibilité de sur-échantillonnage des images ne remplace en rien un échantillonnage correct des données de départ.

3.7 Les défauts fondamentaux sont éliminés

Au chapitre précédent, nous dressions la liste des défauts des algorithmes de déconvolution existants. En particulier, nous avions vu que l'algorithme proposé par Lucy (1993) ne résolvait en rien les problèmes fondamentaux posés par la déconvolution, à savoir un mauvais traitement de l'échantillonnage des données donnant lieu à des oscillations de Gibbs que l'on tente de minimiser *a posteriori* en utilisant un lissage inadapté au type d'image à traiter.

Ici, le remplacement de la PSF $\mathcal{T}(\vec{x})$ par un profil plus étroit $\mathcal{S}(\vec{x})$, ainsi que la décomposition de l'image en une somme de sources ponctuelles plus fond diffus, permettent à la fois de s'affranchir des oscillations de Gibbs et de construire un terme de lissage *local* mieux adapté à des images de grande dynamique.

Par ailleurs, nous signalions les nombreuses limitations de l'algorithme PLUCY. Ces limitations sont inexistantes dans la méthode MCS:

1. le nombre de sources ponctuelles à utiliser peut être déterminé de façon objective,
2. les positions des sources ponctuelles sont déterminées par le programme de déconvolution lui-même,
3. les intensités des sources ponctuelles sont déterminées elles aussi en cours de déconvolution,
4. la longueur d'échelle sur laquelle s'effectue le lissage de l'image est une conséquence naturelle du choix du profil utilisé pour effectuer la déconvolution,
5. l'intensité du lissage est choisie de façon rigoureuse, en vue d'obtenir une image déconvoluée compatible avec les données au sens des moindres carrés,
6. le résultat obtenu ne dépend pas d'un nombre d'itération arbitrairement choisi par l'utilisateur.

Si le nouvel algorithme proposé résoud les problèmes théoriques et pratiques affectant les algorithme de déconvolution classiques, il a par ailleurs des avantages qui lui sont propres.

Ainsi, la non-utilisation de la contrainte de positivité est d'importance majeure. En effet, pour être efficace, la contrainte de positivité doit être appliquée à des images ayant un fond de ciel nul (cf. chapitre 2). Or, le plus souvent, le bruit dans les données (bruit

de photons dans le fond de ciel) implique que de très nombreux pixels ont des valeurs négatives. Lors du traitement de telles données les algorithmes RL ou PLUCY, tous les pixels négatifs dans les données, sont mis à zéro. Par la même occasion, la forme aussi bien que le flux total de tout objet de faible luminosité se voient fortement modifiés, avant même que le processus de déconvolution n'ait commencé ses itérations. Il en est de même pour les ailes étendues de la PSF servant à déconvoluer, puisque la contrainte de positivité doit également s'appliquer à la réponse intrumentale.

Enfin, la possibilité de déconvolution simultanée de plusieurs images d'un même objet permet de tirer parti de toute l'information contenue dans l'ensemble des images, afin de sur-échantillonner l'image combinée. Un sous-produit de la déconvolution simultanée est la courbe de lumière de toute source ponctuelle d'intensité variable au cours du temps, et ce, même si elle est superposée à un fond diffus complexe. L'astrométrie est, elle aussi, fournie par le programme, comme dans le cas de la déconvolution d'une image unique. Les positions des sources ponctuelles sont alors contraintes par toutes les images individuelles considérées, plutôt que par leur moyenne, comme pratiqué avec les algorithmes n'autorisant pas la déconvolution simultanée d'images.

Pour résumer, l'algorithme MCS permet:

- de déconvoluer une ou plusieurs images d'un même objet et *d'améliorer à la fois la résolution et l'échantillonnage des données*,
- de décomposer les images en sources ponctuelles et fond diffus. Il est alors possible d'étudier individuellement chacune des deux composantes de l'image en évitant toute contamination lumineuse de l'une par l'autre.
- d'obtenir la photométrie et l'astrométrie des sources ponctuelles dans des champs encombrés.
- d'obtenir la courbe de lumière de sources ponctuelles, même superposées à un fond diffus complexe.

Quelques limitations cependant:

- le temps de calcul et la mémoire vive nécessaires sont plus importants qu'avec des algorithmes traditionnels.
- le nombre de sources ponctuelles n'est pas déterminé automatiquement, ce qui peut rendre pénible certaines déconvolutions faisant intervenir un grand nombre d'entre elles.
- certains objets, montrant des fréquences spatiales proches du profil $\mathcal{S}(\vec{x})$, introduisent parfois des oscillations de Gibbs.

On notera cependant que la première de ces limitations est largement compensée par la puissance sans cesse croissante des ordinateurs. Alors qu'au début de cette thèse, traiter une image de plus de 64 pixels de coté était laborieux, il est maintenant possible de déconvoluer des images de 256 pixels dans un temps tout à fait raisonnable. La deuxième limitation peut être plus sérieuse mais il existe des algorithmes de recherche automatique de

sources ponctuelles qui facilitent la tâche. Comme ces algorithmes ne déctectent pas toutes les sources ponctuelles présentes dans une image, une inspection "visuelle" des résultats (en particulier les cartes de résidus) est fortement conseillée. Plusieurs déconvolutions effectuées avec différents nombres de sources ponctuelles finissent généralement par produire des cartes de résidus accpetables. On s'attache dans ce cas à introduire le nombre minimum d'étoiles conduisant à de bonnes cartes de résidus. Les étoiles éventuellement "oubliées" sont modélisées par le fond diffus de l'image et ne biaisent donc pas la photométrie des autres sources ponctuelles. Enfin, utiliser un lissage spatialement variable (Section 3.5) permet, au moins dans certains cas, d'eviter les oscillations de Gibbs autours d'objets dont les variations spatiales sont trop proches de celle de $\mathcal{S}(\vec{x})$, au prix d'un travail laborieux, il est vrai.

Dans la conclusion de cette thèse, nous reviendrons plus en détail sur les nombreux sujets d'étude astrophysiques rendus possibles par l'utilisation de notre nouvelle technique, que le présent chapitre se borne à décrire. La liste d'avantages donnée ci-dessus laisse pourtant déjà entrevoir le vaste éventail d'applications astrophysiques possibles, depuis l'étude de champ stellaires encombrés, jusqu'au suivi photométrique d'objets complexes: des supernovæ dans des bras spiraux de galaxies, les images multiples de mirages gravitationnels, ou encore les galaxies hôtes de quasars. Il est en tous cas fort probable, comme montré par les premières applications faites dans le cadre de ce travail de Doctorat (chapitres 6 à 9 ci après), que la déconvolution simultanée d'images devienne à l'avenir un outil essentiel pour la combinaison optimale des images profondes qui vont être obtenues d'ici quelques mois avec le "Very Large Telescope" basé au Chili.

Un résumé des principes exposés dans le présent chapitre, ainsi que quelques premières applications à des images synthétiques et réelles ont été publiés dans l'article que nous reproduisons ci après.

Articles relatifs au nouvel algorithme de déconvolution

Deconvolution with correct sampling

P. Magain, F. Courbin, S. Sohy

The Astrophysical Journal, 1998, Vol. 494, p. 472

et

The ESO Messenger, 1997, Vol. 88, p. 28

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 494:472–477, 1998 February 10
© 1998. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

DECONVOLUTION WITH CORRECT SAMPLING

P. MAGAIN[1]
Institut d'Astrophysique, Université de Liège, 5, Avenue de Cointe, B-4000 Liège, Belgium; magain@astro.ulg.ac.be
F. COURBIN
Institut d'Astrophysique, Université de Liège, 5, Avenue de Cointe, B-4000 Liège, Belgium; and URA 173 CNRS-DAEC, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Principal CEDEX, France; courbin@astro.ulg.ac.be
AND
S. SOHY
Institut d'Astrophysique, Université de Liège, 5, Avenue de Cointe, B-4000 Liège, Belgium; sohy@astro.ulg.ac.be
Received 1997 April 7; accepted 1997 September 18

ABSTRACT

A new method for improving the resolution of astronomical images is presented. It is based on the principle that sampled data cannot be fully deconvolved without violating the sampling theorem. Thus, the sampled image should be deconvolved not by the total point-spread function but by a narrower function chosen so that the resolution of the deconvolved image is compatible with the adopted sampling.

Our deconvolution method gives results that are, in at least some cases, superior to those of other commonly used techniques: in particular, it does not produce ringing around point sources superposed on a smooth background. Moreover, it allows researchers to perform accurate astrometry and photometry of crowded fields. These improvements are a consequence of both the correct treatment of sampling and the recognition that the most probable astronomical image is not a flat one.

The method is also well adapted to the optimal combination of different images of the same object, as can be obtained, e.g., from infrared observations or via adaptive optics techniques.

Subject headings: methods: data analysis — methods: numerical — techniques: image processing

1. DECONVOLUTION

Any recorded image is blurred whenever the instrument used to obtain it has a finite resolving power: for example, the image of a point source seen through a telescope has an angular size that is inversely proportional to the diameter of the primary mirror. If the instrument is ground based, the image is additionally degraded by the turbulent motions in the Earth's atmosphere.

Much effort is presently devoted to the improvement of the spatial resolution of astronomical images, either via the introduction of new observing techniques (e.g., interferometry or adaptive optics; see Léna 1996; Enard, Maréchal, & Espiard 1996) or via a subsequent numerical processing of the image (deconvolution). It is, in fact, of major interest to combine both methods to reach an even better resolution.

An observed image may usually be mathematically expressed as a convolution of the original light distribution with the "total instrumental profile"—the latter being the image of a point source obtained with the instrument considered, including the atmospheric perturbation (seeing) if relevant. The total blurring function is called the point-spread function (PSF) of the image.

Thus, the imaging equation may be written

$$d(x) = t(x)*f(x) + n(x) , \tag{1}$$

where $f(x)$ and $d(x)$ are the original and observed light distributions, $t(x)$ is the total PSF, and $n(x)$ are the measurement errors (noise) affecting the data.

In addition, on all modern light detectors (e.g., CCDs whose pixels have finite dimensions), the observed light distribution is sampled, i.e., known only at regularly spaced sampling points. The imaging equation for a sampled light distribution then becomes

$$d_i = \sum_{j=1}^{N} t_{ij} f_j + n_i , \tag{2}$$

where N is the number of sampling points, d_j, f_j, n_j are vector components giving the sampled values of $d(x)$, $f(x)$, $n(x)$, and t_{ij} is the value at point j of the PSF centered on point i.

The aim of deconvolution may be stated in the following way: given the observed image, $d(x)$, and the PSF, $t(x)$, recover the original light distribution, $f(x)$. Being an inverse problem, deconvolution is also an ill-posed problem, and no unique solution can be found, especially in the presence of noise. This is due to the fact that many light distributions are, after convolution with the PSF, compatible within the error bars with the observed image. Therefore, regularization techniques have to be used in order to select a plausible solution among the family of possible ones, and a large variety of deconvolution methods have been proposed, depending on the way this particular solution is chosen.

A typical method is to minimize the χ^2 of the differences between the data and the convolved model, with an additional constraint imposing smoothness of the solution. f_j is then the light distribution that minimizes the function

$$S_1 = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\sum_{j=1}^{N} t_{ij} f_j - d_i \right)^2 + \lambda H(f_1, \ldots, f_N) , \tag{3}$$

where the first term in the sum is the χ^2 with σ_i the standard deviation of the image intensity measured at the ith sampling point, H is a smoothing function, and λ is a Lagrange parameter that is determined so that the reconstructed model is statistically compatible with the data ($\chi^2 \simeq N$).

[1] Maître de Recherches au Fonds National de la Recherche Scientifique (Belgium).

If $H(f_1, \ldots, f_N) = \sum_{i=1}^{N} p_i \ln p_i$, with p_i the normalized flux at point i, $p_i = f_i / \sum_{j=1}^{N} f_j$, one obtains the so-called maximum entropy method for image deconvolution (Narayan & Nityananda 1986; Skilling & Bryan 1984).

In order to choose the correct answer in the family of possible solutions to this inverse problem, it is also very useful to consider any available prior knowledge. One such prior knowledge is the *positivity* of the light distribution: no negative light flux can be recorded, so that all solutions with negative values may be rejected. The maximum entropy method automatically ensures positivity of the solution. This is also the case, under certain conditions, for other popular methods, such as the Richardson-Lucy iterative algorithm (Richardson 1972; Lucy 1974).

Most of the known deconvolution algorithms suffer from a number of weak points that strongly limit their usefulness. The two most important problems in this respect are the following: (1) traditional deconvolution methods tend to produce artifacts in some instances (e.g., oscillations in the vicinity of image discontinuities, or around point sources superposed on a smooth background); and (2) the relative intensities of different parts of the image (e.g., different stars) are not conserved, thus precluding any photometric measurements. In the next sections, we identify a plausible cause of these problems and show how to circumvent it.

2. SAMPLING

The sampling theorem (Shannon 1949; Press et al. 1989) determines the maximal sampling interval allowed so that an entire function can be reconstructed from sampled data. It states that a function whose Fourier transform is zero at frequencies larger than a cutoff frequency ν_0 is fully specified by values spaced at equal intervals not exceeding $(2\nu_0)^{-1}$. In practice, for functions whose Fourier transform does not present such a cutoff frequency, ν_0 may be taken as the highest frequency at which the Fourier transform emerges from the noise.

The imaging instruments are generally designed so that the sampling theorem is approximately fulfilled in average observing conditions. A typical sampling encountered is ~ 2 sampling intervals per full width at half-maximum (FWHM) of the PSF (this does certainly not ensure good sampling for high signal-to-noise [S/N] images, but it is roughly sufficient at low S/N).

The main problem with classical deconvolution algorithms is the following: if the observed data are sampled so that they just obey the sampling theorem, the deconvolved data will generally violate that same theorem. Indeed, increasing the resolution means recovering highest Fourier frequencies, thus increasing the cutoff frequency, so that the correct sampling becomes denser.

One might object that some deconvolution algorithms, which allow a different sampling in the deconvolved image, could overcome this problem: it would be possible to keep a correct sampling by shortening the sampling interval. This is, however, an illusory solution, since the only limit on the frequency components present in an arbitrary image comes from the PSF of the instrument used to record it. Removing the effect of the PSF would allow the presence of arbitrary high-frequency components, and thus an infinitely small sampling interval would have to be used.

This is particularly true if the image contains point sources, which is generally the case for astronomical images. Indeed, the angular diameters of most stars ($\ll 0\farcs001$) are so small compared with the sampling interval ($\sim 0\farcs1$) that they may be considered as point sources ("δ-functions"). In such an instance, it would be hopeless to reduce the sampling interval in an attempt to obtain a good sampling of such "δ-functions."

This is one of the sources of some of the artifacts present in the deconvolved images and, in particular, of the "ringing" around point sources superposed on a diffuse background. The origin of this "ringing" may be understood in the following way.

Let us assume that we have a continuous (i.e., not sampled) noise-free image of a field containing point sources and observed with an instrument having a known PSF. For simplicity, we restrict our considerations to one-dimensional images. If we can perfectly deconvolve this image, we shall obtain a solution $f(x)$ in which each point source is represented by a Dirac δ-function.

Now, let us assume that we have the same image, but sampled on N points, with a sampling step Δx. The Fourier transform of its deconvolution may be obtained from the Fourier transform $F(\nu)$ of the continuous deconvolution in the following way: repeat periodically $F(\nu)$ with the Nyquist frequency $\nu_{\mathrm{Ny}} = (2\,\Delta x)^{-1}$, take the sum of all these periodical replicas at each frequency point, isolate one period, and sample it on N equally spaced frequency points.

Isolating one period means multiplying the Fourier transform by a rectangular ("box") function that equals 1 in an interval of length ν_{Ny} and 0 outside. Now, a convolution in the image domain translates into a simple product in the Fourier domain, and vice versa. This multiplication by a box function in the Fourier domain is thus equivalent, in the image domain, to a convolution by the Fourier transform of the box function, which is a function of the form $\sin x/x$. The solution of the deconvolution problem for a sampled image with point sources is thus the (sampled) convolution of the exact solution $f(x)$ with a function of the form $\sin x/x$. Each δ-function is thus replaced by an oscillatory $\sin x/x$ function, which explains the ringing.

Another, more intuitive, explanation of the same effect is the following. If a point source is located between two sampling points (as will generally be the case), in order to correctly reproduce its position, the deconvolution algorithm will have to distribute its intensity over several sampling points. But, then, the width of the source will be too large, and ringing will appear as the algorithm attempts to decrease the intensity on the edges of the reconstructed source, in order to keep the convolved model as close as possible to the observed data.

In fact, it is not possible to correctly reproduce both the position and the width of a sampled point source. To reproduce the zero width, the full signal must be concentrated on a single sampling point. On the other hand, to reproduce the position with a precision which is better than the sampling interval, the signal has to be distributed over several points.

3. SOLUTION

The correct approach to this sampling problem is thus *not* to deconvolve with the total PSF, $t(x)$, but rather with a narrower function, $s(x)$, chosen so that the deconvolved image has its own PSF, $r(x)$, compatible with the adopted sampling. These three functions are simply related by

$$t(x) = r(x)*s(x) \,. \tag{4}$$

Note that a similar decomposition was proposed, in a completely different context (reduction of artifacts in maximum-likelihood reconstructions for emission tomography), by Snyder et al. (1987).

The shape and width of $r(x)$ can be chosen by the user. The only constraint is that equation (4) admits a solution $s(x)$. The function $s(x)$ by which the observed image has to be deconvolved is thus obtained as the deconvolution of the total PSF, $t(x)$, by the final PSF, $r(x)$. Of course, the sampling interval of the deconvolved image does not need to be equal to the sampling interval of the original image, so that $r(x)$ may be much narrower than $t(x)$, even if the original sampling would not allow it. Choosing a sufficiently narrow $r(x)$ effectively insures that equation (4) will admit a solution $s(x)$. Note also that, contrary to other traditional methods (the success of which depends crucially on the effectiveness of the positivity constraint), we have no positivity constraint on the PSFs $r(x)$ and $s(x)$.

Thus, the deconvolution algorithm should not attempt to determine the light distribution as if it were obtained with an *ideal* instrument (e.g., a space telescope with a primary mirror of infinite size). This is forbidden as long as the data are sampled. Rather, the aim of deconvolution should be to determine the light distribution as if it were observed with a *better* instrument (e.g., a 10 m space telescope).

Deconvolution by $s(x)$ ensures that the solution will not violate the sampling theorem. It also has a very important additional advantage: if the image contains point sources, their shape in the deconvolved image is now precisely known: it is simply $r(x)$. This is a very strong *prior knowledge*, and it may be used to constrain the solution $f(x)$, which can now be written

$$f(x) = h(x) + \sum_{k=1}^{M} a_k r(x - c_k) \,, \tag{5}$$

where M is the number of point sources, for which a_k and c_k are free parameters corresponding to their intensities and positions, and $h(x)$ is the extended component of the solution, i.e., generally a rather smooth background.

We can use another prior knowledge to constrain the solution: we know that the background $h(x)$ can also be written as the convolution of some function $h'(x)$ with the PSF of the solution $r(x)$:

$$h(x) = r(x)*h'(x) \,. \tag{6}$$

However, we cannot use that decomposition directly and determine $h'(x)$ instead of $h(x)$ because $h'(x)$ might violate the sampling theorem, even if it does not contain point sources. Rather, we may use this knowledge to impose smoothness of $h(x)$ on the scale length of $r(x)$.

So, instead of regularizing the solution by a global function such as the entropy, we use a function imposing local smoothness of $h(x)$ on the known scale length. We thus choose the solution that minimizes the function

$$S_2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^{N} s_{ij} \left(h_j + \sum_{k=1}^{M} a_k r(x_j - c_k) \right) - d_i \right]^2 + \lambda \sum_{i=1}^{N} \left(h_i - \sum_{j=1}^{N} r_{ij} h_j \right)^2 \tag{7}$$

with respect to the unknowns $h_i (i = 1, \ldots, N)$, a_k, and $c_k (k = 1, \ldots, M)$.

Although the smoothing term in the right-hand side of equation (7) will not force $h(x)$ to exactly obey equation (6), it essentially contains the Fourier components with frequencies higher than those of the deconvolved PSF, $r(x)$. Minimizing this term will force the background component to contain only the frequencies compatible with $r(x)$ and, thus, with the adopted sampling.

One additional improvement may be introduced. In general, the Lagrange multiplier λ is chosen so that $\chi^2 \simeq N$. This ensures that the fit is statistically correct globally. However, some regions of the image may be overfitted, and others may be underfitted. In practice, this will generally be the case: although the residuals will be correct on the average, they will systematically be too small in some parts of the image and too large in other parts.

To avoid this problem, one may replace the smoothing function by

$$H(f_1, \ldots, f_N) = \sum_{i=1}^{N} \lambda_i \left(h_i - \sum_{j=1}^{N} r_{ij} h_j \right)^2 \,, \tag{8}$$

where λ_i is the value at the ith sampling point of a function $\lambda(x)$ that is chosen so that the residuals of the fit are correct locally, i.e., so that they are statistically distributed with the correct standard deviation in any subpart of the image.

In practice, an image of the square of the normalized residuals (observed data minus convolved model, divided by σ) is computed and then smoothed with an appropriate function, so that any value is replaced by a weighted mean on a neighborhood containing a few dozens of pixels. The parameter λ is then adjusted until this image is close to 1 everywhere.

4. EXAMPLES

Our deconvolution program implements the ideas exposed in the preceding section. The light distribution aimed at is written as the sum of a smooth background plus a number of point sources. The sampling step of the deconvolved image is chosen, as well as the final PSF, $r(x)$, compatible with this sampling (in general, we adopt a Gaussian function, with a few pixels FWHM). Approximate values of the unknowns are chosen and the function S_2 is computed, together with its derivatives with respect to all variables. The minimum of S_2 is then searched for, using an algorithm derived from the classical conjugate gradient method (Press et al. 1989). The fit's residuals are then computed, and a check of their statistical correctness is performed. If this test is not satisfied, the Lagrange multiplier λ is replaced by a variable $\lambda(x)$ that is varied until the residuals conform to the statistical expectations.

The present version of the program runs on PCs and workstations and can handle images of reasonable size (e.g., 256×256 pixels) containing up to several hundreds of stars. The main weakness of the present implementation is related to the conjugate gradient algorithm, which is not always able to find the global minimum of the function, especially when the number of point sources is large. We are presently working on a new optimization technique that would allow our method to be applied to the photometry of crowded fields with thousands of stars.

It may not seem obvious at first sight to select the correct number of point sources to be included in the solution. However, the algorithm allows to constrain this number in a very efficient way: if too few point sources are entered, it will generally be impossible to obtain statistically correct residuals locally, in all subparts of the image. On the other

hand, if too many point sources are considered, the algorithm will attribute either essentially the same position or negligible intensities to several of them. Our methodology is thus to model the data with the minimum number of point sources necessary to yield statistically correct residuals locally in all subparts of the image, in the sense described at the end of the preceding section.

Figure 1 (Plate 14) compares the results of our new deconvolution algorithm with those of three classical methods in the case of a simulated star cluster partly superposed on a smooth background (e.g., a distant elliptical galaxy). The input point sources were selected from the observed image alone, without any prior knowledge of the exact solution. It is clear that our result is free from the artifacts present in the other methods and that it allows an accurate reconstruction of the original light distribution. Another important property of our technique is that it allows, contrary to the other ones, an accurate measurement of the positions and intensities of the point sources. This point will be discussed more extensively in the next section.

An application to real astronomical data is shown on Figure 2 (Plate 15), which displays a mediocre resolution image of the Cloverleaf, a gravitationally lensed quasar (Magain et al. 1988), together with the deconvolved version, using a sampling interval twice as short. The four lensed images, which were unresolved in the original data, are completely separated after deconvolution. The deduced fluxes are fully compatible with those measured on higher resolution images, and, although the original resolution is 1″.3 only and the pixel size is 0″.35, the deduced image positions are accurate to 0″.01.

Figure 3 (Plate 16) illustrates the deconvolution of an image of the compact star cluster Sk 157 in the Small Magellanic Cloud (Heydari-Malayeri, Magain, & Remy 1989). The original image was obtained with the ESO/MPI 2.2 m telescope at La Silla, in average seeing conditions (1″.1 FWHM). While the original maximum entropy deconvolution (Heydari-Malayeri et al. 1989) allowed to resolve the cluster into 12 components, our new algorithm detects, from the same input data, more than 40 stars in the corresponding area.

Another important application of our algorithm is the simultaneous deconvolution of different images of the same field. These images may be obtained with the same instrument or with different ones. The solution is then a light distribution that is compatible with all the images considered. Our technique even allows to let, e.g., the intensities of the point sources converge to different values in the different images, so that variable objects may be considered. This technique should be very useful for the photometric monitoring of variable objects in crowded fields or superposed on a diffuse background (e.g., Cepheids in distant galaxies, gravitationally lensed QSOs, etc.).

Figure 4 (Plate 17) illustrates this simultaneous deconvolution on simulated images, the first of which has a good resolution but a poor S/N (as might be obtained with a space telescope) and the second one a low resolution and a high S/N (a typical image from a large ground-based telescope). Contrary to Lucy's method (Lucy 1991; Hook & Lucy 1992) which is very sensitive to the noise present in one of the images, our technique allows to reliably recover both the high resolution of the space image and the hidden information content of the ground-based one.

In the same spirit, our algorithm is well adapted to the processing of images obtained with infrared or adaptive optics techniques. In the latter, numerous short exposures of the same field are usually obtained, the shape of the mirror being continuously adapted to correct for atmospheric distortions. So, the observations consist in a number of images of the same field, each of them having its own PSF. Performing a simple sum results in an image whose spatial resolution is typical of the average observing conditions, while a simultaneous deconvolution not only allows to take count of the best conditions but even results in an improved resolution by optimally combining the information content of the different images. A simple illustration of these considerations is provided by Figure 5 (Plate 18), which shows the simultaneous deconvolution of four adaptive-optics–like images of the same field, where the PSF as well as the image centering vary from one observation to the other. Of course, the PSF needs to be known for each individual observation, but only with an accuracy comparable to that of the observation itself.

5. ASTROMETRIC AND PHOTOMETRIC ACCURACY

Traditional deconvolution methods are notoriously unable to give photometrically accurate results. Two main reasons for that are readily identified.

First, as we have already mentioned, these methods generally produce rings when point sources are superposed on a diffuse background. In fact, these rings tend to appear as soon as the positivity constraint is inefficient to inhibit them, that is, as soon as some flux is distributed around the point sources. This is most clearly seen when this flux is in the form of a smooth background, but the effect is also present if the flux is distributed among, e.g., a number of fainter stars. In this case, the rings around the star considered will interfere with the intensity in the neighboring sources, and the photometry of the latter ones will be affected.

A second photometric bias comes from the fact that, among the family of possible solutions to the inverse problem, most classical algorithms select, in one way or another, the smoothest one according to some criterion. These algorithms thus produce images where the peaks corresponding to point sources deviate as little as possible with respect to the background—provided, of course, that the model fits the data. This implies a systematic underestimate of the intensity peaks, and thus, a photometric bias.

An example of these effects is illustrated by the deconvolution of an image of two point sources with varying separation. A simple image was constructed, with two point sources having an intensity ratio of 0.1, and convolved with a Gaussian PSF of 7 pixels FWHM, plus some Gaussian noise so that the peak S/N ratio reaches 100. Figure 6 shows the deduced intensity ratio as a function of the source separation, as derived after deconvolution with the maximum entropy method. It clearly shows that the photometry is not preserved, even when the two stars are separated by nearly 2 FWHMs. For more details on the photometric accuracy of deconvolution algorithms (in the special case of *HST* images), see Busko (1994).

Our algorithm naturally avoids these two biases. Indeed, the fact that the sampling theorem is obeyed in the deconvolved image, combined with the fact that no smoothing of the point sources is attempted, naturally ensure that no ringing is present around the star peaks and that no bias

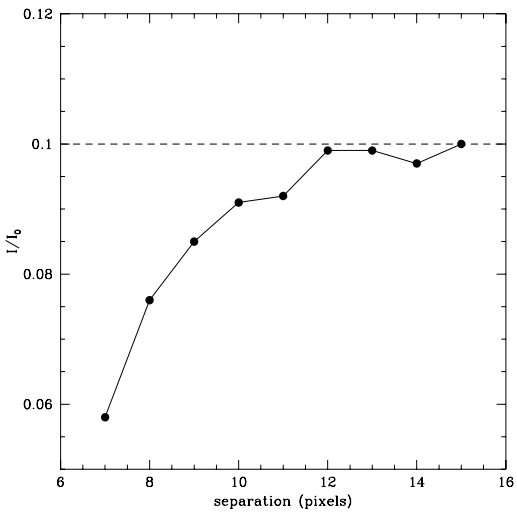

FIG. 6.—Intensity ratio derived after deconvolution with the maximum entropy method for a pair of point sources with variable separation. The true intensity ratio is 0.1, the peak S/N ratio is 100, and the original resolution is 7 pixels FWHM.

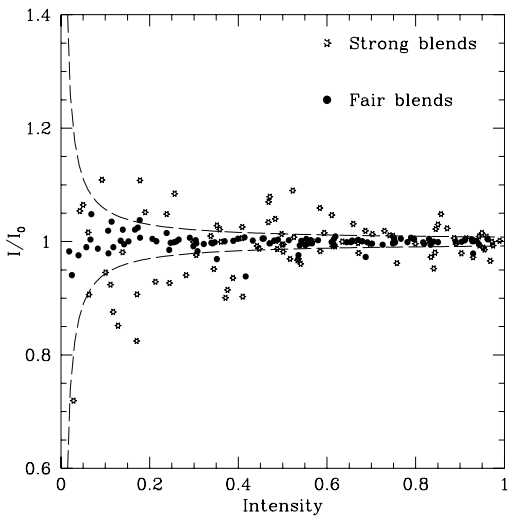

FIG. 7.—Photometric test performed on a synthetic field containing 200 stars with random positions and intensities, nearly all blended to various degrees (see text). The relative errors are plotted against the total intensity (the latter being on an arbitrary scale, corresponding to an integrated S/N varying from 10 to 400). Open symbols represent heavily blended stars (the distance to the nearest neighbor is smaller than the FWHM), filled symbols correspond to less blended objects. The dashed curves are the theoretical 3 σ errors for isolated stars, taking into account the photon noise alone.

will appear as a consequence of smoothing. This is illustrated in Figure 7, which shows the results of a photometric test applied to a synthetic field containing 200 stars in a 128 × 128 pixels image. The positions and central intensities were selected at random, and nearly all the stars are blended to varying degrees (197 stars out of 200 have the nearest neighbor within 2 FWHMs). Moreover, these stars are superposed on a variable background. Figure 7 clearly shows that no systematic error is present and that the intensities of all but the most severely blended objects are reproduced with errors compatible with the photon noise.

Figure 8 illustrates the astrometric accuracy of our algorithm. For the brightest stars, the positional accuracy is generally better than 0.1 pixel, even in very severe blends. The positions of stars with a blend between 1 and 2 FWHM is generally accurate within 0.02 pixel at high S/N, and within 0.1 pixel otherwise.

There exits another deconvolution algorithm that claims to achieve a high photometric quality, namely, the so-called two-channel Lucy method (Lucy 1994; Hook & Lucy 1994). Like our algorithm, the two-channel Lucy method is based on a decomposition of the deconvolved model into point sources and background.

The main problem with that method is that, contrary to ours, the total PSF is used in the deconvolution, so that the sampling problem is avoided only if each point source is exactly centered on a pixel. To increase the accuracy, the model can use a finer pixel grid than the data. However, in high S/N cases, the model pixels will generally need to be very small if high accuracy is aimed at (which is normally the case in high S/N observations, etc.). As an example, let us recall that the positions derived from our new algorithm for the different images of the Cloverleaf gravitational lens (Fig. 2) are accurate to 0″.01, which is 1/35 of a data pixel. To achieve the same accuracy with the two channel Lucy algorithm would require each original pixel to be divided in ~35 × 35 (~1000) finer pixels. This would rapidly result in huge data frames and computationally intractable problems.

Another weakness of the two-channel Lucy method is that the point source positions have to be supplied by the

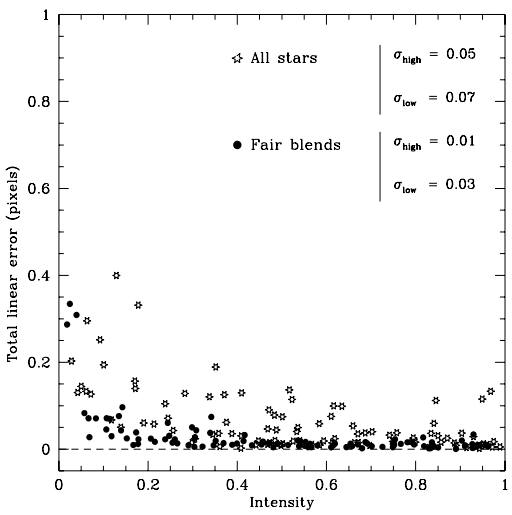

FIG. 8.—Astrometric test performed on the same crowded field as in Fig. 7. The total error in position (expressed in fractions of a pixel) is plotted vs. the total intensity. Open symbols represent heavily blended stars (the distance to the nearest neighbor is smaller than the FWHM), filled symbols correspond to less blended objects.

user and cannot be adjusted by the algorithm. So, no astrometry can be performed, and, moreover, in the case of high S/N data with many point sources, it might require an unreasonably large number of trials for the user to find a fairly good estimate of the source positions.

Finally, let us note that the user has to choose arbitrarily not only the number of iterations of the algorithm but also a scale length for the smoothing of the background component. These choices are generally made by looking at the results. This approach can obviously give nice-looking results, but their scientific soundness may be questioned. On the contrary, the scale length for the smoothing of the background in our method is unambiguously fixed by the PSF $r(x)$ of the deconvolved image.

A comparison of the two-channel Lucy method with our algorithm is illustrated below by an example that is meant not to provide a general comparison between the two methods but only to illustrate some of the points in the preceding discussion.

Figure 9 (Plate 19) shows the deconvolution of simulated data containing three point sources superposed on a background that varies rather fast. The peak S/N of 170 is quite reasonable for modern CCD detectors. In order to obtain a satisfactory result with the two-channel Lucy method, each original pixel was divided into 16 model pixels, and the positions were adjusted iteratively by the user. In contrast, when running our algorithm, we kept the same pixel size as in the data (this is why the results of the two-channel method seem smoother in Fig. 9). The deduced background light distributions are compared in Figure 10 (Plate 20), which also shows the difference between these deduced backgrounds and the known solution, reconvolved to the same resolution of 2 pixels FWHM. It is immediately seen that the residuals are much less important in the case of our method (largest residual = 4.8 σ, as compared with 14 σ with the Lucy method; mean variance = 1.8 σ^2 instead of 15 σ^2). The photometry of the point sources is also more accurate with our method: the mean deviation is 1%, as compared with 7% with the two-channel method.

6. DISCUSSION

We summarize here some of the reasons why classical deconvolution algorithms generally give rather disappointing results and why our method allows to improve the situation.

A major advantage of our method over traditional ones comes from the fact that the deconvolved image never violates the sampling theorem, so that the fastest image variations may be correctly represented, without the introduction of spurious rings, or Gibbs oscillations.

An additional drawback of most traditional deconvolution algorithms lies in their smoothing recipe. For example, in the maximum entropy method, one assumes that the most probable image is a perfectly flat one. However, the most probable astronomical image is *certainly not* a flat one. It would rather look like a dark background with a number of sharp sources. Trying to smooth the sharp sources is undesirable and results in poor performance.

The smoothing function used in the classical maximum entropy method and most of its derivatives is, moreover, a *global* function, i.e., a function linking the value of the intensity in a particular pixel to the values in all other pixels, even very remote ones. Thus, the flux distribution in one part of the image will depend on what is happening in other remote parts (in astronomical images, this often corresponds to quite different parts of the universe). This link is obviously not based on physical grounds and is totally avoided by our smoothing function, which is purely local and linked to the PSF of the deconvolved image.

Another weakness of the most popular of the classical methods (e.g., maximum entropy or Richardson-Lucy) is that the solution depends on the zero point level of the image: this is due to the fact that the positivity constraint is essential for their success. Indeed, this positivity constraint is the main inhibitor of the ringing around point sources: by forbidding the negative lobes, it automatically reduces the positive ones since the mean level must be compatible with the observed data. Adding a constant to the image data results in a strong degradation of the performance of these algorithms (which then depend, e.g., on a precise subtraction of the sky level). On the contrary, our technique is completely independent of an additive constant, and it is reliable enough that the positivity constraint, although it can be used, is not necessary in most cases (it has not been used in any of the examples shown in this paper).

As can be seen from the above examples and from the discussion, our new deconvolution technique is well adapted to the processing of astronomical images. It is however not restricted to that field of imaging and, in fact, should be useful in several other areas where an enhancement of the image resolution is desirable, or where different images of the same object could be optimally combined.

This work has been supported by contracts ARC 94/99-178 "Action de Recherche Concertée de la Communauté Française de Belgique," SC 005 "Service Center and Research Networks," and Pôle d'Attraction Interuniversitaire P4/05 (SSTC, Belgium).

REFERENCES

Busko, I. C. 1994, in The Restoration of HST Images and Spectra-II, ed. R. J. Hanisch & R. L. White (Baltimore: STScI), 279
Enard, D., Maréchal, A., & Espiard, J. 1996, Rep. Prog. Phys. 59, 601
Heydari-Malayeri, M., Magain, P., & Remy, M. 1989, A&A, 222, 41
Hook, R. N., & Lucy, L. 1992, ST-ECF Newsletter, 17, 10
———. 1994, in The Restoration of HST Images and Spectra-II, ed. R. J. Hanisch & R. L. White (Baltimore: STScI), 86
Léna, P. 1996, Astrophysique: Méthodes physiques de l'observation (2d ed.; Paris: CNRS Editions; Observational Astrophysics, trans. A. R. King [English transl. of 1st ed.; Berlin: Springer, 1988])
Lucy, L. 1974, AJ, 79, 745
———. 1991, ST-ECF Newsletter, 16, 6
Lucy, L. 1994, in The Restoration of HST Images and Spectra-II, ed. R. J. Hanisch & R. L. White (Baltimore: STScI), 79
Magain, P., et al. 1988, Nature, 334, 325
Narayan, R., & Nityananda, R. 1986, ARA&A, 24, 127
Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1989, Numerical Recipes (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Richardson, W. H. J. 1972, J. Opt. Soc. Am., 62, 55
Shannon, C. J. 1949, Proc. IRE, 37, 10
Skilling, J., & Bryan, R. K. 1984, MNRAS, 211, 111
Snyder, D. L., Miller, M. I., Thomas, L. J., & Politte, D. G. 1987, IEEE Trans. Medical Imaging, MI-6, 228

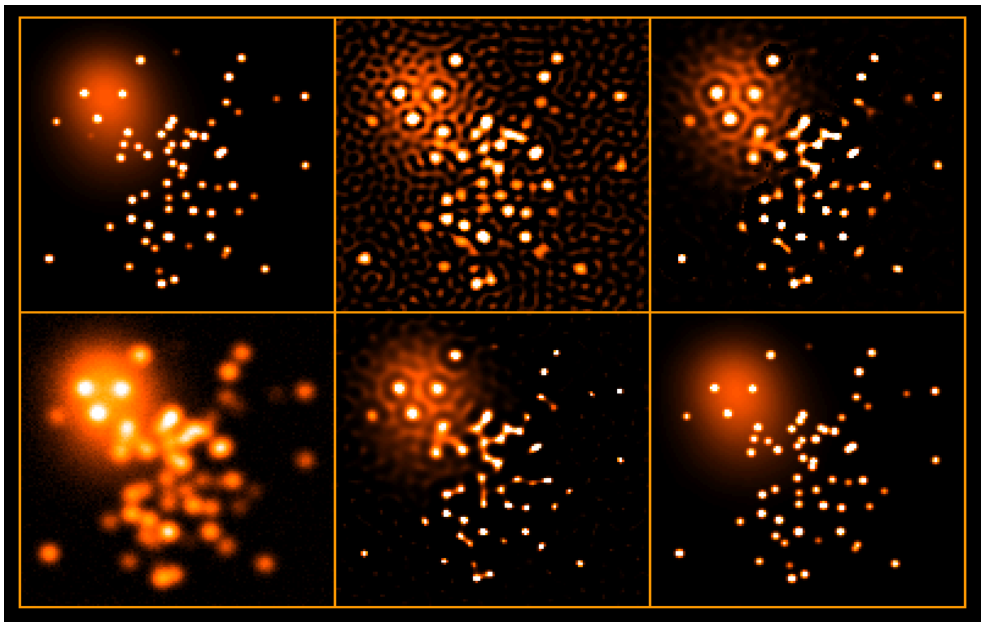

Fig. 1.— (Figure 1 / Plate 14 dans l'article original) Deconvolution of a simulated image of a star cluster partly superimposed on a background galaxy. Top left : true light distribution with 2 pixels FWHM resolution ; bottom left : observed image with 6 pixels FWHM and noise ; top middle : Wiener filter deconvolution of the observed image ; bottom middle : 50 iterations of the accelerated Richardson-Lucy algorithm ; top right : maximum entropy deconvolution ; bottom right : deconvolution with our new algorithm.

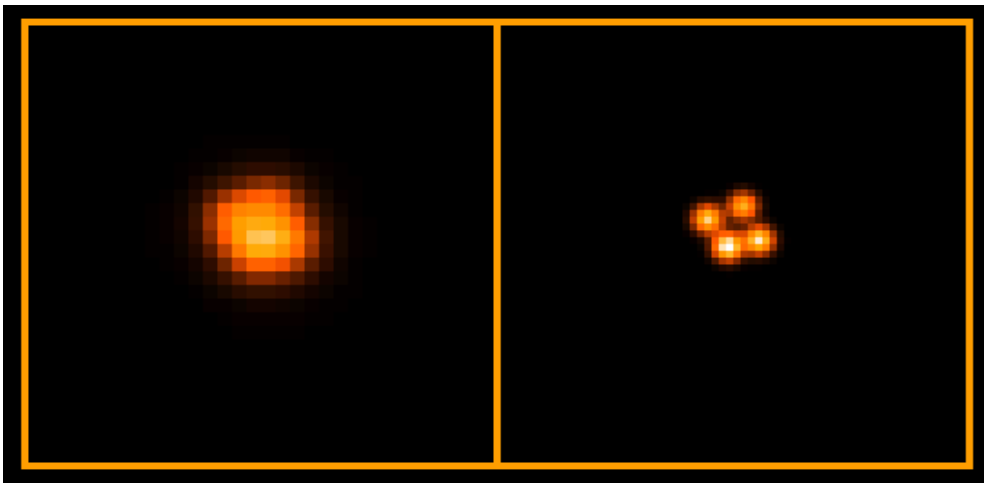

Fig. 2.— (Figure 2 / Plate 15 dans l'article original) Deconvolution of a pre-discovery image of the Cloverleaf gravitational mirage obtained with the ESO/MPI 2.2m telescope at La Silla (Chile). Left : observed image with a FWHM resolution of 1.3 arcsec ; right : our deconvolution with improved sampling and a FWHM resolution of 0.5 arcsec.

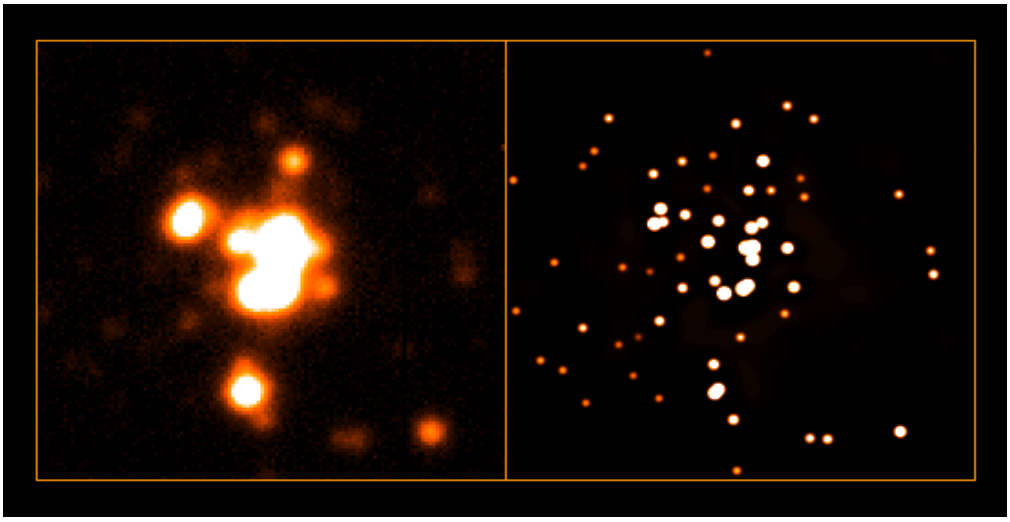

Fig. 3.— (Figure 3 / Plate 16 dans l'article original) Deconvolution of an image of the compact star cluster Sk 157 in the Small Magellanic Cloud. Left : image obtained with the ESO/MPI 2.2m telescope at La Silla (1.1 arcsec FWHM); right : deconvolution with our algorithm (0.26 arcsec FWHM).

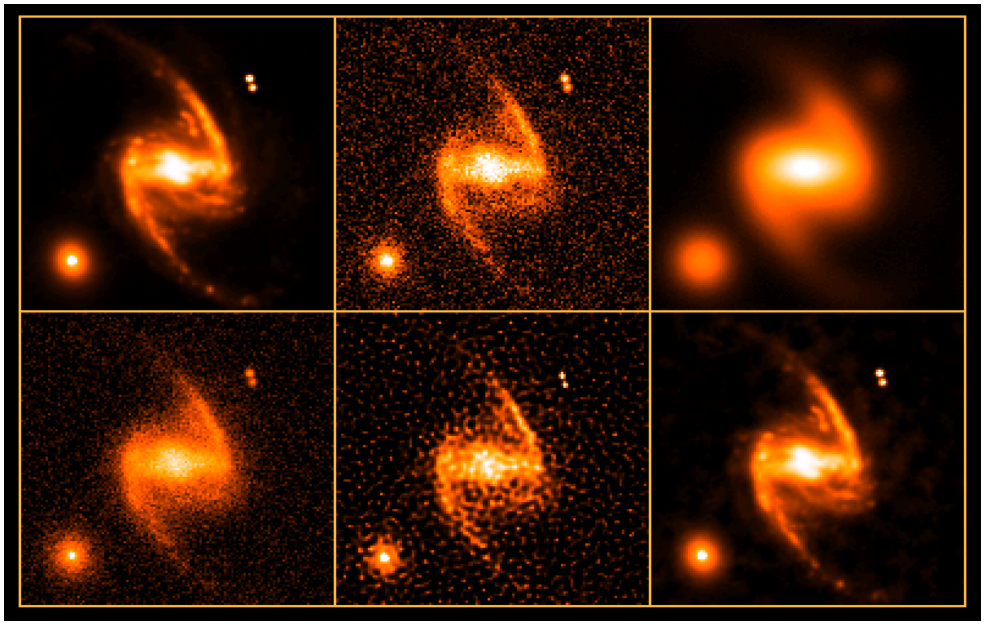

Fig. 4.— (Figure 4 / Plate 17 dans l'article original) Simultaneous deconvolution of simulated images. Top left : true light distribution with 2 pixels FWHM resolution ; top middle : image obtained with a space telescope ; top right : image obtained with a large ground-based telescope ; bottom left : sum of the two images ; bottom middle : simultaneous deconvolution with Lucy's algorithm ; bottom right : simultaneous deconvolution with our new algorithm.

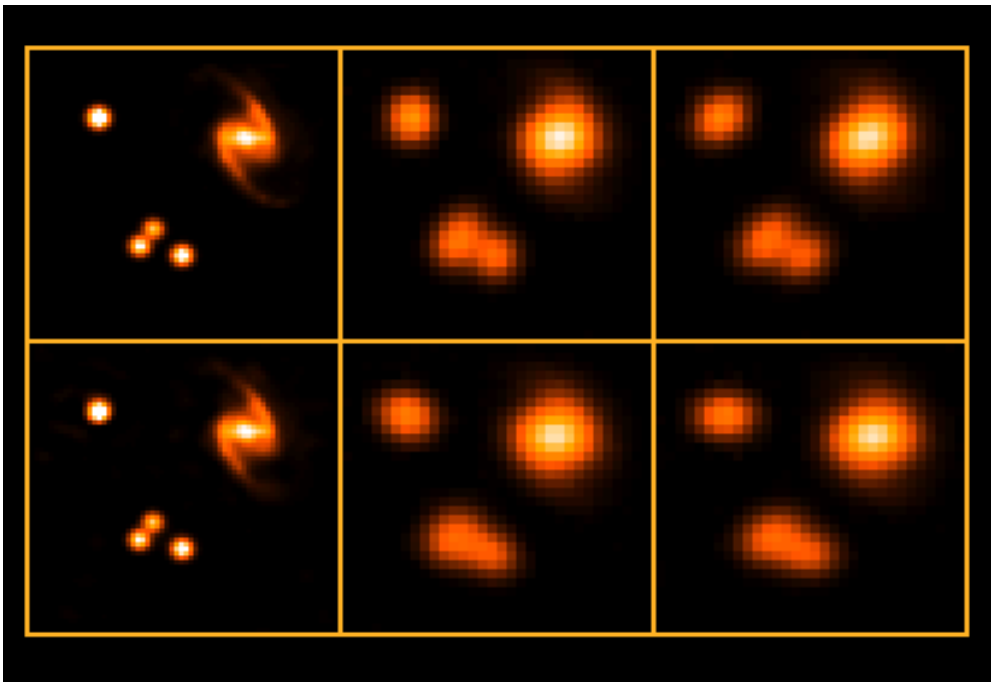

Fig. 5.— (Figure 5 / Plate 18 dans l'article original) Simultaneous deconvolution of 4 simulated adaptive-optics-like images. Top left : true light distribution with 2 pixels FWHM resolution ; middle and right : 4 images obtained with the same instrument but in varying atmospheric conditions ; bottom left : simultaneous deconvolution with our new algorithm.

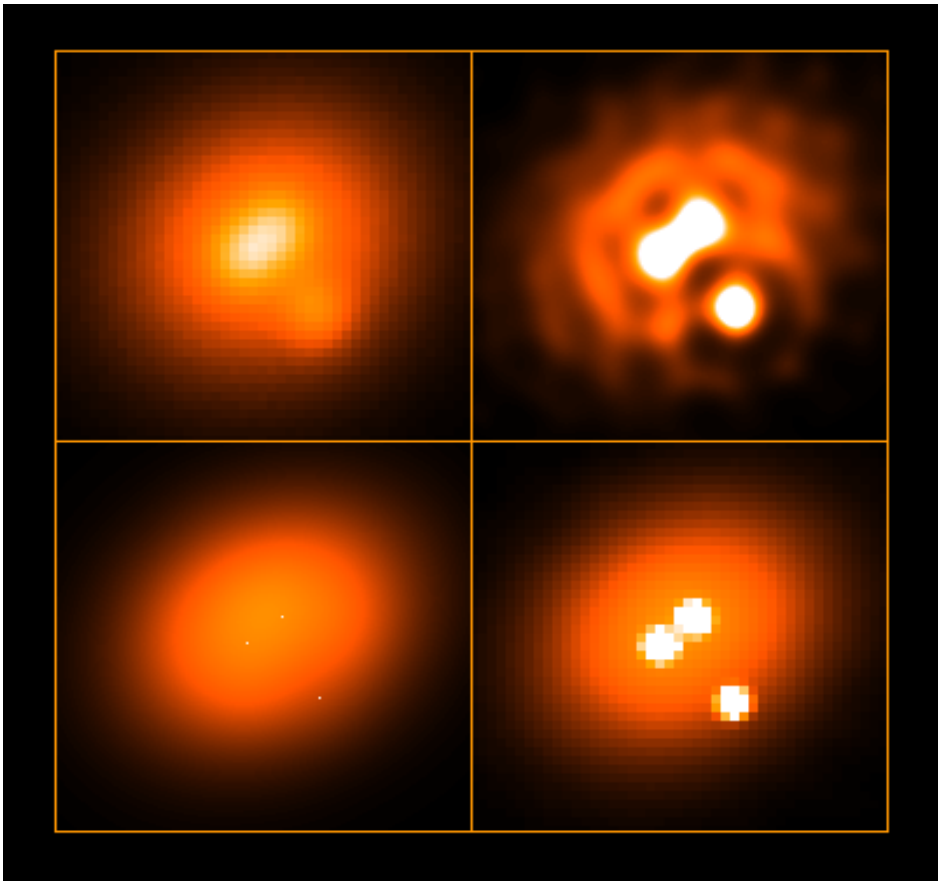

Fig. 9.— (Figure 9 / Plate 19 dans l'article original) Deconvolution of an image containing 3 points sources superimposed on a variable background. Top left : observed image; top right : deconvolution with 50 iterations of the accelerated Richardson-Lucy algorithm; bottom left : deconvolution with 1000 iterations of the two-channel Lucy method; bottom right : deconvolution with our algorithm.

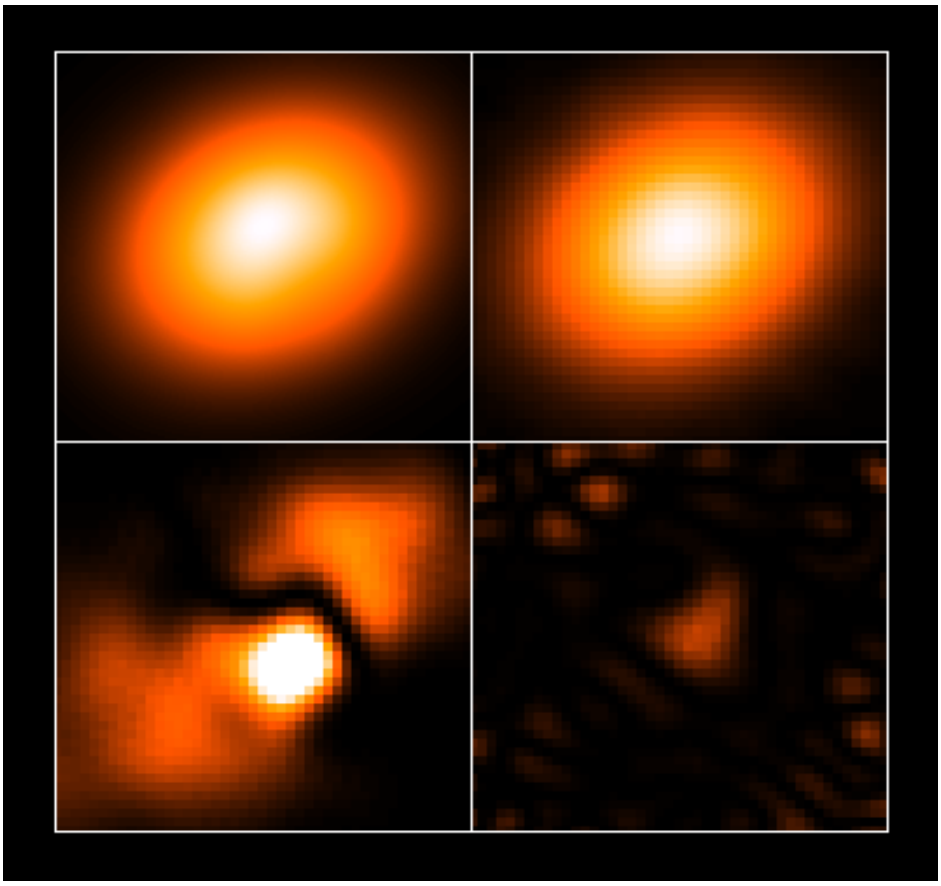

Fig. 10.— (Figure 10 / Plate 20 dans l'article original) Comparison of the background light distributions deduced from the deconvolution of the image in Fig. 9, using the two-channel Lucy method (top left) and our method (top right). The bottom panels show the square of the difference between the deduced background (reconvolved to the same 2 pixels resolution when necessary) and the exact solution, with the two-channel Lucy method (left) and with our algorithm (right).

Chapitre 4

Calcul de la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$

Une nouvelle méthode de déconvolution d'images vient d'être décrite. La mise en œuvre de cette méthode nécessite une bonne connaissance de la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$. Il est donc nécessaire d'apporter un soin tout particulier à sa construction. Une partie non négligeable de ce travail de thèse a donc été consacrée à la conception et à l'implémentation d'un algorithme produisant des PSFs de haute qualité.

4.1 Modélisation du profil $\mathcal{S}(\vec{x})$

Trois échelles caractéristiques, chacune reliée à une réponse impulsionnelle particulière, $\mathcal{T}(\vec{x})$, $\mathcal{S}(\vec{x})$ et $\mathcal{R}(\vec{x})$, ont été introduites au chapitre 3. Ces trois profils sont reliés par l'équation:

$$\mathcal{T}(\vec{x}) = \mathcal{S}(\vec{x}) * \mathcal{R}(\vec{x}), \tag{4.1}$$

que nous nous proposons de résoudre dans le présent chapitre pour calculer la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ à utiliser dans notre algorithme de déconvolution.

Puisque la réponse instrumentale $\mathcal{T}(\vec{x})$ est la convolution de $\mathcal{S}(\vec{x})$ par $\mathcal{R}(\vec{x})$, $\mathcal{S}(\vec{x})$ s'obtient par déconvolution de $\mathcal{T}(\vec{x})$ par le profil $\mathcal{R}(\vec{x})$ choisi pour représenter une source ponctuelle dans l'image déconvoluée.

Pour un télescope au sol, l'image d'une source ponctuelle est assez bien représentée par un profil de Moffat (Moffat, 1969). Cependant, l'accord n'est jamais parfait entre ce profil analytique et la forme réelle de l'image d'une étoile au foyer du télescope, surtout dans des images à haut rapport signal-sur-bruit. Un bonne représentation du profil instrumental peut donc s'écrire sous forme d'un profil analytique de Moffat auquel est ajoutée une image numérique contenant les déviations du profil de Moffat par rapport au profil réel de la réponse intrumentale. Ainsi on peut exprimer la réponse instrumentale $\mathcal{T}(\vec{x})$ sous la forme:

$$\mathcal{T}(\vec{x}) = \mathcal{M}(\vec{x}) + \mathcal{F}(\vec{x}), \tag{4.2}$$

où $\mathcal{M}(\vec{x})$ est le profil de Moffat auquel s'ajoute un fond numérique $\mathcal{F}(\vec{x})$.

L'équation (4.2) peut aussi être utilisée pour décrire le profil $\mathcal{S}(\vec{x})$. En effet, $\mathcal{S}(\vec{x})$ et $\mathcal{T}(\vec{x})$ ont essentiellement le même aspect, de telle sorte que la décomposition (4.2) s'applique à $\mathcal{S}(\vec{x})$ de la même façon qu'à $\mathcal{T}(\vec{x})$:

$$\mathcal{S}(\vec{x}) = \mathcal{M}(\vec{x}) + \mathcal{F}(\vec{x}), \tag{4.3}$$

Cette décomposition permet de modéliser analytiquement les variations spatiales du profil $\mathcal{S}(\vec{x})$, trop proches de celles du profil $\mathcal{R}(\vec{x})$. Elle est l'analogue de la décomposition utilisée pour l'algorithme MCS, mais tranposée au problème de la déconvolution de $\mathcal{T}(\vec{x})$ par $\mathcal{S}(\vec{x})$. On évite ainsi l'apparition d'éventuelles oscillations de Gibbs.

La PSF instrumentale n'étant pas toujours à symétrie de révolution autour de l'axe passant par son centre, une asymétrie doit être introduite dans le profil de Moffat. Ainsi, il s'écrit:

$$\mathcal{M}(x,y) = a\left[1 + b_1(x-c_1)^2 + b_2(y-c_2)^2 + b_3(x-c_1)(y-c_2)\right]^{-\beta} \tag{4.4}$$

L'intensité du profil de Moffat centré en (c_1, c_2) est a, sa largeur et son orientation sont données par les paramètres b_1, b_2, et b_3. L'exposant β détermine l'étendue des ailes de $\mathcal{M}(\vec{x})$. Dans la suite, les équations seront présentées à une dimension, l'équation (4.4) n'ayant été introduite ici que pour insister sur le fait qu'une PSF n'est pas toujours symétrique et que nous en tenons compte dans la construction du profil $\mathcal{S}(\vec{x})$.

4.2 Algorithme de construction de $\mathcal{S}(\vec{x})$

De la même façon qu'il est possible de déconvoluer des données $\mathcal{D}(\vec{x})$ par le profil $S(\vec{x})$, il est aussi possible de déconvoluer l'image d'une étoile $\mathcal{T}(\vec{x})$ par $\mathcal{R}(\vec{x})$ afin de construire la fonction $\mathcal{S}(\vec{x})$. Ainsi, l'algorithme de construction de la PSF à employer pour utiliser l'algorithme MCS est très similaire à l'algorithme de déconvolution lui-même. Il suffit pour cela de modifier la fonction à minimiser $\mathcal{C}$ du chapitre précédent pour obtenir la nouvelle fonction $\mathcal{C}_{\mathcal{S}}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_{\mathcal{S}} &= \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda}{\sigma_i^2} \left[\mathcal{R}(\vec{x}) * (\mathcal{M}(\vec{x}) + \mathcal{F}(\vec{x})) - \mathcal{T}(\vec{x})\right]_i^2 \\ &+ \sum_{i=1}^{N} \left[\mathcal{F}(\vec{x}) - \mathcal{W}(\vec{x}) * \mathcal{F}(\vec{x})\right]_i^2 \end{aligned} \tag{4.5}$$

ou encore,

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_{\mathcal{S}} &= \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij}(m(\vec{x}-c) + f(\vec{x}-c))_j - t_i\right]^2 \\ &+ \sum_{i=1}^{N} \left[f_i - \sum_{j=1}^{N} w_{ij} f_j\right]^2 \end{aligned} \tag{4.6}$$

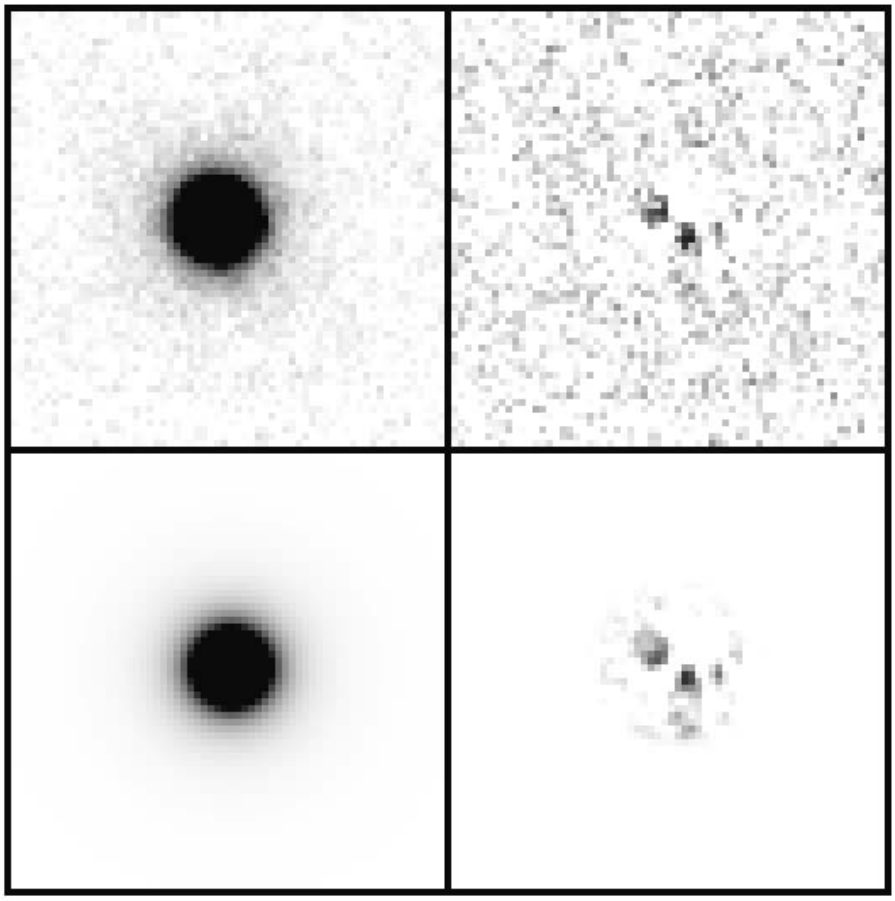

Figure 4.1: Exemple de décomposition de la PSF instrumentale en un profil de Moffat et une image numérique de résidus. *En haut*: Morceau d'une image CCD montrant une étoile $\mathcal{T}(\vec{x})$ et les résidus $\mathcal{K}(\vec{x})$ obtenus après ajustement et soustraction du profil de Moffat reconvolué par $\mathcal{R}(\vec{x})$. *En bas*: Le profil de Moffat $\mathcal{M}(\vec{x})$ et les résidus $\mathcal{F}(\vec{x})$ à lui ajouter pour obtenir le profil $\mathcal{S}(\vec{x})$.

Les paramètres à modifier au cours du processus de minimisation de $\mathcal{C}_{\mathcal{S}}$ sont le centre et l'intensité du profil de Moffat ainsi que tous les pixels f_i de l'image numérique $\mathcal{F}(\vec{x})$. Le terme de lissage choisi ici est très similaire à celui de l'algorithme MCS. Cependant, l'échelle de longueur sur laquelle il doit s'appliquer est moins bien définie que dans l'algorithme de déconvolution. Dans ce dernier, toute fréquence spatiale plus élevée que celles contenues dans le profil $\mathcal{R}(\vec{x})$ devait être éliminée. Ici le profil $\mathcal{S}(\vec{x})$ peut *a priori* contenir n'importe quelle fréquence. Nous avons donc introduit une longueur d'échelle arbitraire et fixée par $\mathcal{W}(\vec{x})$ dans notre terme de lissage. En pratique, $\mathcal{W}(\vec{x})$ est pris égal à $\mathcal{R}(\vec{x})$. En effet, si une image déconvoluée ne peut contenir de fréquences plus élevées que $\mathcal{R}(\vec{x})$, la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ ayant servi à la produire, non plus.

En pratique, la minimisation de l'équation (4.6) par un algorithme du type de celui des gradients conjugués pose souvent problème. En effet, la modification d'un paramètre

du profil de Moffat n'a pas du tout le même effet sur la fonction $\mathcal{C}_{\mathcal{S}}$ que la modification d'un pixel de l'image $\mathcal{F}(\vec{x})$. Ainsi, on rencontre dans de nombreux cas des problèmes de convergence. La minimisation de $\mathcal{C}_{\mathcal{S}}$ se fait donc en deux étapes. Une première étape consiste à trouver le profil de Moffat qui, une fois reconvolué par $\mathcal{R}(\vec{x})$, représente au mieux le profil instrumental $\mathcal{T}(\vec{x})$. Cette première étape est effectuée en minimisant la fonction $\mathcal{C}_1$:

$$\mathcal{C}_1 = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} m(\vec{x} - \vec{c})_j - t_i \right]^2 , \tag{4.7}$$

qui conduit à des résidus que nous appelerons $\mathcal{K}(\vec{x})$ et qui sont modélisés en minimisant une deuxième fonction, notée $\mathcal{C}_2$:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_2 &= \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} f_j - \kappa_i \right]^2 \\ &+ \sum_{i=1}^{N} \left[f_i - \sum_{j=1}^{N} r_{ij} f_j \right]^2 \end{aligned} \tag{4.8}$$

La figure 4.1 résume les deux étapes du procédé. Un profil de Moffat (convolué par $\mathcal{R}(\vec{x})$) est ajusté sur une étoile présente dans l'image à traiter, et en est soustrait (en haut). En bas, les résidus ainsi obtenus sont déconvolués par $\mathcal{R}(\vec{x})$ selon l'équation (4.8). Il faudra les ajouter au profil de Moffat précédemment ajusté pour obtenir la PSF finale $\mathcal{S}(\vec{x})$.

4.3 Suréchantillonnage de $\mathcal{S}(\vec{x})$

Il a été vu au chapitre précédent que la déconvolution simultanée de plusieurs images d'un même objet était préférable à la déconvolution de leur moyenne, en vue d'améliorer l'échantillonnage de l'image finale. Ce type de traitement ne peut se faire que si plusieurs images décalées du même champ ont pu être obtenues, mais aussi si la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ de chaque image est elle-même sur-échantillonnée.

Si calculer $\mathcal{S}(\vec{x})$ sur la même grille de pixels que les données originales peut se faire par déconvolution d'une étoile par le profil $\mathcal{R}(\vec{x})$, il suffit pour obtenir une version sur-échantillonnée de $\mathcal{S}(\vec{x})$, de procéder comme dans l'algorithme de déconvolution lui-même. Alors que plusieurs images décalées du même objet étaient utilisées dans la déconvolution simultanée d'images, plusieurs étoiles placées en différents endroits d'une même image peuvent être déconvoluées simultanément par $\mathcal{R}(\vec{x})$ et être combinées en un profil unique $\mathcal{S}(\vec{x})$ sur-échantillonné. On construit alors deux nouvelles fonctions $\mathcal{C}_1'$ et $\mathcal{C}_2'$ à partir de n images stellaires t_n:

$$\mathcal{C}_1' = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{1,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} m(\vec{x} - \vec{c} + \vec{\delta_1})_j - t_{1,i} \right]^2 \rightarrow \textit{Etoile } 1$$

$$
\begin{aligned}
&+ \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{2,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} m(\vec{x} - \vec{c} + \vec{\delta_2})_j - t_{2,i} \right]^2 \rightarrow \textit{Etoile } 2 \\
&\vdots \qquad\qquad\qquad \vdots \\
&+ \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{n,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} m(\vec{x} - \vec{c} + \vec{\delta_n})_j - t_{n,i} \right]^2 \rightarrow \textit{Etoile } n
\end{aligned} \tag{4.9}
$$

dont le résultat est l'ajustement optimal d'un profil de Moffat unique sur une série de n étoiles choisies dans l'image à déconvoluer. La fonction $\mathcal{C}_2'$ permet ensuite d'ajuster une image numérique unique et sur-échantillonnée sur les n résidus $\mathcal{K}(\vec{x})$ obtenus par minimisation de $\mathcal{C}_1'$:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{C}_2' \;=\; & \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda_{1,i}}{\sigma_{1,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} f_j - \kappa_{1,i} \right]^2 \rightarrow \textit{Residus } 1 \\
+ & \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda_{2,i}}{\sigma_{2,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} f_j - \kappa_{2,i} \right]^2 \rightarrow \textit{Residus } 2 \\
& \vdots \qquad\qquad\qquad \vdots \\
+ & \sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda_{n,i}}{\sigma_{n,i}^2} \left[\sum_{j=1}^{N} r_{ij} f_j - \kappa_{n,i} \right]^2 \rightarrow \textit{Residus } n \\
+ & \sum_{i=1}^{N} \left[f_i - \sum_{j=1}^{N} r_{ij} f_j \right]^2 \rightarrow \textit{Lissage}
\end{aligned} \tag{4.10}
$$

La figure 4.2 illustre le résultat de la minimisation de $\mathcal{C}_1'$ dans un cas où trois étoiles sont utilisées pour créer une PSF sur-échantillonnée. Les trois étoiles ont toutes été extraites d'une même image prise avec le télescope nordique de 2.56m basé à la Palma ("Nordic Optical Telescope": NOT). Comme les étoiles sont situées en des endroits différents du détecteur CCD, les décalages $\vec{\delta_i}$ ont été introduits dans le calcul de $\mathcal{C}_1'$. Ce sont ces décalages qui, comme dans la déconvolution simultanée d'images, permettent le sur-échantillonnage du résultat final. On remarque dans la figure 4.2 que si les trois étoiles ne sont pas centrées au centre de chaque image (à droite dans la figure), les trois résidus montrés à gauche ($\mathcal{K}$) sont calculés dans un unique système de coordonnée afin d'être utilisés dans l'équation (4.10).

La figure 4.2 permet de noter deux points importants pour le calcul d'une PSF de qualité. Premièrement, l'utilisation simultanée de plusieurs étoiles permet de quantifier d'eventuelles variations de PSF dans le champ observé. Si la PSF est stable, tous les résidus $\mathcal{K}$ doivent avoir le même aspect, au bruit de photons près. Dans le cas des images prises au NOT, la stabilité de la PSF est excellente. Ici, les trois étoiles montrent des résidus identiques, à un détail près: la troisième étoile, en bas de la figure, est perturbée par une source faible et étendue (tache sombre) pouvant dégrader le résultat final. C'est

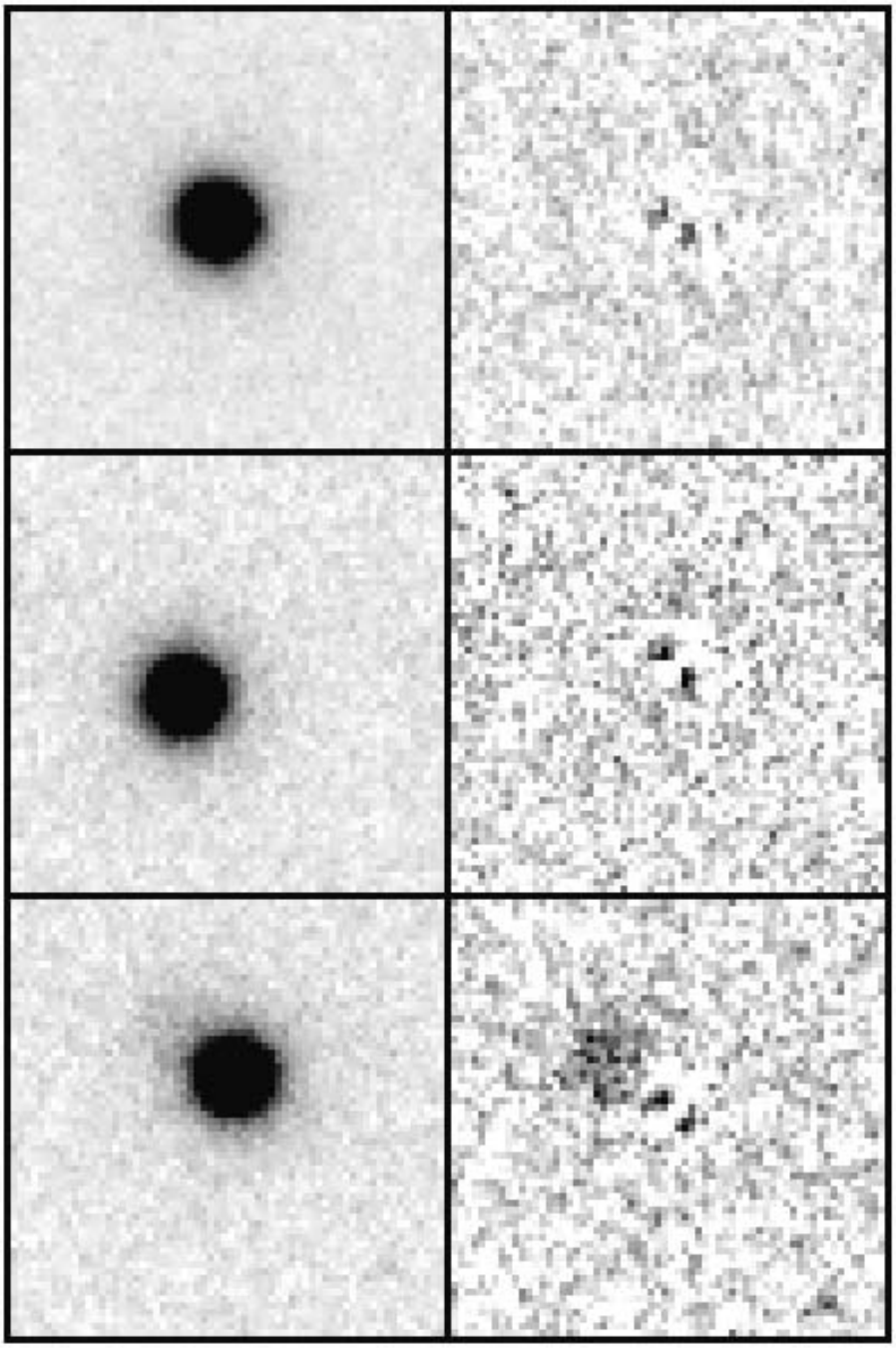

Figure 4.2: *A gauche*: Trois étoiles ont été extraites d'une image astronomique. *A droite*: Soustraction d'un profil de Moffat convolué par $\mathcal{R}(\vec{x})$ produisant les images de résidus $\mathcal{K}$. Ces résidus sont tous remis dans le même système de coordonnée de façon pour pouvoir être modélisés dans une étape ultérieure. Noter la présence d'un objet faible contaminant l'etoile du bas de la figure. L'utilisation simultanée de plusieurs étoiles permet de s'affranchir de cette contamination sans être obligé d'éliminer cruement l'étoile incriminée.

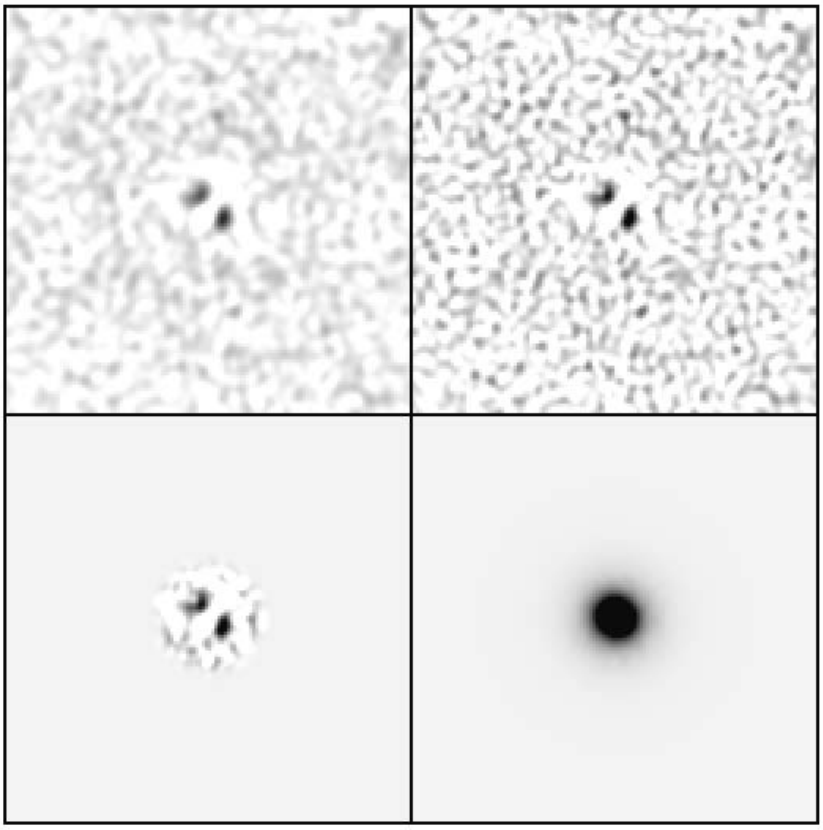

Figure 4.3: Calcul des résidus $\mathcal{F}(\vec{x})$ sur-échantillonnés à partir des trois étoiles de la figure 4.2. *En haut à gauche*: Image des résidus combinés, reconvoluée par $\mathcal{R}(\vec{x})$. Cette image est utilisée pour verifier la qualité du résultat (voir texte). *En haut à droite*: les résidus calculés par minimisation de $\mathcal{C}_2'$. Ces résidus sont masqués sur une longueur d'échelle de l'ordre de celle de la PSF instrumentale (en bas à gauche) afin d'éliminer le plus possible de bruit dans le fond ciel. *En bas à droite*: PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ finale incluant le profil de Moffat et l'image des résidus présentée en bas à gauche.

là qu'intervient un deuxième avantage de notre algorithme de construction de PSF: la possibilité de ne pas prendre en compte les zones de mauvaise qualité dans l'une ou plusieurs des étoiles utilisées. Il suffit pour cela d'attribuer une valeur arbitrairement grande à l'estimation du bruit (image $\sigma_{n,i}$) dans la(les) zone(s) affectée(s) par le(s) défaut(s) de l'étoile "défectueuse" . Ainsi, seules les parties d'image non perturbées par divers défauts, contribuent à la construction de la PSF finale.

La figure 4.3 montre comment les n résidus (ici, calculés sur les trois étoiles de la figure 4.2) obtenus par minimisation de $\mathcal{C}_1'$ sont combinés en une image unique à ajouter à $\mathcal{M}(\vec{x})$. Les deux images du haut de la figure sont le résultat de la procédure de minimisation de $\mathcal{C}_2'$: (1) les résidus $\mathcal{F}(\vec{x})$ reconvolués par $\mathcal{R}(\vec{x})$ et (2) les résidus $\mathcal{F}(\vec{x})$ eux mêmes. Si la minimisation de $\mathcal{C}_2'$ à été correctement effectuée, la première image doit être semblable à chacune des n images $\mathcal{K}(\vec{x})$ utilisées, ce qui permet de juger de la qualité du résultat. En particulier il est ainsi possible de choisir objectivement l'intensité du lissage modulé par les

paramètres de Lagrange $\lambda_{n,i}$ dans l'équation (4.10). L'image de résidu est ensuite masquée sur une échelle de longueur de l'ordre celle de la PSF instrumentale (en bas à gauche) de façon à supprimer le plus possible de bruit dans le fond de ciel de l'image. Il ne reste alors qu'à l'ajouter au profil $\mathcal{M}(\vec{x})$ pour obtenir une PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ directement utilisable dans l'algorithme présenté au chapitre 3. On notera que l'effet de la galaxie faible contaminant la troisième étoile utilisée a pu être totalement annulé.

Pour résumer, une version modifiée de notre algorithme de déconvolution a été implémentée en vue de calculer la PSF à utiliser dans l'algorithme MCS. Cet algorithme permet de:

1. générer des PSFs de résolution choisie par l'utilisateur.

2. combiner en une seule image l'information présente dans plusieurs profils stellaires, produisant ainsi des PSFs de haut rapport signal sur bruit

3. calculer des PSFs sur-échantillonnées en vue de déconvoluer simultanément plusieurs images d'un même objet et sur-échantillonner l'image déconvoluée finale.

4. tirer parti du terme d'ajustement des fonctions $\mathcal{C}_1'$ et $\mathcal{C}_2'$ pour annuler les effets d'une éventuelle contamination lumineuse d'une ou plusieurs étoiles impliquées dans le calcul de la PSF. Cette possibilité est particulièrement appréciable dans les cas ou peu où pas d'étoiles isolées sont disponibles dans l'image à traiter, par exemple dans des images d'amas globulaires ou d'objets proches du plan galactique.

5. vérifier la stabilité de réponse instrumentale dans les données après minimisation de $\mathcal{C}_1'$, à condition que plusieurs étoiles soient disponibles en différents endroits du détecteur.

On notera pour finir que la contrainte de positivité n'est aucunement mise en œuvre dans notre algorithme de construction de PSF. Ainsi, les ailes faibles de la PSF instrumentale, et donc aussi celles de la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$, ne sont pas altérées par une mise à zéro arbitraire des pixels négatifs dans les images stellaires utilisées.

Chapitre 5

Un pas plus loin: déconvolution spatiale de spectres

Si la déconvolution est souvent capitale pour interpréter des images astronomiques, elle peut l'être tout autant pour analyser des spectres. En effet, tout comme dans le cas des images, les spectres astronomiques de plusieurs objets angulairement proches les uns des autres sont fortement perturbés par contamination lumineuse mutuelle. Nous proposons dans ce chapitre un algorithme original de déconvolution de spectres. Il est basé sur les principes exposés aux chapitres précédents et s'avère très prometteur bien qu'il n'ait pas encore été testé sur des données réelles.

5.1 Spectres astronomiques

Tout comme l'imagerie, la spectroscopie astronomique moderne met en œuvre des détecteurs CCDs. Les spectres sont obtenus au cours de longues poses pendant lesquelles la turbulence atmosphérique agit comme en imagerie. Les données obtenues présentent une dimension spectrale le long de laquelle est dispersée la lumière, et une dimension spatiale dont les propriétés géométriques sont similaires à celles des images directes. Le but de l'algorithme proposé ici est de déconvoluer les spectres uniquement dans leur dimension spatiale.

En spectroscopie, deux effets additionnels viennent perturber les données, en plus de la turbulence atmosphérique: (1) la réfraction atmosphérique et (2) un éventuel mauvais alignement de la fente du spectrographe et de l'élément dispersif (prisme, réseau) par rapport aux colonnes/lignes du CCD. Il est important de tenir compte de ces effets si l'on souhaite atteindre un niveau de précison proche de celui autorisé par le bruit de photons dans les données. Il faut donc pouvoir les décrire et les prendre en compte dans tout traitement de données de haute qualité.

Les schémas de la figure 5.1 résument les différentes détériorations subies par un spectre et montrent comment un spectre idéal est dégradé pour donner le spectre observé. Si les observations étaient parfaites, à la turbulence atmosphérique près, elles consisteraient en un spectre parfaitement perpendiculaire à la fente du spectrographe, elle même parfaitement parallèle à l'une des dimensions du détecteur (cas de figure (a)). En pratique, la fente du spectrographe n'est pas exactement alignée avec les lignes ou colonnes du CCD.

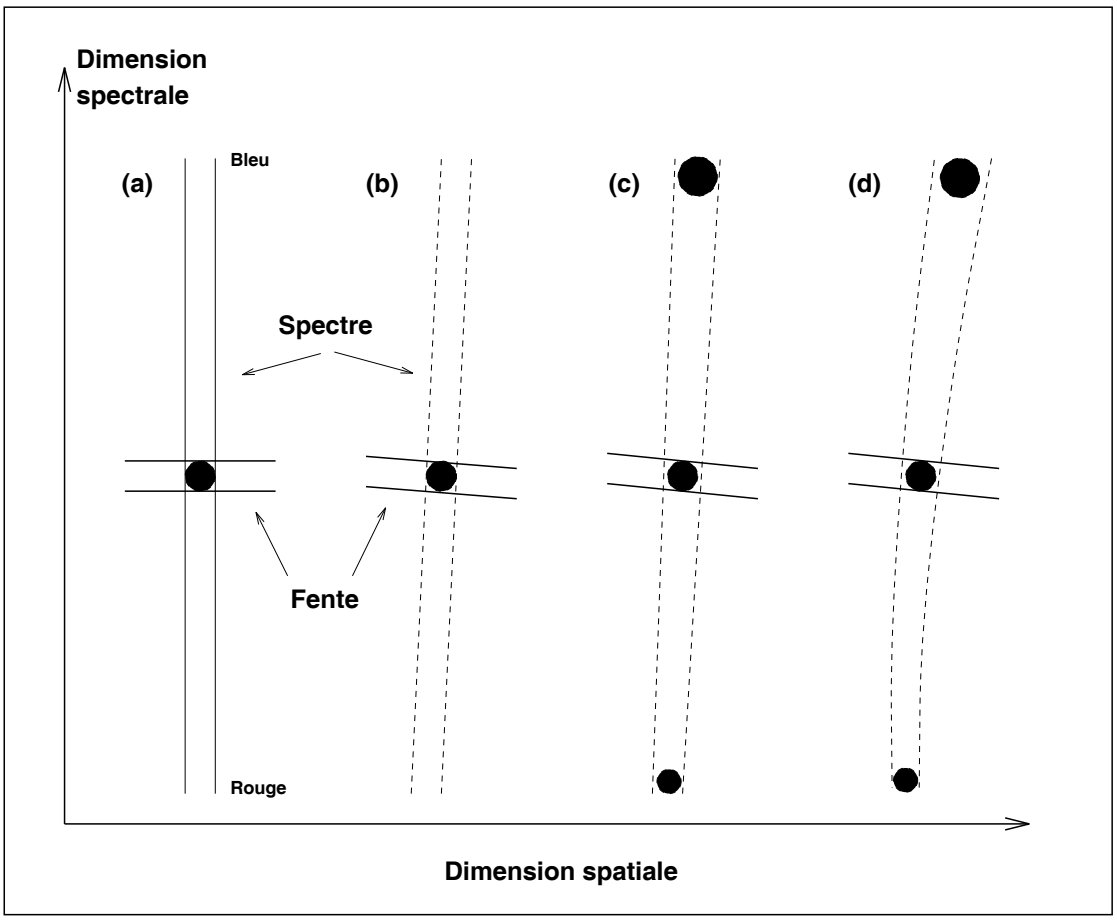

Figure 5.1: Formation d'un spectre sur un détecteur CCD. Le point noir symbolise l'image de l'objet étudié. Le cas (a) montre un spectre "idéal", (b) montre un mauvais alignement du spectrographe par rapport au CCD. Les cas (c) et (d) montrent l'effet du seeing se dégradant du rouge vers le bleu ainsi que la courbure du spectre introduite par la réfraction atmosphérique.

On se trouve alors dans le cas de figure (b). Par ailleurs, l'amplitude de la turbulence atmosphérique est fonction de la longueur d'onde d'observation. De ce fait, le spectre n'a pas une largeur constante sur toute sa longueur, il est plus large (ou plus brouillé) dans le bleu que dans le rouge (cas de figure (c)). Pour finir, le spectre n'est pas rectiligne, mais courbé par la réfraction atmosphérique (cas (d)). En effet, l'atmosphère agissant comme un prisme, tout rayon lumineux la traversant est réfracté d'un angle d'autant plus grand que sa longueur d'onde est courte. Ainsi, les images d'un objet à différentes longueurs d'onde ne sont pas observées en un point unique du ciel mais sont légèrement décalées les unes par rapport aux autres. Cet effet est continu (et d'intensité croissante) du rouge vers le bleu et a pour conséquence de courber le spectre observé.

Les effets mentionnés ci dessus sont de l'ordre du dixième de seconde d'arc, ou encore, de l'ordre de la taille de pixel des CCD le plus souvent utilisés. Il faudra donc toujours considérer un spectre avec sa courbure et sans jamais négliger un mauvais alignement

éventuel du spectre par rapport au détecteur.

5.2 Algorithme de déconvolution

L'approche du problème, bien que très similaire à celle adoptée en imagerie, comporte plusieurs différences majeures. La plus importante d'entre elles vient directement de la variation du seeing avec la longueur d'onde. Il ne faut donc pas connaître une PSF unique pour déconvoluer un spectre, mais autant de PSFs qu'il y a d'éléments de résolution spectrale. Un spectre à deux dimensions est donc à traiter comme une succession d'images quasi-monochromatiques ayant chacune sa PSF.

Dans la suite, nous considérerons des spectres ayant M éléments de résolution et dont la longueur (spatiale) est de N pixels. Par convention, nous prendrons les lignes du détecteur comme dimension spatiale des données alors que les colonnes représenteront la dimension spectrale. Les spectres à traiter devront être préalablement réduits, la réduction des données comprenant un "flat-field" et une soustraction du spectre du fond de ciel.

Tout comme dans le cas de la déconvolution d'images, toute information *a priori* sur la forme du spectre peut être mise à profit afin d'obtenir le meilleur résultat possible. L'une de ces connaissances *a priori* est la décomposition de l'image (ici les lignes du spectres à deux dimensions) en somme de source ponctuelles de forme connue, plus fond diffus. Cette décomposition, déjà utilisée dans l'équation (3.2) s'écrit de manière identique dans le contexte de notre nouveau problème:

$$\mathcal{F}(\vec{x}) = \mathcal{H}(\vec{x}) + \sum_{k=1}^{N_*} a_k \mathcal{R}(\vec{x} - c_k). \tag{5.1}$$

Cependant, les images $\mathcal{F}(\vec{x})$ (image déconvoluée), $\mathcal{H}(\vec{x})$ (fond diffus) et $\mathcal{R}(\vec{x})$ (sources ponctuelles) sont maintenant à une dimension, non plus afin de simplifier les équations mais parce que l'on considère qu'une ligne du spectre. Les N_* sources ponctuelles présentes dans le spectre sont centrées en c_k. Tout comme en imagerie, il est hors de question de violer le théorème de l'échantillonnage lors du processus de déconvolution. On ne cherchera donc pas à atteindre une résolution infinie, mais une résolution améliorée. La largeur du profil $\mathcal{R}(\vec{x})$ et le pas d'échantillonnage *choisis* pour représenter le spectre déconvolué doivent être adaptés aux fréquences spatiales obtenues après déconvolution. Pour cela, la PSF à utiliser est plus étroite que la PSF observée. Son calcul fait l'objet de la section suivante. Nous noterons cette PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$, comme au chapitre 3. L'algorithme que nous proposons consiste à minimiser le χ^2 suivant:

$$\mathcal{C}_{\chi^2} = \sum_{j=1}^{M}\sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\sigma_{i,j}^2} \left[\mathcal{S}_j(\vec{x}) * \left(\mathcal{H}_j(\vec{x}) + \sum_{k=1}^{N_*} a_{k,j}\, \mathcal{R}(\vec{x} - \vec{c}_{k,j}) \right) - \mathcal{D}_j(\vec{x}) \right]_i^2 \tag{5.2}$$

On a une PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ et un fond diffus $\mathcal{H}(\vec{x})$ par élément de résolution spectrale. On note cependant qu'il n'y a qu'un seul profil $\mathcal{R}(\vec{x})$ pour toutes les longueurs d'onde considérées, puisque ce dernier est *connu a priori*. Il peut donc être représenté comme le souhaite l'utilisateur tant qu'il reste dans les limites imposées par le théorème de l'échantillonnage.

Enfin, le centre d'une même source ponctuelle (position de la source ponctuelle sur une ligne donnée) peut être différent dans chaque ligne du spectre. Les déformations du spectre introduites par la réfraction atmosphérique et le mauvais alignement éventuel de la fente du spectrographe par rapport au CCD sont ainsi naturellement prises en compte.

Lissage

Le choix du pas d'échantillonnage pour représenter les images déconvoluées ainsi que celui de la largeur du profil $\mathcal{R}(\vec{x})$ assurent naturellement qu'aucune source ponctuelle ne viole le théorème de l'échantillonnage. Afin de contraindre le fond diffus à se comporter de la même façon, le même lissage que dans le cas de l'imagerie lui est appliqué. Ce lissage est assuré par minimisation du terme:

$$\mathcal{L}_1 = \sum_{j=1}^{M}\sum_{i=1}^{N}\left[\mathcal{H}_j(\vec{x}) - \mathcal{R}(\vec{x}) * \mathcal{H}_j(\vec{x})\right]_i^2 \tag{5.3}$$

Le terme de lissage ci dessus est pleinement justifié puisqu'il est fondé sur la connaissance *a priori* qu'aucun détail dans l'image déconvoluée ne peut montrer de variations spatiales plus élevées que celles contenues dans le profil $\mathcal{R}(\vec{x})$.

Dans le cas d'un spectre, nous pouvons tirer parti d'une deuxième connaissance *a priori*, concernant les centres des sources ponctuelles. En effet, bien que le centre d'une même source ponctuelle diffère d'une ligne à l'autre du spectre, il ne peut varier de façon complètement erratique. La courbure du spectre, due à la réfraction atmosphérique, ainsi que tout mauvais alignement du spectrographe par rapport au CCD, sont des effets continus et de faible amplitude. La valeur du centre d'une source ponctuelle dans une ligne du spectre est donc très fortement corrélée à celle dans les lignes voisines. Il est donc souhaitable de tirer parti de cette corrélation en l'introduisant dans la fonction totale $\mathcal{C}$ à minimiser. On utilise alors le signal présent dans plusieurs lignes du spectre pour mieux contraindre la modélisation d'une ligne particulière. Cette connaissance *a priori* nous permet d'améliorer fortement le rapport signal-sur-bruit de chaque ligne du spectre. La corrélation peut être exprimée sous forme de la contrainte:

$$\mathcal{L}_2 = \sum_{j=1}^{M}\left[c_j - \frac{1}{G}\sum_{j'=-W/2}^{W/2} g_{j'}c_{j+j'}\right]^2 \tag{5.4}$$

où la fonction g est choisie Gaussienne par souci de simplicité et est contituée de W pixels. Sa largeur à mi-hauteur, caractérisée par le paramètre b_g peut être choisie par l'utilisateur et détermine la "portée" des corrélations introduites entre les lignes du spectre. En d'autres termes:

$$g_j = e^{-b_g \cdot j^2}, \qquad G = \sum_{j=1}^{W} g_j \tag{5.5}$$

Algorithme de déconvolution de spectres

L'algorithme de déconvolution consiste à minimiser la somme des termes décrits plus haut pour trouver le spectre déconvolué (décomposé en sources ponctuelles et fond diffus), en accord optimal avec les données, au sens des moindres carrés. La fonction à minimiser peut dès lors s'écrire:

$$\mathcal{C} = \lambda \mathcal{C}_{\chi^2} + \mathcal{L}_1 + \mu \mathcal{L}_2 \tag{5.6}$$

où λ et μ sont deux paramètres de Lagrange modulant l'intensité du lissage du fond diffus $\mathcal{H}(\vec{x})$ ainsi que celle de la contrainte sur les positions des sources ponctuelles.

5.3 Simulations

Notre algorithme de déconvolution de spectres a une gamme d'applications potentiellement aussi vaste que l'algorithme MCS de déconvolution d'images. Il peut être utilisé pour séparer les spectres mélangés de plusieurs sources ponctuelles et/ou diffuses. L'efficacité de la méthode a été testée sur des données simulées, en attendant de pouvoir l'appliquer à des observations réelles.

Sources ponctuelles très serrées

La première simulation évidente à effectuer est la déconvolution de spectres de sources ponctuelles serrées. Comme nous nous intéressons essentiellement aux mirages gravitationnels, nous avons simulé un mirage constitué de deux images d'un unique quasar source. Le spectre simulé est de relativement bonne qualité et pourrait parfaitement s'obtenir avec un télescope de la classe des 4m. Le but scientifique à atteindre avec de telles observations est le plus souvent de montrer que les spectres individuels des sources ponctuelles observées sont identiques.

Les spectres simulés ont été construits à partir des spectres de quasars obtenus dans le cadre de l'étude systématique de quasars brillants publiée par Morris et al. (1991). Le spectre simulé est obtenu comme suit.

1. On contruit d'abord un spectre "idéal", correctement échantillonné spatialement. Chaque ligne du spectre (c'est à dire chaque élément de résolution spectrale) est représenté par un profil Gaussien dont l'intensité est celle donnée dans Morris et al. (1991). Nous avons choisi d'échantillonner ce profil Gaussien avec 2 pixels à mi-hauteur. Une courbure parabolique est par ailleurs donnée au spectre à deux dimensions ainsi obtenu et représente l'effet de la réfraction atmosphérique. Les spectres de deux quasars indentiques sont générés. Le second quasar est 5 fois plus faible que le premier et n'est situé qu'à une distance de deux pixels de celui-ci. Pour des spectrographes modernes 2 pixels représentent au plus $0.6''$ sur le plan du ciel. La simulation proposée ici est donc déjà un cas observationnel très difficile.

2. Chacun des spectres est convolué par une PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ (la PSF utilisée par l'algorithme MCS) dont la largeur décroît quand la longueur d'onde augmente.

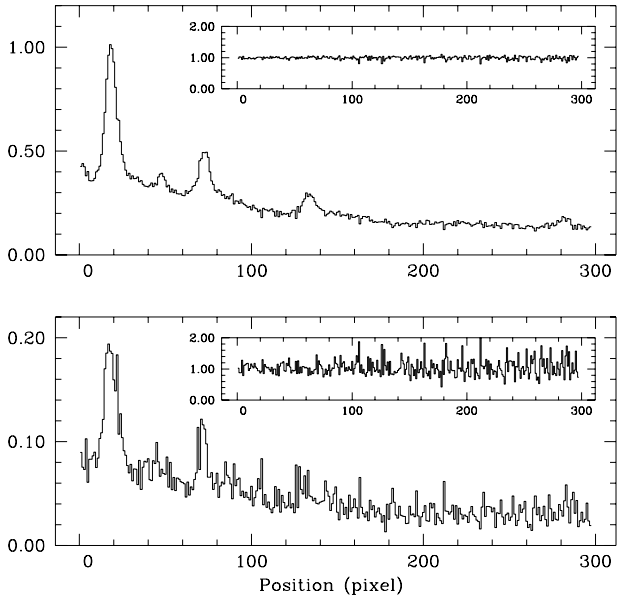

Figure 5.2: Déconvolution du spectre d'une paire de quasars très serrés. La contrainte sur les centres des sources ponctuelles n'est pas appliquée. Les spectres sont ceux retrouvés par déconvolution et les graphes en médaillon montrent leur division par le spectre original non brouillé et non bruité.

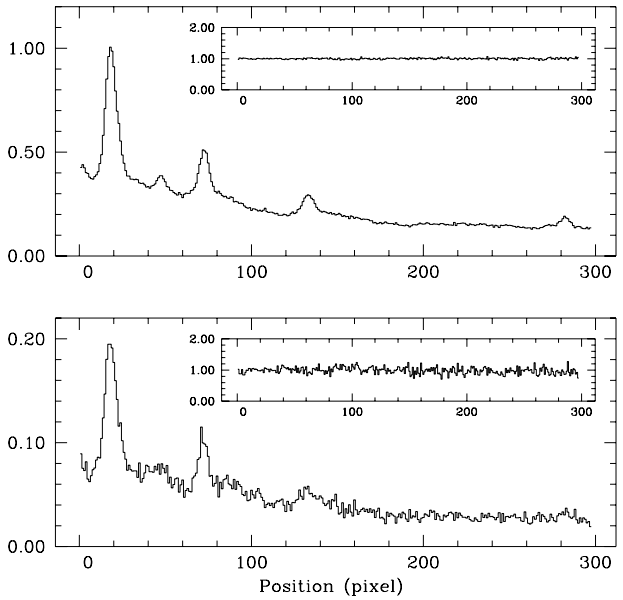

Figure 5.3: Même figure que ci dessus, mais avec une contrainte sur les centres des sources ponctuelles. Le rapport signal sur bruit est très sensiblement amélioré.

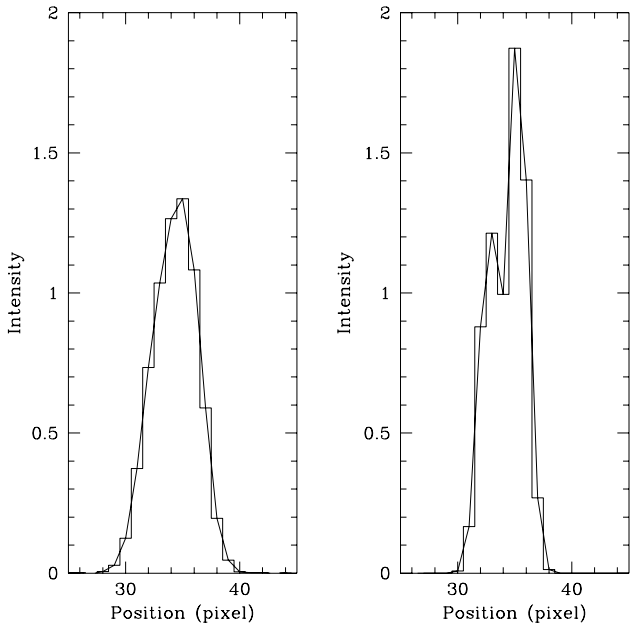

Figure 5.4: *A gauche*: Profil spatial du spectre de la figure 5.5, avant déconvolution; il est impossible de distinguer les 2 sources ponctuelles présentes dans cette simulation. *A droite*: Même profil, après déconvolution. Les 2 sources ponctuelles, dont les spectres sont donnés dans la figure 5.5, sont maintenant clairement visibles.

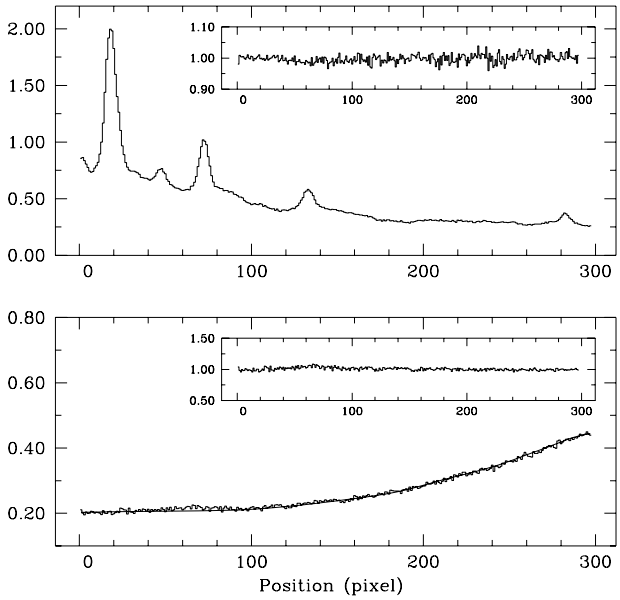

Figure 5.5: Déconvolution du spectre de deux sources ponctuelles très serrées. L'une des sources est un quasar, et l'autre est une étoile rouge dont le spectre est un continu. La contrainte sur les centres des sources ponctuelles est appliquée de façon à obtenir le meilleur χ^2 possible. Les spectres sont ceux retrouvés par déconvolution (ils sont représentés ici sur la même échelle de flux). Les graphes en médaillon montrent leur division par le spectre original non brouillé et non bruité.

3. Les deux spectres sont mis sur une échelle de flux telle qu'ils soient représentatifs du type de données qui peut d'obtenir en quelques heures d'observation avec des télescopes de diamètre moyen (4m).

4. Les spectres sont additionnés et bruités. Un bruit gaussien, d'amplitude proportionnelle à la racine carrée du signal, est choisi ici.

5. Le spectre simulé d'une étoile est par ailleurs contruit de façon similaire pour déterminer la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$ à utiliser selon la méthode exposée dans la section suivante.

L'observation simulée ainsi obtenue est semblable au cas "d" de la figure 5.1 et donc tout à fait représentative de données réelles. Les figures 5.2 et 5.3 montrent deux déconvolutions du spectre, qui ne diffèrent que par l'intensité attribuée à la contrainte sur les centres des sources ponctuelle dans chaque élément de résolution spectrale. En fait, la figure 5.2 est obtenue sans contrainte du tout ($\mu = 0$ dans l'équation (5.6)), alors que la figure 5.3 est obtenue avec $\mu \neq 0$. Le paramètre μ est ajusté en effectuant plusieurs fois la déconvolution jusqu'à ce que les cartes de résidus obtenues (cf. chapitre 3) soient en moyenne égales à 1 partout dans le spectre à deux dimensions. En général, des valeurs trop petites de μ conduisent à sur-"fitter" les données (cas de la figure 5.2), alors que des valeurs trop grandes les sous-"fittent". Pour chaque figure, on montre en médaillon le spectre déconvolué divisé par le spectre synthétique non bruité. On note que les résultats de la figure 5.3 sont beaucoup moins bruités que ceux de la figure 5.2 (d'un facteur 2.5 environ) et que le résultat ne présente aucune erreur systématique.

La figure 5.5 donne un autre exemple de simultation, faisant intervenir un objet double composé d'un quasar et d'une étoile. Il pourrait par exemple représenter un candidat mirage gravitationnel (de fait, infirmé par ces données spectroscopiques). Les deux sources ponctuelles ne sont séparées que par 2.5 pixels et leur largeur à mi-hauteur (avant déconvolution) est 3.7 pixels. La figure 5.4 compare le profil spatial du spectre original à celui du spectre déconvolué. La décomposition du spectre en deux sources ponctuelles permet de résoudre spatialement les deux objets, comme indiqué à droite dans la figure 5.4. La figure 5.5 ne montre aucune contamination mutuelle de ces deux sources ponctuelles aux spectres très différents.

Il est donc possible d'après nos simulations, d'obtenir les spectres individuels d'objets ponctuels aussi serrés que quelques dixièmes de secondes d'arc et éventuellement de luminosités très différentes, performance jusqu'alors réservée au seul télescope spatial Hubble. Quelques applications évidentes peuvent concerner des mirages gravitationnels, mais aussi des étoiles doubles ou des amas compacts d'étoiles ou tout autre projet mettant en jeu des sources ponctuelles serrées.

Sources ponctuelles superposées à un fond diffus

Dans bien des cas, on souhaite obtenir les spectres d'une ou plusieurs sources ponctuelles superposées à des objets diffus. Pour tester notre méthode dans ce cas de figure, nous avons simulé des données montrant les spectres de deux quasars identiques (dont l'un est 3 fois plus brillant que l'autre) séparés par 8 pixels, soit environ $2''$ pour un spectrographe habituel. Ces deux spectres peuvent être ceux de deux images mirages d'un même quasar source. Nous avons également introduit le spectre de la galaxie lentille, situé à 2 pixels du

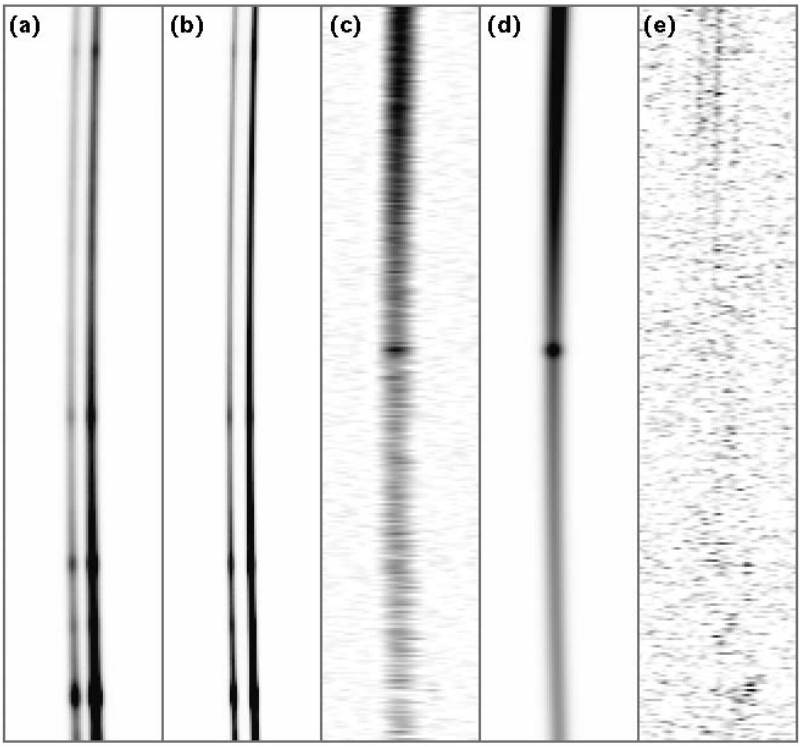

Figure 5.6: Images simulées et déconvoluées. *De gauche à droite*: a- Spectre simulé d'un quasar double + galaxie lentille, b- sa déconvolution, c- spectre déconvolué de la galaxie uniquement, d- spectre original de la galaxie, et e- images des résidus en unité du bruit de photon.

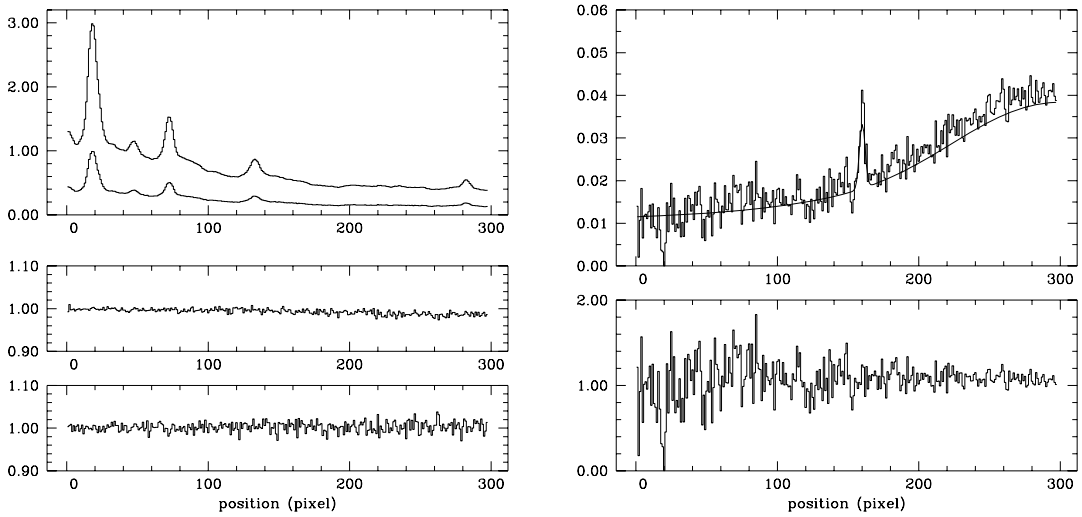

Figure 5.7: *A gauche*: Spectres des 2 quasars déconvolués, à une dimension. Les deux graphes du bas montrent chaque spectre divisé par le spectre original. *A droite*: Comme à gauche, mais pour la galaxie lentille. Le trait gras dans le graphe du haut est le spectre original de la galaxie.

centre de la composante la plus faible du mirage (soit seulement $0.5''$). Le spectre de la galaxie lentille consiste en un continu avec la "cassure" à 4000Å, typique des spectres de galaxies. La raie d'émission de l'oxygène a également été introduite dans la simulation. La galaxie lentille choisie est 4 magnitudes plus faible que les quasars, et donc complètement invisible sur les données simulées montrées dans la figure 5.6. Un bruit gaussien est ajouté au spectre final (comme dans l'exemple précédent) de façon à obtenir des données réalistes pour un télescope de la classe des 4m utilisé dans des conditions d'observation moyennes (seeing $\sim 1''$).

La figure 5.6 montre les spectres simulés et déconvolués. On note leur courbure due à la réfraction atmosphérique ici très forte. La figure 5.7 montre les spectres à une dimension obtenus par déconvolution, pour les images mirages du quasar source et pour la galaxie lentille. Le graphe dans le bas de chaque figure montre la division des spectres déconvolués par les spectres originaux ayant servi à construire les données.

Tous les spectres, aussi bien ceux des quasars que de la galaxie lentille sont très bien restaurés, dans les limites imposées par le bruit de photon. Un légère erreur systématique peut être notée dans la partie rouge (coté droit du spectre) dans le spectre de la galaxie, mais ne dépasse pas 2σ. Par ailleurs, l'utilisateur est conscient du fait que cette erreur existe, puisque détectée dans la carte de résidus (à droite dans la figure 5.6) calculée par la procédure de déconvolution. En effet, le haut de la carte de résidus montre une zone avec des résidus systématiques de l'ordre de 1.5-2σ (cf. chapitre 3). Il est donc possible de savoir de façon objective quelles sont les parties du spectre convenablement modélisées ou non.

Enfin, les centres des raies spectrales identifiées sont parfaitement restitués. L'erreur la plus importante concerne la raie [O_{II}] de la galaxie lentille. Elle n'est pourtant que de 0.1 pixels, résultat tout à fait satisfaisant pour un objet contaminé par des quasars 4 magnitudes plus brillants que lui.

5.4 Calcul de la PSF

La PSF mise en jeu dans notre algorithme peut être calculée à partir du spectre d'une ou plusieurs sources ponctuelles (étoile, quasar ou autre) situées sur la fente du spectrographe en même temps que l'objet ou les objets à déconvoluer.

Le calcul de la PSF se fait en deux étapes. Un profil de Moffat (reconvolué par $\mathcal{R}(\vec{x})$) est ajusté sur les données pour modéliser les variations les plus importantes de la PSF. Les résidus obtenus en soustrayant ce profil de Moffat des données, sont déconvolués par la PSF finale $\mathcal{R}(\vec{x})$ et modélisés par un fond numérique lissé. La PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$, à utliser pour la déconvolution est la somme du profil de Moffat et des résidus déconvolués.

Le profil de Moffat

En gardant les mêmes notations que précédemment et en adaptant l'équation (4.5) du chapitre 4, l'ajustement du profil de Moffat s'écrit:

$$\mathcal{C}_{\mathcal{M}} = \sum_{j=1}^{M}\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{\sigma_{i,j}^2}\left[\mathcal{R}(\vec{x}) * \mathcal{M}_j(\vec{x}-\vec{c_j}) - \mathcal{T}_j(\vec{x}-\vec{c_j})\right]_i^2 \tag{5.7}$$

où $\mathcal{M}(\vec{x})$ est une image dont chaque ligne est un profil de Moffat de largeur et de centre différents pour tenir compte à la fois de la variation de seeing avec la longueur d'onde et de la courbure du spectre. Le profil $\mathcal{R}(\vec{x})$ est, quant à lui, choisi Gaussien et de largeur à définir par l'utilisateur. Un troisième signe de somme pourrait être ajouté à l'équation (5.7), somme portant sur le nombre de sources ponctuelles à ajuster simultanément afin de sur-échantillonner la PSF comme dans le cas de l'imagerie. Bien que cette possibilité de sur-échantillonnage soit implémentée dans la dernière version de notre programme FORTRAN nous l'omettrons ici par souci de clarté.

Comme dans l'algorithme de déconvolution de spectres, le centre de chaque profil de Moffat à une dimension peut être contraint à être proche de celui de ses plus proches voisins. Par ailleurs, si le seeing varie avec la longueur d'onde, il ne varie pas de façon aléatoire d'un bout à l'autre du spectre. La variation du seeing est lente et continue, on peut donc imposer que la forme des profils de Moffat ne varie que faiblement d'une ligne à l'autre du spectre. Si on écrit l'expression du profil de Moffat d'intensité a, et de centre c sous la forme:

$$\mathcal{M}(\vec{x}) = a\left[1 + b\,(\vec{x} - c)^2\right]^{-\beta}, \tag{5.8}$$

on peut contraindre les paramètres de forme b et β du profil à varier lentement et de façon continue d'un bout à l'autre du spectre en utilisant un terme similaire à celui de l'équation (5.4). On aura alors à minimiser la contrainte:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_1 &= \mu_1 \sum_{j=1,}^{M}\left[c_j - \frac{1}{G}\sum_{j'=-W/2}^{W/2} g_{j'}c_{j+j'}\right]^2 \\
&+ \mu_2 \sum_{j=1,}^{M}\left[b_j - \frac{1}{G}\sum_{j'=-W/2}^{W/2} g_{j'}b_{j+j'}\right]^2 \\
&+ \mu_3 \sum_{j=1,}^{M}\left[\beta_j - \frac{1}{G}\sum_{j'=-W/2}^{W/2} g_{j'}\beta_{j+j'}\right]^2
\end{aligned} \tag{5.9}$$

Toujours avec

$$g_j = e^{-b_g \cdot j^2}, \qquad G = \sum_{j=1}^{W} g_j \tag{5.10}$$

L'algorithme de construction de PSF (basses fréquences) s'attache donc à minimiser la fonction:

$$\mathcal{C}_1 = \mathcal{C}_{\mathcal{M}} + \mathcal{L}_1 \tag{5.11}$$

où les paramètres de Lagrange μ_1, μ_2, μ_3 permettent de moduler l'intensité de la contrainte sur les positions et paramètres de forme du profil de Moffat le long du spectre. La portée de cette contrainte est, comme dans l'algorithme de déconvolution, fixée par b_g et W.

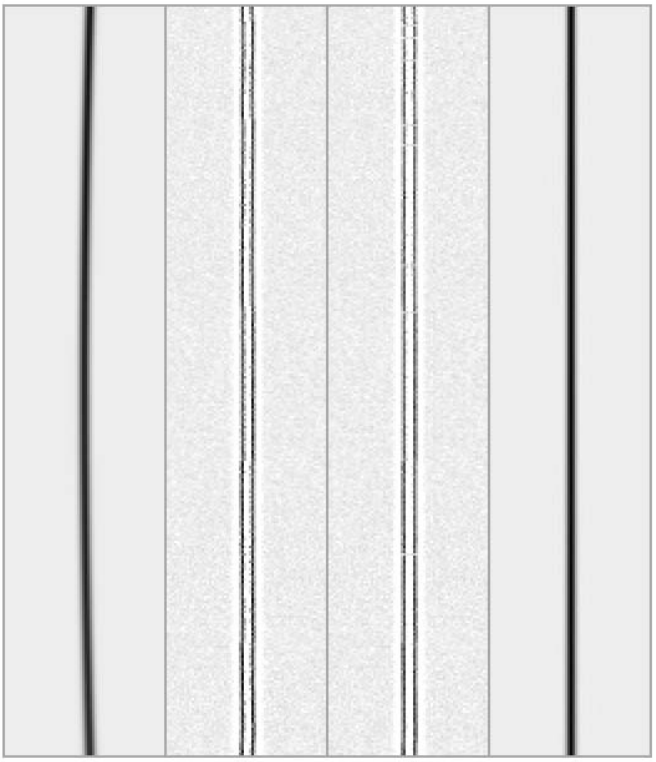

Figure 5.8: Construction de la PSF à utiliser pour la déconvolution spatiale des spectres. *De gauche à droite*: Spectre simulé d'une source ponctuelle (ici une étoile ayant un spectre "blanc"), l'image des résidus $\mathcal{K}(\vec{x})$ corrigés de la réfraction atmosphérique, ainsi que leur déconvolution par le profil $\mathcal{R}(\vec{x})$. La PSF finale $\mathcal{S}(\vec{x})$ est montrée à droite.

Residus déconvolués

Le profil $\mathcal{M}(\vec{x})$ précédemment calculé modélise les variations les plus importantes de la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$. Les variations résiduelles de la PSF instrumentale s'obtiennent en soustrayant des données le profil $\mathcal{M}(\vec{x})$ reconvolué par $\mathcal{R}(\vec{x})$. Notons $\mathcal{K}(\vec{x})$ ces résidus. Après minimisation de $\mathcal{C}_1$ les résidus $\mathcal{K}(\vec{x})$ sont corrigés de la réfraction atmosphérique. Leur courbure est donc éliminée. La déconvolution de $\mathcal{K}(\vec{x})$ par $\mathcal{R}(\vec{x})$ permet de modéliser les variations résiduelles de la PSF $\mathcal{S}(\vec{x})$, comme en imagerie.

En des termes plus mathématiques, cela revient à minimiser la fonction:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_2 &= \sum_{j=1}^{M}\sum_{i=1}^{N} \frac{\lambda}{\sigma_{i,j}^2} \left[\mathcal{R}(\vec{x}) * \mathcal{F}_j(\vec{x}) - \mathcal{K}_j(\vec{x})\right]_i^2 \\ &+ \sum_{j=1}^{M}\sum_{i=1}^{N} \left[\mathcal{F}_j(\vec{x}) - \mathcal{R}(\vec{x}) * \mathcal{F}_j(\vec{x})\right]_i^2 , \end{aligned} \tag{5.12}$$

afin de trouver les résidus $\mathcal{F}(\vec{x})$ qui modélisent au mieux l'image $\mathcal{K}(\vec{x})$. Si besoin est, et surtout, si plusieurs sources ponctuelles se trouvent simultanément sur la fente du

spectrographe (cas très rare), il est possible de sur-échantillonner la PSF calculée pour améliorer l'échantillonnage spatial des spectres déconvolués. On notera que si des observations multi-fentes sont effectuées, il est possible d'obtenir simultanément les spectres de l'objet d'intérêt scientifique et de plusieurs étoiles. Le sur-échantillonnage de la PSF devient alors plus facile qu'en spectroscopie longue fente.

La PSF finale s'obtient par simple addition du profil $\mathcal{M}(\vec{x})$ et des résidus $\mathcal{K}(\vec{x})$ déconvolués par minimisation de $\mathcal{C}_2$. Cette PSF doit finalement être normalisée de telle sorte que le flux total dans chacune de ses lignes soit égal à 1. Le flux total dans chaque élément de résolution spectrale est donc conservé au cours de la déconvolution.

La figure 5.8 résume le processus de construction de PSF sur des données simulées.

5.5 Stratégies observationnelles

L'algorithme qui vient d'être présenté peut s'appliquer à essentiellement deux types de données spectroscopiques: (1) des spectres "longue fente" et (2) des spectres "multi-fentes". Les deux modes d'observations sont schématisés par les figures 5.9 et 5.10.

Le choix de l'une des deux stratégies observationnelles est principalement guidé par le nombre d'étoiles utilisables pour calculer la PSF, et par leur position (en projection sur le plan du ciel) par rapport à l'objet à déconvoluer. Dans la quasi-majorité des cas, le mode d'observation multi-fentes sera celui offrant le plus de flexibilité pour observer simultanément l'objet d'intérêt scientifique et une ou plusieurs étoiles de PSF. Dans le cas particulier des mirages gravitationnels, le mode multi-fentes est particulièrement conseillé, la probabilité d'observer une ou plusieurs étoiles de PSF exactement dans l'alignement des 2 (ou multiples) images mirages du quasar source étant très faible (cas de la "PSF 2" dans la figure 5.9). Les observations multi-fentes permettent d'observer plusieurs PSFs, quelle que soit l'orientation des images mirages du quasars par rapport aux étoiles de PSF. La possibilité de sur-échantillonage de la PSF est donc ici tout à fait utilisable en pratique.

Dans certains cas, l'orientation des fentes par rapport au plan du ciel n'est pas imposée par la géométrie de l'objet à observer. C'est le cas d'objets symétriques tels que des quasars dont on voudrait prendre un spectre de la galaxie hôte. Il est dans ce cas de figure, toujours conseillé de donner aux fentes un angle de position correspondant à l'angle parallactique. On évite ainsi des pertes de flux dues à la réfraction atmosphérique et nuisant fortement à la calibration en flux du spectre final. En mode longue fente, cette contrainte diminue considérablement la probabilité de pouvoir observer une étoile de PSF. Une alternative au problème peut consister à utiliser une fente longue très large, permettant de minimiser les effets de la réfraction atmosphérique, même lorsque les observations ne sont pas effectuées à l'angle parallactique. Cette solution, quoique viable, nuit à la résolution spectrale finale.

On préfèrera donc, lorsque cela est possible, effectuer les observations en mode multi-fente. La plupart des télescopes modernes possèdent cette possibilité.

5.6 Applications possibles.

Nous venons de décrire une nouvelle (et pour l'instant unique) méthode de déconvolution spatiale de spectres. Nos simulations montrent qu'elle permet d'extraire des spectres individuels d'objets angulairement très proches. Les spectres ainsi obtenus sont de très

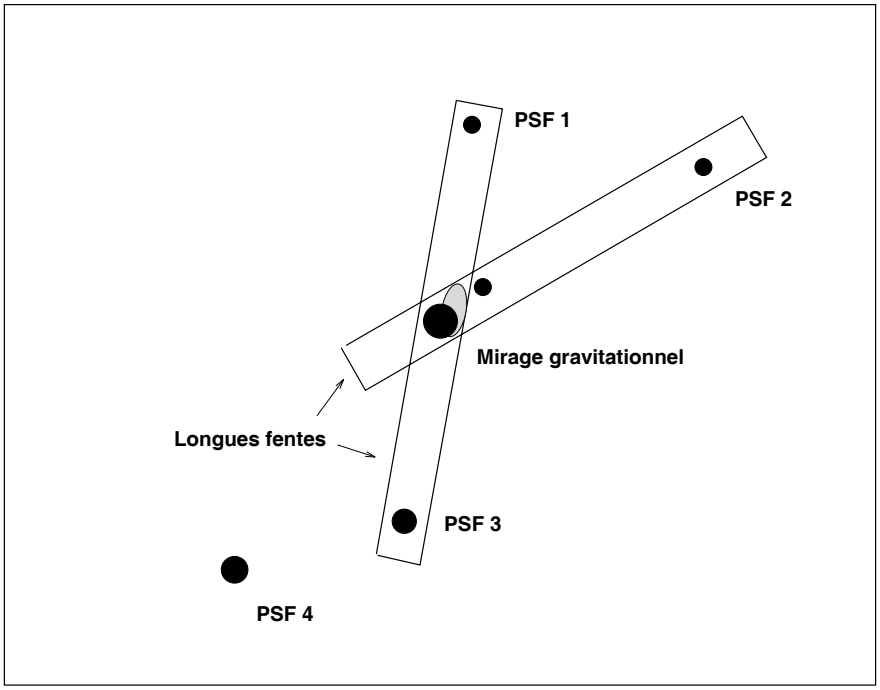

Figure 5.9: Schématisation du mode d'observation avec une fente longue. Deux positions possibles sont indiquées ici afin de positionner simultanément sur la fente l'objet à déconvoluer et au moins une étoile de PSF.

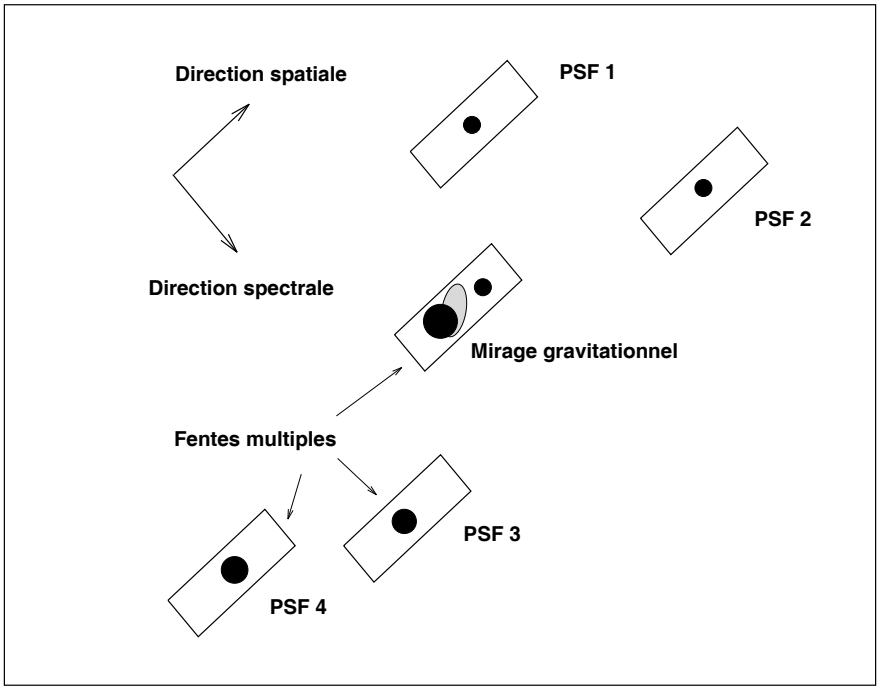

Figure 5.10: En spectroscopie multi-fentes, l'accès à plusieurs PSFs est facilité. L'angle de position à donner aux fentes n'est plus imposé par les positions relatives de l'objet et de la PSF.

bonne qualité spectrophotométrique et sont corrigés de la réfraction atmosphérique. Il est clair qu'un tel outil doit autoriser l'accès à nombre de sujets de recherche jusqu'alors inexplorés. Nous ne saurions tous les envisager ici mais nous pouvons décrire ceux que nous avons entrepris ou que nous sommes sur le point de commencer.

- *Mirages gravitationnels:* La première application venant à l'esprit dans le cadre de cette thèse est bien sûr la spectroscopie de composantes mirages de quasars. Notre méthode permettant d'obtenir les spectres de composantes mirages très serrées, il devient possible de confirmer ou infirmer des candidats délicats ou impossible à étudier autrement. Par ailleurs, il devient aussi possible, grâce à notre méthode, de mesurer le redshift de la galaxie lentille, condition essentielle pour pouvoir utiliser les mirages en tant qu'outil cosmologique (cf. chapitres suivants).

- *Spectroscopie d'amas compacts d'étoiles:* La spectroscopie est pratiquement le seul outil que l'astronome ait pour déterminer la composition chimique des étoiles. Obtenir des spectres est relativement aisé pour des étoiles d'amas proches et peu denses, mais devient impraticable dès que l'on a affaire à des groupes compacts et/ou éloignés puisqu'on ne peut plus, dans ce dernier cas, obtenir les spectres individuels d'un grand nombre d'étoiles. L'apport de notre méthode est alors de résoudre en plusieurs spectres stellaires le spectre intégré de l'amas. L'étude détaillée de populations stellaire d'amas extragalactiques devient par exemple possible.

- *Etude de galaxies hôtes de quasars:* Les quasars sont suspectés être des noyaux de galaxies actives (voire par exemple Antonucci, 1993). De nombreuses campagnes d'observation ont été menées par divers groupes pour essayer d'étudier ces galaxies fortement contaminées par la luminosité extrême du quasar qu'elle abritent. Si des spectres de galaxies hôtes à bas redshift ont déjà été obtenus (Boronson & Oke 1982), aucune étude spectroscopique systématique de galaxies hôtes à redshift plus grand que quelques dizièmes, n'a jamais pu être menée à bien. Les galaxies hôtes, en particulier à grand redshift, sont-elles différentes des galaxies de champ ? Sont-elles sur-lumineuses ? Quel est leur taux de formation d'étoiles ? Décomposer des spectres de quasars en ceux de leur noyau actif et de leur galaxie hôte représente donc un vaste champ d'applications de notre méthode. Une classification spectroscopique de galaxies hôtes devient possible. L'obtention de données spectroscopiques pour les parties centrales de ces galaxies (cachées par leur quasar central) est par ailleurs susceptible de donner accès à la dynamique des ces objets, via leur courbe de rotation.

- *Galaxies à grand redshift:* Dans la même lignée que l'étude des galaxies hôtes de quasars, celle des galaxies à grand redshift au voisinage de quasars est typiquement un projet qui pourrait tirer avantage de notre algorithme. Djorgovski et al. (1998) donnent par exemple un nouvel échantillon de quasars à $z>4$ entourés d'un faible halo lumineux suspecté être un nuage Lyα ionisé par le rayonnement du quasar. Par ailleurs, ces quasars montrent sur des images à haute résolution des compagnons diffus dont les couleurs sont compatibles avec celles de galaxies à grand redshift. Il serait donc d'un grand intérêt pour notre compréhension du mode de formation des galaxies en général d'obtenir des spectres (1) du supposé nuage Lyα ionisé et (2) des candidats galaxies, angulairement trop proches du quasar pour pouvoir être étudiés par des méthodes spectroscopiques classiques.

Ces quelques sujets d'étude ne sont bien sûr qu'un aperçu des nombreux domaines d'applications de notre algorithme. Chacun trouvera très certainement d'autres applications plus particulièrement reliées à son domaine de spécialisation habituel.

Chapitre 6

Les mirages gravitationnels en tant qu'outils pour le cosmologiste

Armé d'une nouvelle technique de traitement d'image, nous nous sommes proposé de l'appliquer à l'étude détaillée de quelques mirages gravitationnels. La raison de ce choix est double. Premièrement, le phénomène de mirage gravitationnel est très riche en applications et constitue un puissant outil pour le cosmologiste. Entre autres, l'étude détaillée de quasars multiples donne directement accès aux paramètres cosmologiques, et en particulier au problématique paramètre de Hubble H_0. Deuxièmement, l'observation de tels objets nécessite des données de très haute résolution spatiale. Il est donc clair qu'il s'agit là d'un domaine auquel une puissante méthode de déconvolution d'images peut apporter beaucoup.

Nous n'allons pas décrire en détail dans ce chapitre *tous* les aspects du phénomène de mirage gravitationnel, mais plutôt nous concentrer sur les points essentiels à la motivation de notre étude. En particulier, nous ne parlerons pas de l'effet de mirage gravitationnel induit par des amas de galaxies ou par des structures à grande échelle sur des galaxies à grand redshift (le mot anglais *redshift* sera utilisé dans la suite de l'exposé pour désigner le *décalage vers le rouge* dû à l'expansion de l'Univers). Les premières applications de notre méthode de déconvolution sont en fait principalement orientées vers l'imagerie profonde et à haute résolution de quasars multiples. Leur suivi photométrique, combiné à la connaissance précise de leur géométrie, permet en effet de déterminer d'importants paramètres cosmologiques tels que H_0. Nous allons donc brièvement présenter quelques rudiments d'optique gravitationnelle et montrer en quoi les images multiples de quasars lointains peuvent être utiles pour le cosmologiste.

Avant toute chose, nous tenons à renvoyer le lecteur désireux de développer une vision plus étendue du sujet à une série d'articles de revue plus ou moins spécialisés dans lesquels le phénomène de mirage gravitationnel et ses applications astrophysiques sont repris en détails. La première et unique monographie traitant de mirages gravitationnels est celle de Schneider, Ehlers et Falco et date de 1992. Sont également disponibles quelques articles assez généraux, parmi lesquels ceux de Blanford & Narayan (1992), Refsdal & Surdej (1994), Narayan & Bartelmann (1997) couvrent une grande partie du sujet et font le point sur son état d'avancement. Par ailleurs, les articles de Fort & Mellier (1994), Bartelmann & Narayan (1995), et Paczyǹski (1996) mettent l'accent sur des points par-

ticuliers (effet de mirage par des amas de galaxies, phénomènes de micro-lentille) de ce vaste domaine de recherche, comme nous allons l'esquisser ici pour l'effet de mirage sur des quasars lointains. Enfin, Refsdal & Surdej (1994) et Keeton & Kochanek (1996; voir aussi http://cfa-www.harvard.edu/glensdata/) donnent une liste exhaustive des quasars multiples actuellement connus et Pospieszalska-Surdej, Surdej & Véron (1996; voir aussi http://vela.astro.ulg.ac.be/themes/extragal/gravlens/bibdat/) tiennent à jour une bibliographie complète des articles parus sur le sujet.

6.1 Le phénomène de mirage gravitationnel

Bref historique

Selon la loi bien connue de la Gravitation Universelle, deux corps massifs s'attirent avec une force dont l'intensité est proportionnelle à l'inverse du carré de la distance les séparant. Pourquoi la lumière, elle aussi, ne serait-elle pas attirée par des objets massifs ? Newton déjà entrevit cette possibilité, sans cependant pouvoir démontrer la validité de son idée par l'expérience ou l'observation. Ce n'est qu'en 1804 que Soldner mit en pratique l'idée de Newton en calculant, dans le cadre de la théorie newtonienne de la gravitation, l'angle de déflexion d'un rayon lumineux lors de son passage au voisinage du Soleil. Cet angle fut recalculé par Einstein en 1912 (voir Renn et al. 1997, Einstein, 1915), cette fois dans le cadre de la théorie de la Relativité Générale. Einstein trouva que l'angle ainsi calculé avait une valeur double de celle trouvée selon la théorie Newtonienne de la gravitation. C'est ce point précis qui, une fois démontré par l'observation de Dyson, Eddington & Davidson (1920), prouva la validité de la théorie d'Einstein. En effet, Dyson et al. (1920) observèrent pour la première fois le déplacement apparent de la position d'une étoile au voisinage du limbe solaire lors d'une eclipse totale. Ce très faible déplacement ($1.7''$) ne put être mesuré qu'avec une précision de 30%, cependant suffisante pour montrer que la déflexion gravitationnelle de la lumière par le Soleil ne pouvait être prédite exactement que dans le cadre de la théorie relativiste de la gravitation. La formule obtenue par Einstein est:

$$\hat{\alpha}(b) = \frac{4GM}{c^2 b}, \tag{6.1}$$

où M est la masse (totale) déflectrice, G est la constante de la gravitation, c la vitesse de la lumière, b le paramètre d'impact du rayon lumineux lorsqu'il passe près du déflecteur et $\hat{\alpha}(b)$ son angle de déflexion. De cette formule peut être dérivée toute la théorie de l'optique gravitationnelle, depuis l'effet de lentille par une masse ponctuelle jusqu'à celui induit par les structures à grande échelle dans l'Univers lointain, en passant par celui produit par les amas de galaxies proches.

Déflexion gravitationnelle par une distribution de masse quelconque

L'équation (6.1) donne l'angle de déflexion produit par une masse ponctuelle. Le schéma de gauche dans la figure 6.1 illustre la déflexion gravitationnelle d'un rayon lumineux à son passage au voisinage d'une telle masse.

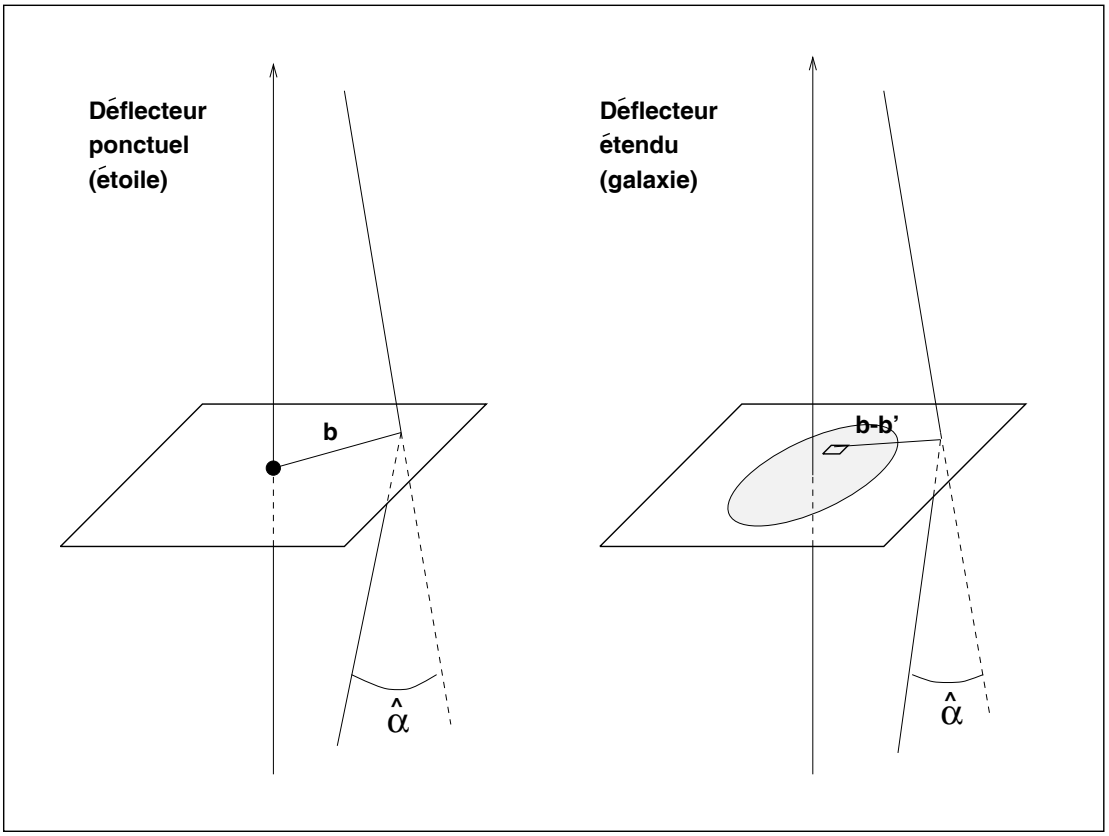

Figure 6.1: Déflexion d'un rayon lumineux à son passage au voisinage d'un objet massif. A gauche, déflexion par une masse ponctuelle telle qu'une étoile, à droite, déflexion par une masse étendue, par exemple une galaxie.

En pratique, hormis les étoiles, peu de corps célestes sont bien représentés par un modèle aussi approximatif qu'une masse ponctuelle. De tels modèles, suffisants pour interpréter le phénomène de lentille par des étoiles dans notre propre Galaxie ou des Nuages de Magellan (voir par exemple Alcock 1997), ne sont pas adaptés au problème posé par l'effet de mirage causé par des galaxies sur les rayons lumineux provenant de quasars. Dans ce dernier cas, les dimensions angulaires des galaxies déflectrices sont comparables aux angles de déflexion qu'elles produisent. On doit donc considérer des modèles où est prise en compte la contribution à l'angle de déflexion total de chaque masse infinitésimale constituant le déflecteur. Le schéma de droite dans la figure 6.1 résume la situation par ailleurs décrite par l'équation:

$$\hat{\alpha}(\vec{b}) = \sum_i \frac{4Gm_i}{c^2} \frac{\vec{b} - \vec{b_i}}{\left|\vec{b} - \vec{b_i}\right|^2}, \tag{6.2}$$

où m_i est la masse d'un élément du déflecteur et où la deuxième fraction dans la somme

est le paramètre d'impact du rayon lumineux, par rapport à l'élément de masse m_i. Il est facile de passer de la somme discrète de l'équation (6.2) à une intégrale continue si l'on remplace m_i par une densité surfacique de masse, Σ. On obtient alors:

$$\hat{\alpha}(\vec{b}) = \frac{4G}{c^2} \int_{\mathcal{S}} \Sigma(b') \frac{\vec{b} - \vec{b'}}{\left|\vec{b} - \vec{b'}\right|^2} d^2b' , \tag{6.3}$$

où $\mathcal{S}$ désigne le plan contenant le déflecteur (que nous appellerons par la suite "plan lentille"). On note au passage que les déflecteurs sont toujours considérés comme étant contenus dans un plan. Cette approximation est pleinement justifiée puisque les dimensions physiques des déflecteurs sont toujours bien plus petites que les distances typiques (source-déflecteur-observateur) intervenant dans la configuration géométrique des mirages.

Le problème de la modélisation d'un mirage gravitationnel consiste le plus souvent en la résolution de l'équation (6.3). Suivant le but que l'on se fixe, il s'agit de trouver, pour une distribution de masse Σ donnée, la configuration des images mirages de la source ou, à l'inverse, de trouver la distribution de masse Σ qui rend compte d'une configuration d'images observée.

6.2 Caractérisation d'un mirage: les observables

Distances

Même si nous ne pouvons observer les mirages gravitationnels qu'en projection sur la voûte céleste, le déflecteur et la source ne sont pas situés à la même distance de nous. De ces distances, mesurées en termes de redshift, vont dépendre tous les calculs de modèles, ainsi que leur interprétation physique.

Il est possible, dans un Univers de Friedmann, en utilisant le métrique de Robertson-Walker, de convertir des redshifts en distances. Les redshifts mesurés pour le déflecteur et la source dans un mirage gravitationnel peuvent ainsi être convertis "diamètre angulaire", utilisables pour décrire le système (Refsdal 1966). Blandford & Kochanek (1987) donnent l'expression suivante pour la distance "diamètre angulaire" D_{ij} entre deux objets i et j, de redshifts respectifs z_i et z_j:

$$D_{ij} = \frac{2c}{H_o} \frac{(1-2q_o)(G_i - G_j) + (G_i G_j^2 - G_i^2 G_j)}{(2q_o)^2 (1+z_i)(1+z_j)^2}, \qquad G_i = \sqrt{1+2q_0 z_i}. \tag{6.4}$$

La formule (6.4) a été utilisée à plusieurs reprises dans le cadre de ce travail de Doctorat, avec les hypothèses suivantes: le paramètre de Hubble H_o a été pris égal à 50 km/s/Mpc et le paramètre de décélération q_o est pris égal à 0.5. Ainsi, (6.4) se simplifie en:

$$D_{ij} = \frac{2c}{H_o} \frac{G_i G_j^2 - G_i^2 G_j}{(1+z_i)(1+z_j)^2}, \qquad G_i = \sqrt{1+z_i}. \tag{6.5}$$

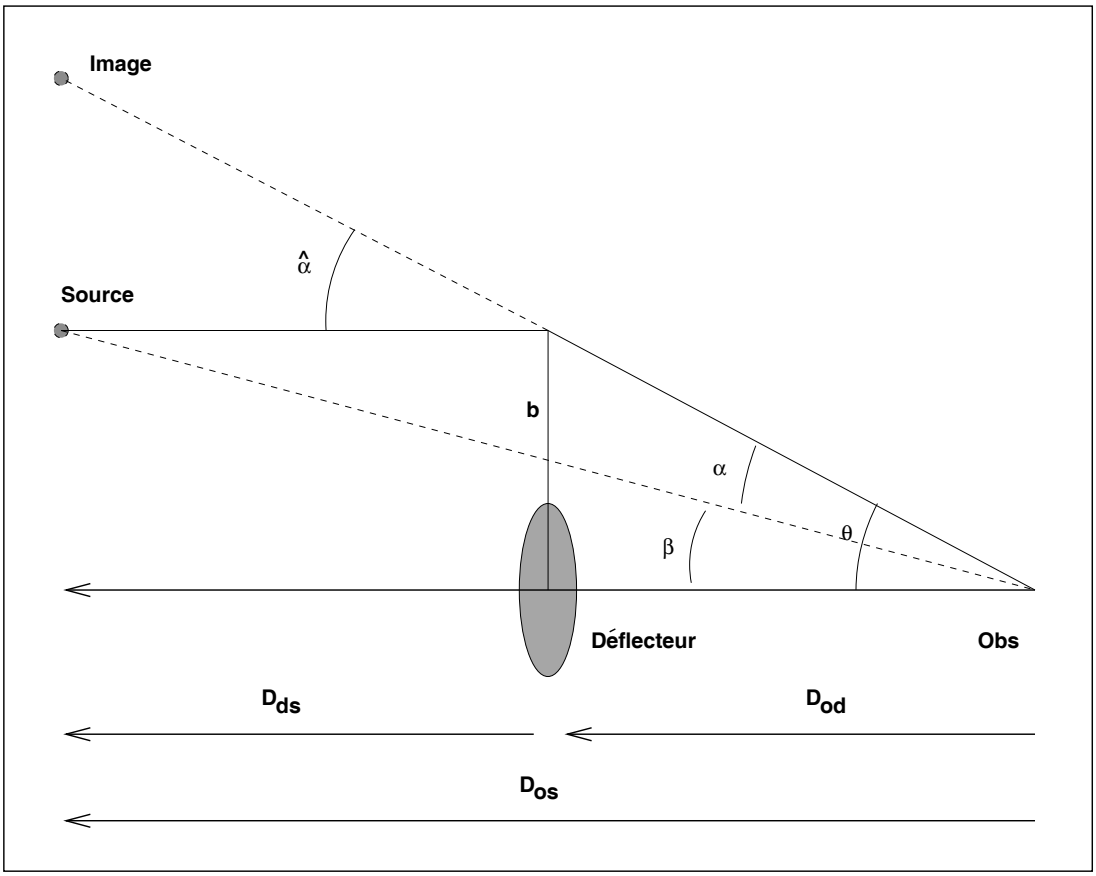

Figure 6.2: Formation d'un mirage gravitationnel. La lumière émise par une source lointaine (étoile, quasar) est déviée par un objet massif (ici, une galaxie) avant d'arriver à l'observateur. Les trajets lumineux affectés par l'effet de mirage gravitationnel sont indiqués en trait plein alors que les trajets en pointillés montrent les rayons lumineux non déviés. En particulier, on voit que l'observateur n'a aucun accès à l'image "originale" de la source, non affectée par la déflexion gravitationnelle.

Equation de la lentille

Utilisant exlusivement les distances diamètre angulaire, nous pouvons, en raisonnant à partir de la figure 6.2, décrire la façon dont est dévié un rayon lumineux à son passage au voisinage d'un objet très massif. Il est immédiat d'après la figure 6.2, et en supposant que tous les angles y intervenant sont très petits, que:

$$\theta D_{os} = \beta D_{os} + \alpha D_{os}, \tag{6.6}$$

où $\alpha = \hat{\alpha} D_{ds}/D_{os}$ est appelé l'angle de déflexion réduit. Selon le type de déflecteur considéré, masse ponctuelle, masse étendue, symétrique ou non, l'équation prend diverses formes. Elle n'est cependant linéaire que dans le cas d'un déflecteur ayant une densité surfacique de masse constante. Il convient de noter que la dérivation de cette équation

n'est fondée que sur des considérations géométriques. En particulier, le trajet d'un rayon lumineux ne dépend nullement de son énergie ou longueur d'onde. Le phénomène de déflexion gravitationnelle est donc parfaitement achromatique.

Un cas d'école, le déflecteur ponctuel

L'observateur n'ayant jamais accès à l'image de la source non affectée par l'effet de mirage, mais uniquement à son ou ses image(s) mirage(s), l'observable dans l'équation de la lentille est l'angle θ et non pas α. Résoudre (6.6) pour trouver θ reste simple dans le cas d'un déflecteur ponctuel. L'équation est alors du second degré et a deux solutions de signes opposés que nous noterons θ_+ et θ_-, données par:

$$\theta_\pm = \beta \pm \Delta\theta, \qquad \Delta\theta = \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}, \tag{6.7}$$

où θ_E est le rayon d'Einstein du déflecteur. Cet angle est en fait la valeur que prend θ dans le cas où la source, le déflecteur et l'observateur sont parfaitement alignés, cas pour lequel $\beta = 0$. L'image mirage de la source est alors un anneau parfait appelé "anneau d'Einstein" (Chwolson, 1924) et ayant pour rayon angulaire:

$$\theta_E = \alpha = \hat{\alpha}\frac{D_{ds}}{D_{os}}, \tag{6.8}$$

ou encore, en utilisant l'expression de l'angle de déflexion donnée en (6.1),

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2}\frac{D_{ds}}{D_{od}D_{os}}}. \tag{6.9}$$

En pratique, la source lumineuse a une taille angulaire finie qui peut être non négligeable devant β. Ainsi, la tolérance sur la qualité de l'alignement entre l'observateur, la source et le déflecteur pour observer la formation d'un anneau d'Einstein est de l'ordre de grandeur de β. Les sources auquelles nous nous intéressons sont souvent des quasars, dont la structure change avec la longueur d'onde d'observation. Le noyau optique d'un quasar est par exemple bien plus petit que ses extensions radio. Ainsi on observe beaucoup plus de cas d'anneaux radio qu'optiques (voir par exemple les bases de données electroniques citées au début du chapitre).

Dès que β est plus grand que la taille angulaire de la source, l'alignement entre la source, le déflecteur et l'observateur n'est plus parfait et l'on observe deux images de la source, comme le montre la solution trouvée en (6.7). On voit par ailleurs d'après la forme de la solution (6.7) que chacune des images se trouve de part et d'autre de la source, en projection sur le ciel, θ_+ et θ_- étant de signes opposés. La séparation angulaire entre les deux images est alors égale à $\Delta\theta$. La figure 6.3 montre les deux cas de figure. A gauche, on observe la formation de l'anneau d'Einstein, alors qu'à droite la source est dédoublée en deux images mirages.

Lorsque la lumière issue d'un astre subit une déflexion gravitationnelle, il y a non seulement formation d'images mirages ou d'un anneau d'Einstein, mais aussi une amplification

du flux lumineux par rapport au flux qui serait reçu en l'absence de déflexion. En effet, le phénomène de lentille gravitationnelle conserve la brillance de surface de la source (Etherington 1933), mais pas nécessairement sa surface. Ainsi, la luminosité totale d'une image mirage d'un astre peut être différente de celle de l'astre lui-même. L'amplification μ de l'image par rapport à la source est simplement donnée par le rapport entre la surface de l'image et celle de la source, ce qui revient à écrire:

$$\mu = \frac{\theta d\theta}{\beta d\beta}. \tag{6.10}$$

Différencier l'expression (6.7) par rapport à θ permet d'obtenir la valeur de l'amplification pour chaque image:

$$\mu_{\pm} = \frac{\Delta\theta}{\beta} + \frac{\beta}{\Delta\theta} \pm 2. \tag{6.11}$$

Cette amplification peut être exprimée sous une autre forme, en posant $u = \beta/\theta_E$. La variable u est alors la séparation angulaire entre la source et le déflecteur en unités du rayon d'Einstein:

$$\mu_{\pm} = \frac{u^2+2}{2u\sqrt{u^2+4}} \pm \frac{1}{2}. \tag{6.12}$$

6.3 Phénomène de microlentille

Un modèle ne doit pas être nécessairement compliqué pour être utile. Ainsi, le modèle élémentaire que nous venons brièvement de présenter permet d'expliquer bon nombre de cas observés, par exemple le phénomène de mirage produit par des étoiles. Lorsqu'une étoile joue le rôle de déflecteur, on parle le plus souvent de "phénomène de microlentille". De tels évènements de microlentille sont observés dans les nuages de Magellan ou dans notre Galaxie (voir par exemple Alcock et al. 1993, Aubourg et al. 1993). Dans ce cas de figure, les micro-déflecteurs sont des étoiles (visibles ou non) animées d'un mouvement propre et provoquant un effet de mirage à leur passage devant des étoiles d'arrière-plan (Chang & Refsdal 1979). L'effet de dédoublement de la source ne peut être observé, la masse d'une étoile donnant lieu à des angles de déflexion trop petits pour être mesurables (de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-1} secondes d'arc). En revanche, l'amplification lumineuse totale de la source reste parfaitement observable. Elle est donnée par:

$$\mu_{\pm} = |\mu_+| + |\mu_-| = \frac{u^2+2}{u\sqrt{u^2+4}} \tag{6.13}$$

C'est grâce à cette amplification de la source que nous pouvons identifier des évènements de microlentilles. Lorsqu'un micro-déflecteur passe devant une source, cette dernière montre un pic de luminosité dont la durée dépend de la masse du micro-déflecteur et de sa vitesse transverse en projection sur le ciel. La durée typique d'un tel pic de luminosité

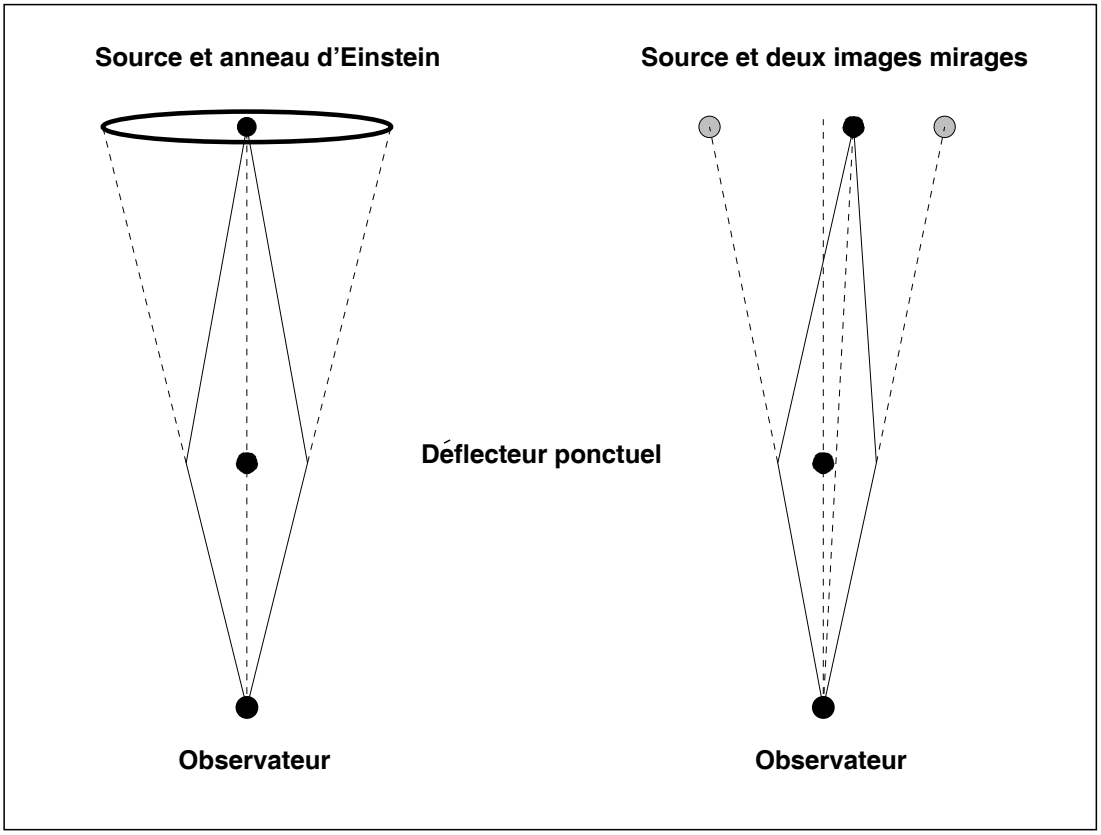

Figure 6.3: Mirage gravitationnel créé par une masse ponctuelle. A gauche, on observe la formation d'un anneau d'Einstein, la source, le déflecteur et l'observateur étant "parfaitement" alignés (voir texte). A droite, il y a formation de deux images de la source. La probabilité d'observer un alignement "parfait" entre la source, le déflecteur et l'observateur étant très faible, la quasi totalité des cas de mirages observés se présente sous la forme d'images multiples d'une source, plutôt que sous la forme d'un anneau d'Einstein (cas beaucoup plus rare, mais cependant existant).

est égale au temps mis par la source pour traverser l'anneau d'Einstein du déflecteur à la vitesse angulaire V_t, c'est-à-dire:

$$\Delta t = \frac{\theta_E}{V_t} \tag{6.14}$$

La vitesse V_t est ici la composante "transverse" de la vitesse du micro-déflecteur, ou en d'autres termes, la projection de sa vitesse sur la voûte céleste.

Si des évènements de microlentille sont observés pour les étoiles des nuages de Magellan ou du bulbe galactique, ils peuvent aussi intervenir dans les images multiples de quasars lointains. La lumière issue d'une ou plusieurs des images mirages d'une source peut en effet traverser des régions riches en étoiles (et donc en micro-déflecteurs potentiels) de la galaxie lentille. Dans l'exemple de la figure 6.4, l'une des images de la source est vue par

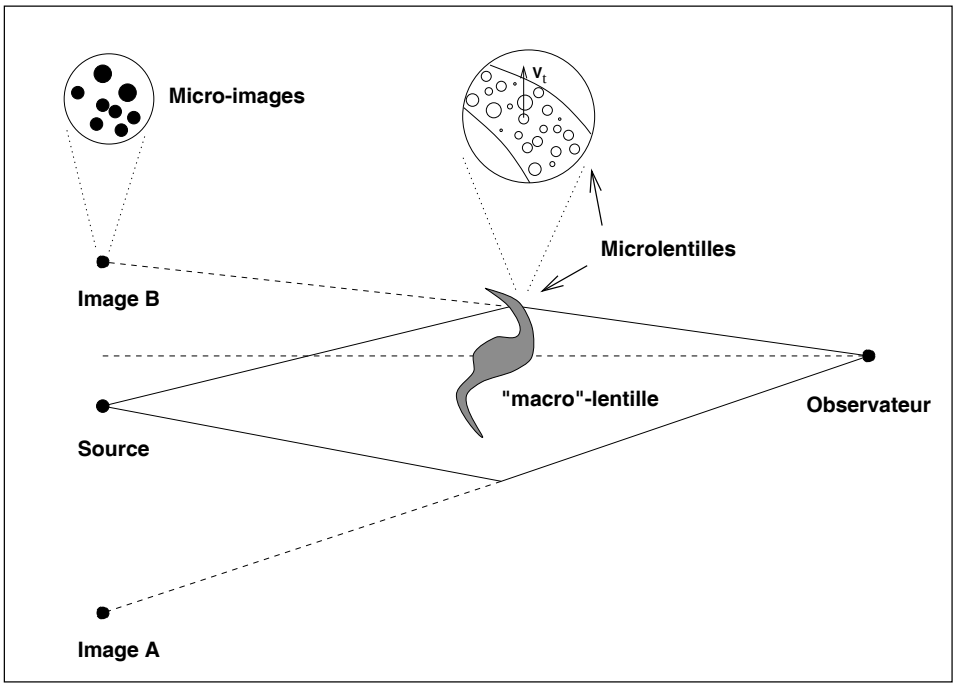

Figure 6.4: Phénomène de microlentille dans l'une des "macro" images d'un mirage gravitationnel. De la vitesse transverse $\vec{v}$ des micro-déflecteurs va dépendre la durée des évènements de microlentille

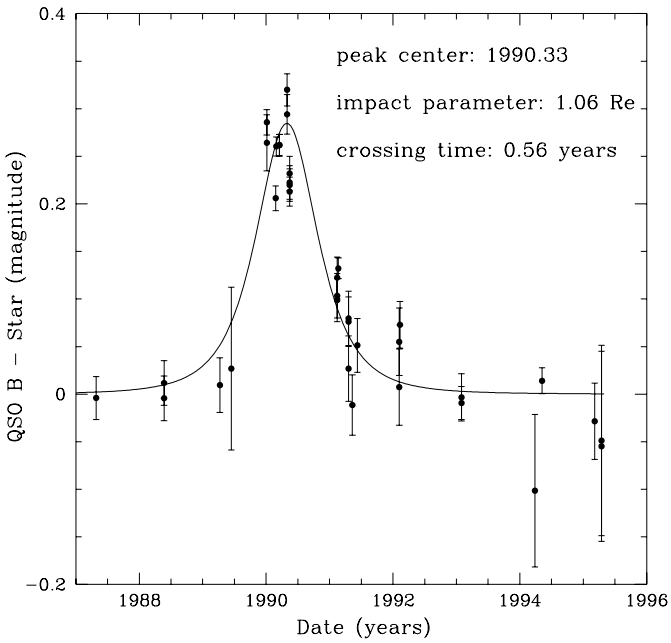

Figure 6.5: Pic d'intensité lumineuse dans la courbe de lumière de l'une des images mirages du quasar UM 425. Cette variation peut s'interpréter en termes d'évènement de microlentille donnant lieu à une amplification gravitationnelle de la source. Voir aussi figure 6.4

l'observateur à travers la galaxie déflectrice. Elle est donc susceptible de montrer au cours du temps les variations typiques d'un évènement de microlentille.

En pratique, ce type de phénomène intervient assez souvent dans les mirages gravitationnels. Il a été détecté dans au moins 3 quasars multiples: Q 0957+561 (Pelt et al. 1996), Q 2237+0305 (Østensen et al. 1996), et HE 1104-1805 (Wisotzki et al. 1993). Un quatrième exemple d'amplification par microlentille a pu être mis en évidence lors du suivi photométrique du quasar double UM 425 (Courbin et al. 1995). Dans ce dernier cas, la courbe de lumière de l'une des images de la source montre la forme typique d'un tel évènement. Courbin, Sahu et Meylan (1996) montrent par ailleurs par des considérations géométriques simples que la variation d'intensité lumineuse observée dans ce mirage est compatible avec une amplification par effet de microlentille. Il n'est cependant pas possible d'exclure la possibilité d'une variation intrinsèque du quasar source. La figure 6.5 montre la variation détectée, très semblable à celle observée pour les évènements de microlentille dans la Voie Lactée ou les nuages de Magellan. Vu la très grande distance entre la Terre et le micro-déflecteur, la durée de l'évènement est très longue et s'étend sur plus de six mois, valeur à comparer avec des durées de quelques heures/jours pour des microlentilles galactiques.

La figure 6.5 n'est donnée qu'à titre illustratif, des modèles bien plus complexes devant être mis en œuvre pour aller plus loin dans l'interprétation physique du ou des pic(s) observé(s). En fait, la densité de micro-déflecteurs dans la galaxie lentille peut être telle qu'il ne faille plus considérer un effet de microlentille par un micro-déflecteur unique, mais par un nuage de micro-déflecteurs. Les micro-déflecteurs étant en mouvement, l'observateur voit un déplacement apparent de la source en arrière-plan d'un réseau de caustiques. Un pic d'amplification lumineuse se produit à chaque passage d'une caustique par la source. On observe donc une succession de pics de micro-lentille dont la fréquence temporelle et l'amplitude sont susceptibles de fournir des informations sur la densité de micro-déflecteurs dans la galaxie lentille, ainsi que sur leur masses et leur vitesse moyenne ou encore sur la structure interne du quasar source. Il est commode pour quantifier la densité de micro-déflecteurs d'introduire la notion de *profondeur optique*, donnant la probabilité d'observer un évènement de microlentille à un instant donné. Cette probabilité est directement liée à la densité de micro-caustiques sur la voûte céleste. Elle s'exprime en termes de rapport entre la surface de ciel "incluse" dans des micro-caustiques et celle "en dehors" de micro-caustiques. De tels modèles, calculant des profondeurs optiques pour les images multiples de quasar, existent pour le bien connu cas de Q 2237+0305 (Wambsganβ, Paczynski & Schneider 1990 estime à 30-40% la profondeur optique dans cet objet) mais nous avons si peu d'informations sur UM 425 (en particulier sur la nature et le redshift du déflecteur) que toute tentative de modélisation détaillée serait réduite à une pure spéculation théorique.

Délai temporel

Les cas connus de mirages gravitationnels impliquant des quasars lointains montrent le plus souvent 2 ou 4 images de la source. Les trajets optiques reliant l'observateur à chacune des images n'ont pas la même longueur (voir par exemple la figure 6.3, à droite). Si la source montre une variation d'intensité lumineuse au cours du temps, l'observateur la percevra à des instants différents dans chaque image mirage. Les courbes de lumière des images mirages et de la source sont donc identiques, à un décalage temporel près. On parle alors

de *délai temporel* entre les images du mirage.

En 1964, Refsdal proposa d'utiliser le délai temporel dans les mirages gravitationnels pour mesurer la valeur du paramètre de Hubble. En effet, le délai temporel étant un effet géométrique, il est directement relié à H_o. Refsdal et Surdej (1994) établissent une relation simple entre le délai temporel et H_o:

$$H_o^{-1} = \frac{2(z_s - z_d)\Delta t}{z_d z_s \Delta\theta(\theta_+ + \theta_-)(2-\epsilon)} \tag{6.15}$$

où les angles sont ceux déjà utilisés dans les paragraphes précédents, z_s et z_d sont respectivement les redshifts de la source et du déflecteur, H_0 est le paramètre de Hubble et Δt est le délai temporel. Nous avons utilisé dans ce calcul de H_0 un modèle de déflecteur non ponctuel donnant lieu à une loi de déflexion du type:

$$\hat{\alpha} = |b|^{(\epsilon-1)}, \tag{6.16}$$

où b est le paramètre d'impact de la figure 6.1. Nous verrons dès le chapitre 7 que la plupart des mirages multiples ne peuvent en fait s'expliquer qu'en calculant des modèles de déflecteurs non ponctuels dont l'expression (6.16) donne un exemple simple.

Pour résumer, résoudre (6.15) en vue de calculer H_o suppose:

1. d'obtenir les courbes de lumière des images mirages d'au moins un quasar,
2. de pouvoir effectivement mesurer le délai temporel Δt dans ce/ces mirage(s). Ce point est souvent délicat. En effet, de bonnes conditions météorologiques sont nécéssaires sur de longues périodes de temps, pendant lesquelles le quasar source doit avoir le bon goût de montrer des variations intrinsèques de luminosité. Par ailleurs, la contamination des courbes de lumière obtenues par des évènements de micro-lentilles dans l'une ou l'autre des images mirages du quasar devrait être aussi petite que possible.
3. une bonne connaissance des positions des images par rapport au déflecteur, en projection sur la voûte céleste (astrométrie),
4. un bonne modélisation du déflecteur: le déflecteur est mieux représenté par masse ponctuelle ou étendue ? Quelle est son orientation sur le plan du ciel dans les cas (fréquents) où il montre une ellipticité ?

Dans l'état actuel des recherches, le phénomène de mirage gravitationnel est assez bien compris, de telle sorte que des modèles assez complets sont disponibles. Cependant, de tels modèles considérant des déflecteurs non ponctuels sont le plus souvent très sensibles aux erreurs sur les positions relatives mesurées pour les images mirages. Par ailleurs, la géométrie du déflecteur doit, elle aussi, être connue avec une assez bonne précision. Dans la formule (6.15), le profil du déflecteur intervient via la variable ϵ. La méthode proposée par Refsdal (1964) reste donc dépendante du modèle et nécessite, pour être pleinement efficace, d'excellentes observations des mirages pour lesquels on se propose d'obtenir les

courbes de lumière. Le but de cette thèse, tant par le développement de l'algorithme MCS que par ses applications, vise à rendre possible une étude détaillée et systématique des mirages gravitationnels connus.

6.4 Un outil pour le cosmologiste

Nous avons brièvement présenté quelques rudiments d'optique gravitationnelle, en particulier les points permettant de comprendre le mode de formation des images mirages de quasars lointains. Le plus simple des modèles de lentille, le déflecteur ponctuel, a été décrit en vue d'introduire les observables intervenant dans les applications cosmologiques du phénomène de mirage gravitationnel, par exemple la mesure du paramètre de Hubble. Cependant, nous allons voir au cours des prochains chapitres que si les mirages gravitationnels consistent bel et bien en un outil très utile pour le cosmoligiste, son emploi reste délicat. Ceci est d'autant plus vrai qu'est grande la précision recherchée sur les paramètres dont il autorise la mesure.

Chapitre 7

Première application: la géométrie de PG 1115+080

Le tout premier mirage gravitationnel ayant été étudié grâce à l'algorithme MCS est le quasar quadruple PG 1115+080 (Weymann et al. 1980). En effet, Schechter et al. (1997) ont pu mesurer avec une bonne précision le délai temporel entre trois des quatre images du mirage. Une telle mesure demandant beaucoup de temps de télescope et de relativement bonnes conditions observationnelles, un seul délai temporel, pour le premier mirage double, découvert par Walsh, Carswell & Weymann en 1979, avait pu jusqu'alors être mesuré (voir par exemple Vanderriest et al. 1989). Après avoir longtemps polémiqué quant à la valeur du délai temporel dans ce système, différents groupes de chercheurs (Vanderriest et al. 1989, Press, Rybicki & Hewitt 1992a,b), s'accordent maintenant sur une valeur de 417 ± 3 jours (Kundic et al. 1996, Pelt et al. 1994, 1996, 1998).

Peu après la publication de l'article de Schechter et al. (1997), mettant en œuvre la méthode préconisée par Refsdal (1964) pour déterminer H_0, divers modèles de mirages ont été élaborés pour décrire PG 1115+080. Cependant, Keeton & Kochanek (1997) notèrent que seule une très bonne connaissance de la position relative des quatre images du quasar source par rapport à la galaxie déflectrice autorisait une détermination précise du paramètre de Hubble. C'est la précision sur cette position que nous nous sommes proposé d'améliorer en appliquant notre méthode de déconvolution à des images optiques de PG 1115+080.

7.1 Des doubles et des quadruples

Au chapitre 6, nous avons présenté un modèle de lentille gravitationnelle qui, malgré sa simplicité, permettait d'expliquer les phénomènes de mirage causés par des étoiles. Lorsqu'il s'agit de quasars, le déflecteur est le plus souvent une galaxie massive qui n'a rien en commun avec une masse ponctuelle. Ainsi, des modèles plus élaborés doivent être développés. Ils font intervenir des déflecteurs étendus et non symétriques. Parfois, plusieurs galaxies peuvent même intervenir dans le potentiel gravitationnel total, ce qui ajoute encore à la complexité de la modélisation. Dans ces deux cas de figure, il est possible d'observer plus de deux images de la source. L'objet auquel nous nous intéressons ici, PG 1115+080, montre quatre images du quasar source et est présenté dans la figure

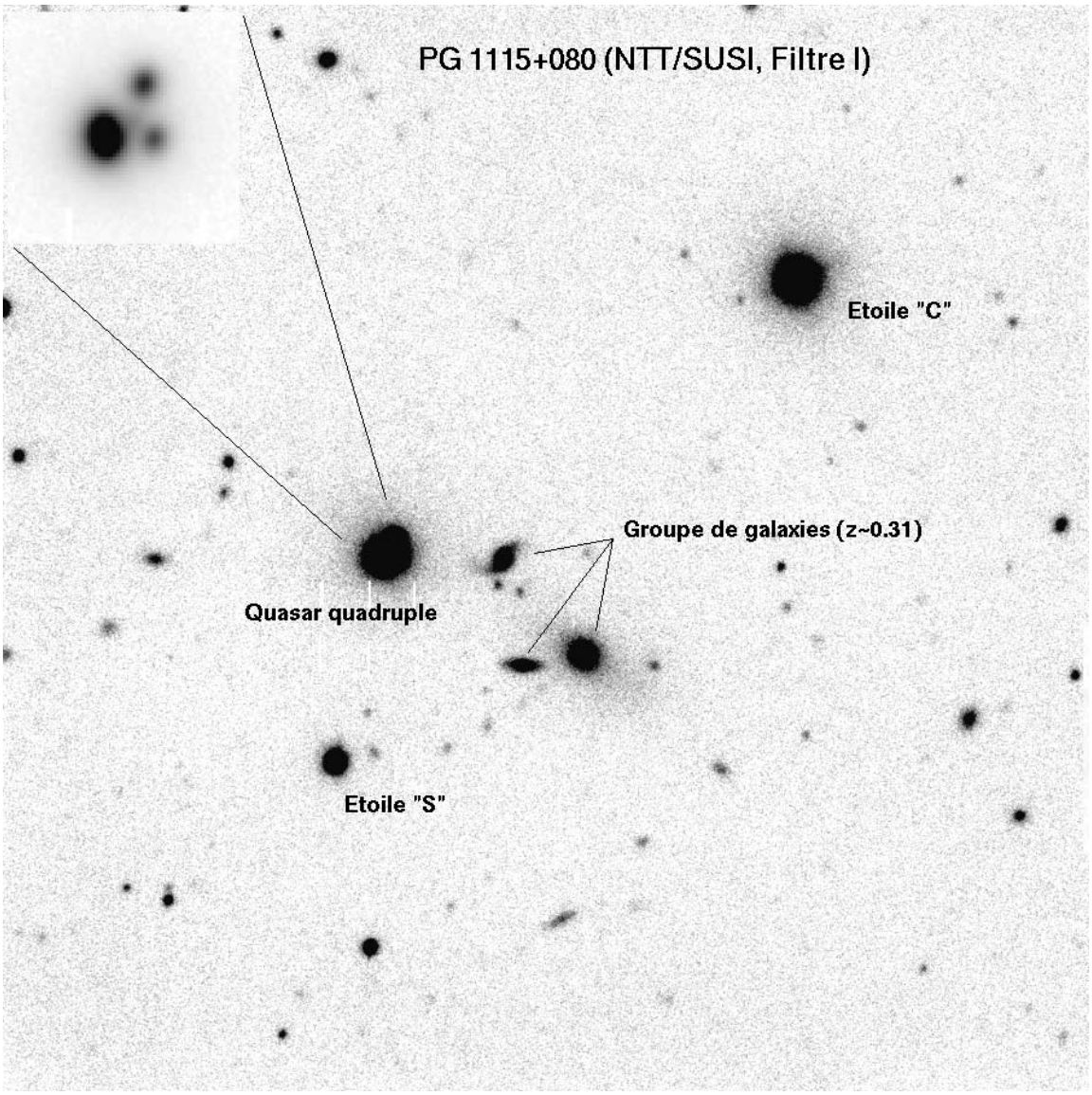

Figure 7.1: Champ de $2' \times 2'$ autour de PG 1115+080. L'image a été prise en avril 1997 avec le NTT ("New Technology Telescope") de 3.5m de l'ESO. Le temps de pose total à travers le filtre I est de 40 minutes et la résolution finale de l'image est $0.8''$. On note, outre l'aspect quadruple du mirage (en médaillon en haut à gauche), la présence d'un groupe de galaxies. Ces galaxies interviennent dans le potentiel déflecteur total responsable de la formation du mirage. Dans cette image, le Nord est en haut et l'Est à gauche. Les étoiles "C" et "S" de Vanderriest et al. (1986) ont été utilisées pour créer les PSF nécessaires à la déconvolution du mirage quadruple.

7.1.

Un modèle réaliste de lentille étendue et symétrique souvent employé est la Sphère Isotherme Singulière (SIS ou "Singular Isothermal Sphere"). Comme son nom l'indique, ce modèle considère le déflecteur en tant que boule de matière de température homogène. C'est alors un "gaz d'étoiles" dont la température est déterminée par la dispersion de vitesse σ des particules qui le composent. L'angle de déflexion par une sphère isotherme symétrique est calculé dans tout ouvrage traitant de mirages gravitationnels, par exemple dans Schneider, Ehlers & Falco (1992). Cet angle comporte la particularité de ne pas dépendre du paramètre d'impact d'un photon issu de la source lorsqu'il franchit le plan lentille ("b" dans la figure 6.1). Il n'est en fait fonction que de la température du gaz, ou de sa dispersion de vitesse:

$$\alpha = 4\pi \frac{\sigma^2}{c^2}, \tag{7.1}$$

Tous les observables calculés au chapitre 6 pour la masse ponctuelle peuvent être obtenues pour le déflecteur SIS: amplification, position des images, délai temporel. Comme la masse ponctuelle, le déflecteur SIS ne produit que deux images de la source. Cependant, dès que la symétrie du potentiel déflecteur est brisée, on peut observer un plus grand nombre d'images. Cette brisure de symétrie peut être produite de deux façons: (1) en introduisant une ellipticité dans le déflecteur ou, (2) en considérant un déflecteur multiple. Dans le deuxième cas, il s'agit le plus souvent de la perturbation gravitationnelle introduite par différentes galaxies massives dans l'environnement immédiat du mirage. On parle alors de perturbation extérieure. Bien souvent, il est difficile de décider si c'est l'ellipticité d'une lentille ou une perturbation extérieure qui donne lieu à une configuration d'images donnée (Kovner 1987).

Modéliser un déflecteur non symétrique peut se faire en introduisant des isocontours ellipsoïdaux dans le modèle SIS (Blandford & Kochanek 1987). On obtient alors le potentiel gravitationnel:

$$\Psi(\theta_x, \theta_y) = \frac{D_{ds}}{D_{os}} 4\pi \frac{\sigma^2}{c^2} \left[\theta_c + (1-\epsilon)\theta_x^2 + (1+\epsilon)\theta_y^2\right]^{1/2}. \tag{7.2}$$

L'équation (7.2) décrit le potentiel dans le plan (θ_x,θ_y), où θ_x et θ_y mesurent des dimensions angulaires sur la voûte céleste. Ce potentiel possède un noyau compact de rayon θ_c et une ellipticité ϵ (la sphère isotherme n'est donc plus singulière, si $\theta_c \neq 0$). L'angle de déflexion au point (θ_x,θ_y) dans le plan du déflecteur, peut être calculé comme le gradient du potentiel $\Psi(\theta_x, \theta_y)$ (Schneider, Ehlers, Falco 1992) en utilisant l'équation (6.3). L'amplification lumineuse de la source induite par un tel potentiel est obtenue grâce à (6.10). En particulier, il existe dans le plan lentille, une zone privilégiée où l'amplification lumineuse de la source est infinie (en pratique elle y est seulement "très grande"). Cette zone se répartie sur deux courbes ellipsoïdales appellée *lignes critiques*. Les images des lignes critiques dans le plan de la source sont deux courbes fermées appelées *causiques*. La caustique angulairement la plus éloignée du déflecteur est elliptique alors que la caustique intérieure a la forme d'un losange déformé. De la position de la source par rapport à la caustique intérieure va dépendre le nombre d'images mirages observées ainsi que leur position par rapport au déflecteur, en projection sur le plan du ciel.

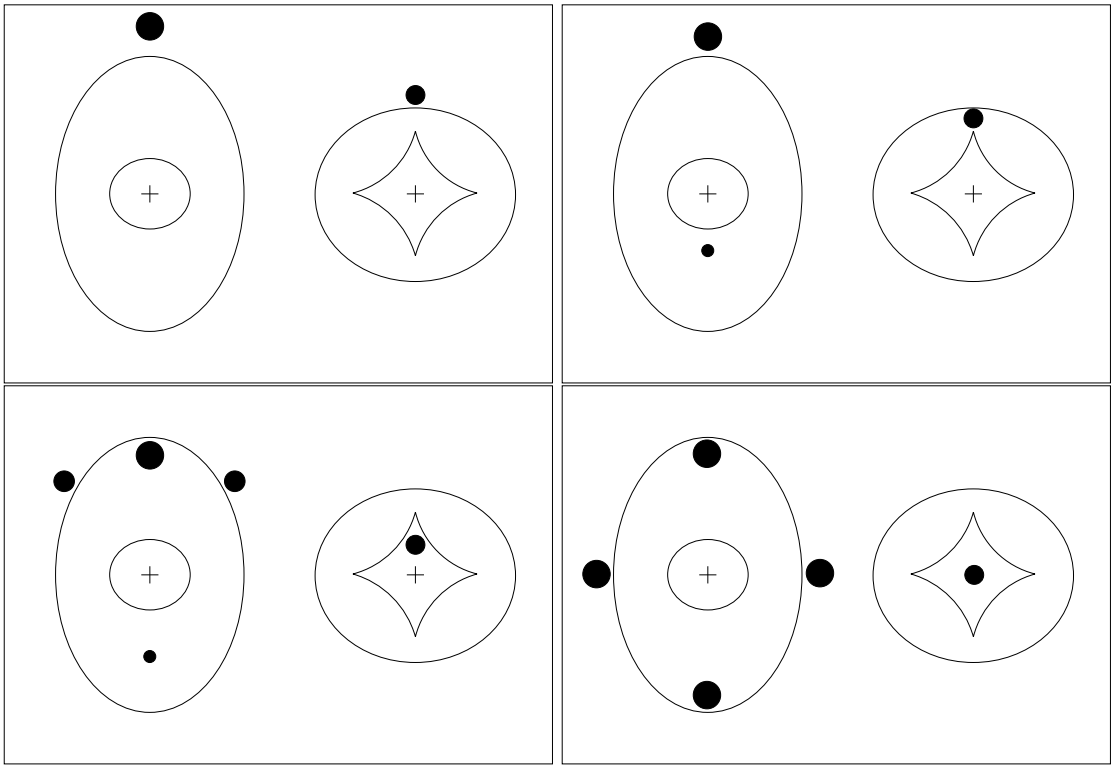

Figure 7.2: Exemples de mirages simples et doubles (en haut) et quadruples (en bas) produits par une galaxie elliptique (la croix au centre des figures), dans le cas où la source est ponctuelle. Dans chacun des quatre schémas, le diagramme à gauche montre les images mirages de la source et les lignes critiques, dans le plan lentille. La taille des images mirages est proportionnelle à leur amplification. Les caustiques, images des lignes critiques dans le plan source, sont représentées à droite, ainsi que la position de la source par rapport à la caustique intérieure.

La figure 7.2 montre quelques cas de figures possibles utilisant des modèles de déflecteurs elliptiques isothermes. De haut en bas et de gauche à droite, la source (ponctuelle) est située à des positions de plus en plus proches du centre de la caustique. Quand la source reste "en dehors" des caustiques (en haut), on observe la formation d'une image amplifiée de la source. Si la source "entre" dans la caustique la plus extérieure, deux images mirages apparaissent. Si la source "entre" dans la caustique interne, quatre images seront visibles.

Les situations présentées dans la figure 7.2 montrent des cas où la source se situe sur un axe de symétrie des caustiques. Le plus souvent, la source est en fait placée en un endroit quelconque de la caustique. Les configurations d'images observées sont alors non symétriques par rapport aux axes principaux du déflecteur. PG 1115+080 est un tel cas de mirage, comme le montre l'image NTT de l'objet (en médaillon dans la figure 7.1). D'autres cas sont qualitativement similaires à celui-ci. La configuration d'images en bas à gauche dans la figure 7.2 est très bien illustrée par les quasars quadruples B 1422+23 (Remy et al. 1993, Hammer et al. 1995) et RX J0911.4+0551 (Burud et al. 1998a). Un autre exemple frappant de mirage quadruple est le "trèfle a quatre feuille", H 1413+117

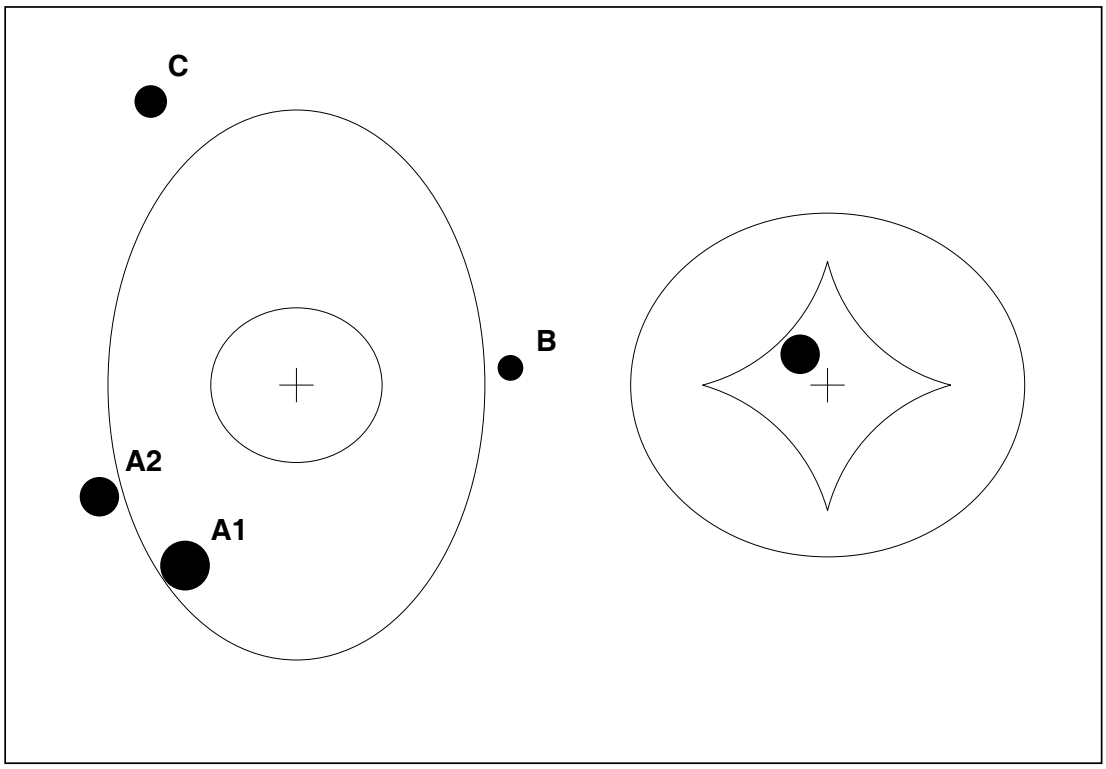

Figure 7.3: Géométrie de PG 1115+080. La position de la source par rapport aux caustiques est telle que la configuration des quatre images est intermédaire entre les deux derniers cas de la figure 7.2. La source ne se trouve pas sur un axe de symétrie de la caustique, brisant du même coup la symétrie des images par rapport aux axes principaux des lignes critiques.

(Magain et al. 1988), mirage que nous avons d'ailleurs déconvolué pour tester notre méthode de déconvolution (Magain, Courbin & Sohy 1998; article par ailleurs reproduit au chapitre 3).

7.2 Délais temporels dans PG 1115+080

Le suivi photométrique de mirages gravitationnels peut paraître aisé au premier abord. Il s'agit cependant souvent d'un travail de longue haleine, sujet à de multiples difficultés observationnelles. Parmi ces difficultés, mentionnées plus en détails par Remy (1996), épinglons le fait que les courbes de lumière des images mirages doivent être bien échantillonnées et que les mesures photométriques doivent être effectuées dans des conditions observationnelles plutôt meilleures que les conditions moyennes rencontrées dans la plupart des observatoires terrestres. Pour un mirage ayant un délai temporel de l'ordre de quelques mois, cela signifie que des observations devront être obtenues tous les quelques jours, ou au moins chaque semaine. Outre le fait que les conditions météorologiques doivent être bonnes pour toutes les observations, il est rare que des observatoires acceptent d'at-

tribuer autant de temps d'observation à un seul projet. Finalement, les deux seuls suivis photométriques de mirages gravitationnels pour lesquels assez de points de mesure ont pu être obtenus *régulièrement* sont ceux de Q 0957+561 et de PG 1115+080, essentiellement dans des observatoires semi-privés, plus susceptibles d'attribuer du temps d'observation bien réparti sur de longues périodes.

Durant une campagne d'observation intensive d'un an, Schechter et al. (1997) ont pu obtenir les courbes de lumière pour trois images de PG 1115+080 et mesurer deux délais temporels pour ce mirage. Les courbes de lumière reproduites dans la figure 7.4 montrent toutes la même variation d'intensité intrinsèque du quasar source, mais décalée dans le temps. La figure 7.2 montre la corrélation entre les courbes obtenues pour les composantes B et C du mirage: elle permet de déterminer une valeur du délai temporel de $\Delta\tau_{BC} = 23.7 \pm 3.4$ jours. De même, Schechter et al. (1997) trouvent un délai temporel de $\Delta\tau_{AC} = 9.4 \pm 3.4$ jours entre le doublet A1+A2 ("spot" brillant en médaillon dans la figure 7.1), non résolu dans leurs données, et l'image C.

En introduisant des corrélations entres les erreurs photométriques pour les trois courbes de lumière, Barkana (1997) donne une nouvelle mesure des deux délais temporels, sur base des mêmes données que Schechter et al. (1997). En particulier, il est tenu compte dans cet article d'éventuels évènements de microlentilles (cf. chapitre 3) s'ajoutant aux variations intrinsèques du quasar. Ainsi, Barkana trouve $\Delta\tau_{BC} = 25.0^{+1.5}_{-1.7}$ jours. Il trouve par ailleurs que le deuxième délai temporel s'exprime mieux sous forme du rapport, $r_{ABC} = \Delta\tau_{AC}/\Delta\tau_{BA} = 1.13^{+0.18}_{-0.17}$, entaché d'une erreur systématique de 0.2 (sur la valeur du rapport).

7.3 Modèles et apport de la déconvolution

Utilisant le délai temporel de Barkana (1997), Keeton & Kochanek (1997) calculent une nouvelle valeur du paramètre de Hubble. Pour cela, ils testent une famille de modèles de lentilles elliptiques dont le profil de masse est similaire à celui donné par l'équation (7.2). A la fois des profils de de Vaucouleurs et des profils en lois de puissances sont testés pour reproduire au mieux l'astrométrie et la photométrie de PG 1115+080, obtenue sur les données HST de Kristian et al. (1993).

En fait, Keeton & Kochanek (1997) notent que la configuration des quatre images dans PG 1115+080 ne peut être reproduite par une galaxie lentille unique, qu'elle ait un profil de de Vaucouleurs ou un profil en loi de puissance, même de forte ellipticité. La seule façon de modéliser correctement le mirage est de prendre en compte la perturbation gravitationnelle supplémentaire introduite par le groupe de galaxies visible quelques secondes d'arc à l'ouest du mirage (voir figure 7.1). Keeton & Kochanek (1997) testent l'effet de cette perturbation sur leurs modèles de deux façons: (1) en modélisant le groupe de galaxies par une masse ponctuelle et (2) en le modélisant par une sphère isotherme (les particules dans la sphère sont alors les galaxies du groupe). Fixer la position du groupe par rapport à la lentille principale produit un meilleur ajustement des donnée HST que ne le fait une lentille unique. Ce choix implique cependant une galaxie lentille non physique, se trouvant en dehors du plan fondamental (voir par exemple Djorgovski & Davis 1987).

Une deuxième approche du problème consiste à laisser la position du groupe de galaxies libre lors de l'ajustement du modèle sur les données observationnelles. Cependant,

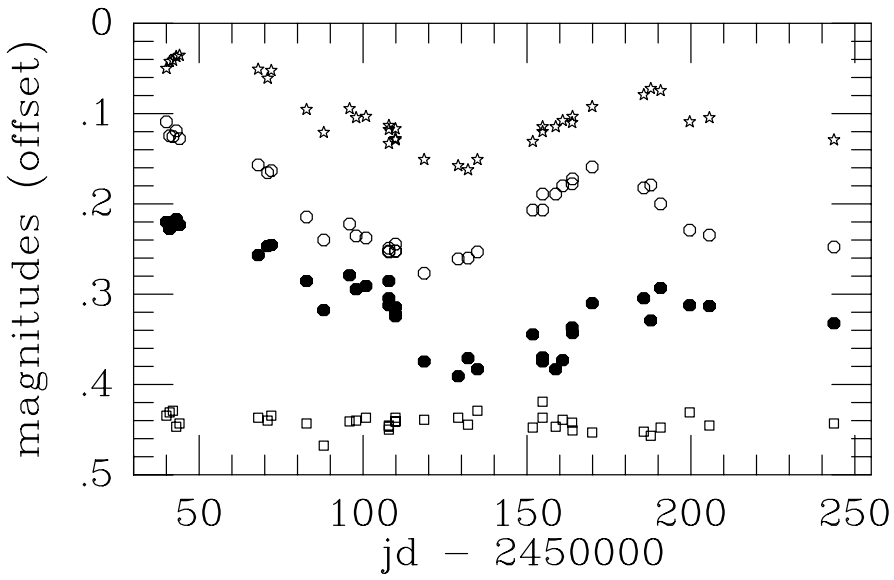

Figure 7.4: Courbes de lumière pour PG 1115+080. De haut en bas sont montrées les courbes de lumière des composantes A1+A2, C, et B (cf. figure 7.3), et pour une étoile de comparaison (Schechter et al. 1997)

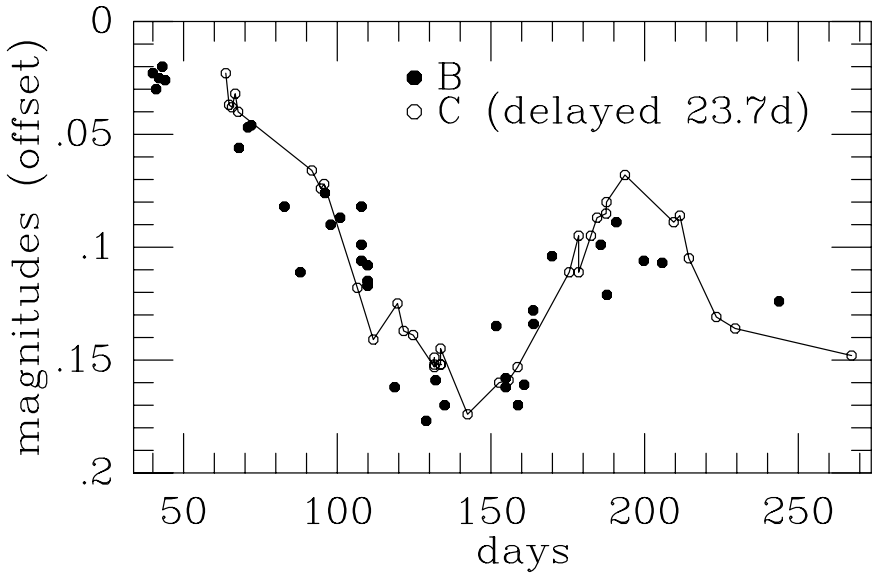

Figure 7.5: Comparaison des courbes de lumière obtenues pour les composantes B et C, conduisant à un délai temporel de 23.7 jours, d'après Schechter et al. (1997).

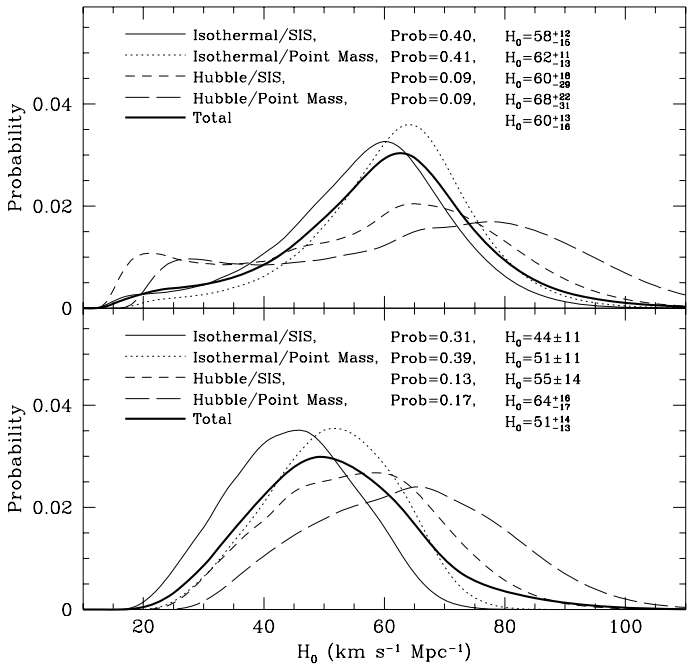

Figure 7.6: Distributions de probabilité pour les quatre classes de modèles explorées par Keeton & Kochanek (1997) ainsi que la distribution totale de probabilité. *En haut*: en ne tenant compte que d'un seul délai temporel. *En bas*: en tenant compte des deux délais temporels disponibles.

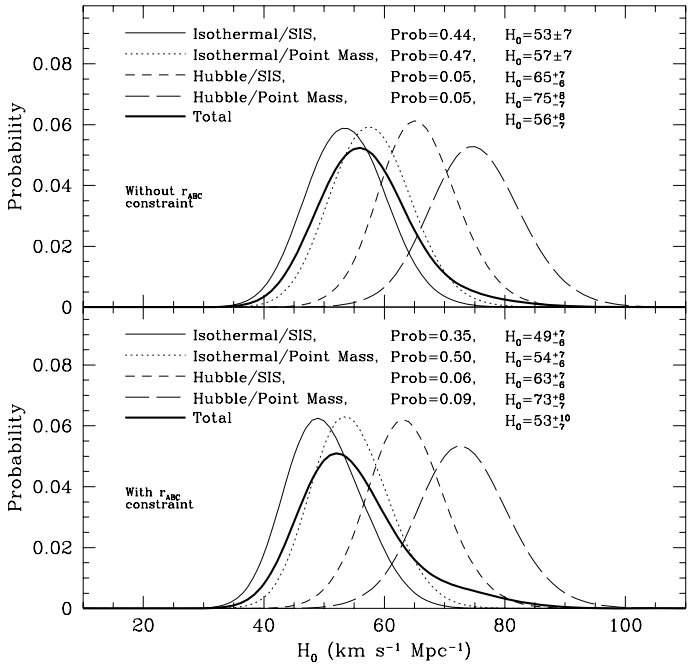

Figure 7.7: Figure analogue à celle ci-dessus, mais avec la nouvelle astrométrie de Courbin et al. (1997). Les barres d'erreurs sur H_o sont améliorées d'un facteur deux par rapport à la figure 7.6.

de nombreuses (et très différentes) valeurs pour les variables du modèle permettent alors d'obtenir un ajustement correct, on ne peut trouver une combinaison unique de paramètres représentant au mieux les observations. Nous sommes en fait en présence d'un problème inverse mal posé, analogue à celui de la déconvolution. Keeton & Kochanek (1997) proposent d'appliquer la formule de Bayes pour calculer la probablité d'obtenir une certaine valeur de H_o pour diverses combinaisons de modèles de galaxie lentille et de groupe. La figure 7.6 donne la probabilité d'obtenir une valeur donnée de H_o si le déflecteur principal est modélisé par un profil de de Vaucouleurs ou une par une loi de puissance, et si le groupe de galaxies est représenté par une sphère isotherme ou une masse ponctuelle. On a donc quatre combinaisons possibles lentille principale/groupe donnant lieu à quatre distributions de probabilité différentes. Ces quatres distributions sont combinées en une seule distribution de probabilité totale, représentée en gras dans la figure 7.6. Les distributions de probabilité ont été calculées de deux façons différentes, en tenant compte d'un seul délai temporel (en haut dans la figure) ou en tenant compte des deux délais temporels mesurés dans PG 1115+080 (en bas dans la figure).

Pour conclure leur article, Keeton & Kochanek (1997) donnent leur valeur du paramètre de Hubble, $H_o = 51^{+14}_{-13}$ km s^{-1} Mpc^{-1}et notent que réduire l'incertitude sur le délai temporel et sur la position de la galaxie lentille par rapport aux quatre images mirages de la source permettrait de réduire considérablement les barres d'erreur sur H_o.

Nous nous sommes donc proposés de répondre à au moins l'un des points mentionnés par Keeton & Kochanek (1997): redéterminer l'astrométrie de PG 1115+080 en vue de mieux contraindre la position de la galaxie lentille. L'article reproduit ci-après (Courbin et al. 1997) décrit comment notre nouvelle méthode de déconvolution à été appliquée à des images de PG 1115+080 prises du sol. Nous n'allons pas reprendre ici tout le contenu de l'article, mais en résumer les points saillants.

Seulement 6 images à travers le filtre I étaient disponibles pour mener à bien notre étude. Malgré cela, la déconvolution MCS des données (voir figure 2 dans Courbin et al. 1997) permet de décomposer PG 1115+080 en quatre sources ponctuelles et une galaxie lentille. Cette galaxie est décontaminée de la pollution lumineuse par les images gravitationnelles du quasar source, ce qui permet de mesurer sa position avec une précision presque trois fois meilleure qu'avec les données HST (pré-COSTAR) de Kristian et al. (1993). Ainsi, la précision sur la nouvelle position de la galaxie lentille est maintenant de 15 mas (milli seconde d'arc), contre 50 mas pour Kristian et al. (1993). La figure 7.3 montre les densités de probabilité d'obtenir une valeur de H_o pour les quatre classes de modèles considérées par Keeton & Kochanek (1997), mais recalculées en utilisant notre astrométrie plutôt que celle de Kristian et al. (1993). Non seulement chaque distribution est plus étroite que celle de la figure 7.6, mais la dispersion entre les distributions est elle aussi réduite. On note également que les valeurs finales trouvées pour H_0 (distribution en gras) en utilisant un ou deux délais temporels, sont en meilleur accord entre elles que dans la figure 7.6. Malgré la réduction des barres d'erreurs pour la position de la lentille, les résultats des modèles sont en meilleur accord avec les observations qu'en utilisant les données HST, comme l'atteste la valeur du χ^2 (Courbin et al. 1997, Table 2). Il est donc clair que la position mesurée pour la lentille par déconvolution d'images prises du sol est meilleure qu'avec les données HST. Notre nouvelle valeur du paramètre de Hubble est 53^{+10}_{-7}km s^{-1} Mpc^{-1}, contre 51^{+14}_{-13} km s^{-1} Mpc^{-1}dans Keeton & Kochanek (1997), soit une amélioration de la précision d'environ 30-40%.

Pour finir, notons que cette valeur a été obtenue à une époque où la déconvolution simultanée de plusieurs images n'était pas encore implémentée. Des mesures bien plus précises pourraient être obtenues avec les mêmes données si les déconvolutions étaient recalculées avec notre code de déconvolution le plus récent. Par ailleurs, la déconvolution simultanée de toutes les images utilisées pour le suivi photométique de Schechter et al. (1997) permettrait très certainement d'améliorer la qualité des courbes de lumières de PG 1115+080 et donc d'augmenter encore la précision de la détermination de H_o.

Article exposant les résultats obtenus pour PG 1115+080

La géometrie du quasar quadruple PG 1115+080 et implications pour H_o

F. Courbin, P. Magain, C.R. Keeton, C.S. Kochanek, C. Vanderriest, A.O. Jaunsen, J. Hjorth

Astronomy and Astrophysics, 1997, 324, L1

Astron. Astrophys. 324, L1–L4 (1997)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

LETTER

Letter to the Editor

The geometry of the quadruply imaged quasar PG 1115+080; implications for H_0*

F. Courbin[1,2], P. Magain[1], C.R. Keeton[3], C.S. Kochanek[3], C. Vanderriest[2], A.O. Jaunsen[4] and J. Hjorth[5]**

[1] Institut d'Astrophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B–4000 Liège, Belgium
[2] URA 173 CNRS-DAEC, Observatoire de Paris, F–92195 Meudon Principal Cédex, France
[3] Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, MS-51, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA
[4] Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, Pb. 1029, Blindern, N-0315 Oslo, Norway
[5] NORDITA, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen Ø, Denmark

Received 15 May 1997 / Accepted 27 May 1997

Abstract. Time delay measurements have recently been reported for the lensed quasar PG 1115+080. These measurements can be used to derive H_0, but only if we can constrain the lensing potential. We have applied a recently developed deconvolution technique to analyze sub-arcsecond I band images of PG 1115+080, obtained at the Nordic Optical Telescope (NOT) and the Canada France Hawaii Telescope (CFHT). The high performance of the deconvolution code allows us to derive precise positions and magnitudes for the four lensed images of the quasar, as well as for the lensing galaxy. The new measurement of the galaxy position improves its precision by a factor of 3 and thus strengthens the constraints on the lensing potential. With the new data, a range of models incorporating some of the plausible systematic uncertainties yields $H_0 = 53^{+10}_{-7}$ km s^{-1} Mpc^{-1}.

Key words: gravitational lensing - data analysis

1. Introduction

Gravitationally lensed quasars with multiple images provide a unique tool for determining the cosmological parameters independently of the classical methods. In particular, time delays between the images of a lensed quasar can be used to determine the Hubble constant H_0 (e.g. Refsdal 1964, Grogin & Narayan 1996).

Extensive photometric monitoring of lensed quasars has been undertaken to obtain accurate light curves for the most promising objects. Unfortunately, precise time delays have been difficult to obtain due to poor temporal sampling of the light curves, possible contamination by microlensing and short time scale events.

Light curves have recently been obtained for the quadruply imaged quasar PG 1115+080 (Schechter et al. 1997). The good time coverage, together with the fact that microlensing does not seem to significantly contaminate the intrinsic photometric variations of the lensed source, yield measurements of two time delays between three components of the system (Schechter et al. 1997, Bar-Kana 1997). Keeton and Kochanek (1997, hereafter KK97) showed that it was difficult to constrain H_0 because of degeneracies in the lens models. However, KK97 also showed that the constraints could be improved by measuring the position of the lensing galaxy relative to the quasar images better than was possible with the pre-refurbishment HST observations of Kristian et al. (1993, hereafter K93). The aim of the present paper is to provide a better determination of the galaxy position and, thus, an improved estimate of H_0.

2. Observations

The observations consist of five I band images of PG 1115+080 with a typical seeing of 0.″6-0.″7. Using SIS, the tip-tilt adaptive optics camera installed at the Cassegrain focus of the CFHT, two 600s exposures were taken on the night of 1995 December 27. The detector was a Loral 3, 2048×2048 pixel CCD (pixel scale 0.″0865). In addition, three I band frames were obtained at the NOT in direct imaging mode. Two 200s exposures were taken on the night of 1996 June 7 and an equivalent exposure was obtained on 1996 June 10. The Brocam2 2048×2048 CCD camera was used (pixel scale 0.″1071).

Send offprint requests to: F. Courbin (Liège address)

* Based on observations taken at the Nordic Optical Telescope and the Canada France Hawaii Telescope

** Also Maître de Recherches au FNRS (Belgium)

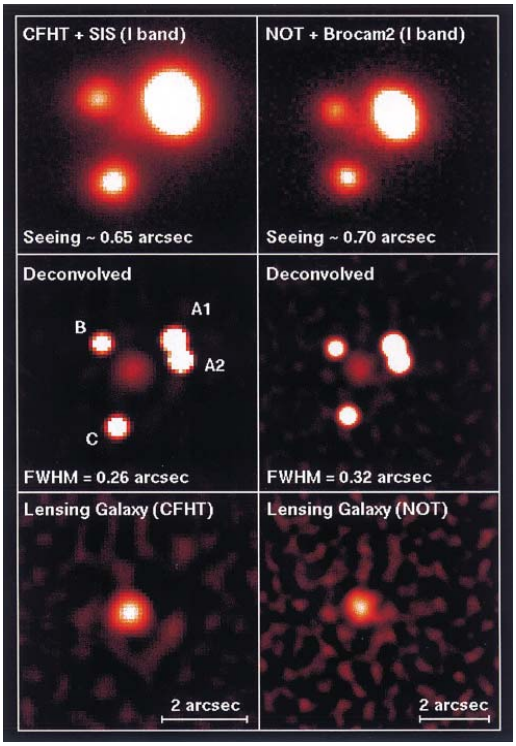

Fig. 1. Top panels: I band images of PG 1115+080 obtained at the CFHT (600s exposure, field of 5.″5) and at the NOT (200s exposure, field of 6.″8). Middle panels: the same images, but deconvolved using our new algorithm. Bottom panels: the deconvolved lensing galaxy alone. Note that the greyscale was chosen to display the full dynamic range of the images.

3. Deconvolution - a new algorithm

The images were deconvolved using a new method, described by Magain, Courbin & Sohy (1997), that allows precise photometric and astrometric measurements of strongly blended point sources superimposed on a diffuse background. The main idea of this algorithm is to deconvolve by a PSF narrower than the total observed PSF so as to preserve a good sampling of the deconvolved image. As a consequence, 1) the image can be decomposed in a sum of point sources, plus diffuse background and 2) the final resolution of the deconvolved images is *chosen* by the user.

We chose the final deconvolved PSF of the CFHT as a Gaussian with a Full-Width-Half-Maximum (FWHM) of 3 pixels. The NOT images were deconvolved on a grid of pixels two times smaller than the original frames (i.e. 0.″05355) in order to keep a good sampling of the lensing galaxy, and the final PSF was a Gaussian with a FWHM of 6 (smaller) pixels. This led to resolutions of 0.″26 for the CFHT and 0.″32 for the NOT. The PSF used to reach these resolutions was constructed from two stars about one magnitude brighter than the quasar image and situated 1′ away from the lens.

The weight attributed to the local smoothing of the background component in our deconvolved model image (see Magain et al. (1997) for more details) was chosen so that the residuals at the location of the lensing galaxy had the correct statistical distribution, i.e. Gaussian with a standard deviation of 1 (in units of the photon noise). In this way we avoided under- or over-fitting in the area of interest. A constant smoothing term was used for the whole image and was adapted to the area of the lensing galaxy. This leads to slight overfitting of the sky noise farther away from the target and produces some noise amplification at low light levels.

In the CFHT images, the PSF shows variations of the order of 5–10% from one side of the total field to the other. Therefore, we allowed the PSF to depart slightly from that derived from the two neighboring stars. The PSF was constrained to deviate by the smallest amount consistent with an artefact-free deconvolution of the 4 quasar images.

Fig. 1 shows the result of the deconvolution for a CFHT and a NOT image. Since the greyscale was chosen to display the full dynamic range, this image clearly shows that there are no "deconvolution artefacts" or "ringing effects" around the point sources.

4. Geometry of PG 1115+080

Five images were used to measure the position of the lens galaxy. For each frame, the deconvolution procedure returned the coordinates of the four point sources, the deconvolved image as well as the image of the diffuse objects (Fig. 1). The latter was used to measure the position of the lensing galaxy.

To compare our results with K93's results, we transformed our coordinates to the coordinate system they used. The scaling factor and rotation angle were chosen to match the positions of the four point sources as well as possible, and the transformation was then applied to the galaxy coordinates. Fig. 2 compares the new positions with the positions from K93. The precision of the galaxy position has been increased by more than a factor of 3, from 50 mas with the pre-refurbishment HST images (K93), to 15 mas with the new data and deconvolution technique. Note that K93 used a pixel scale of 0.″04389, which Gould & Yanny (1994) revised to 0.″04374. Table 1 summarizes the geometry of PG 1115+080, in the same orientation as K93, but using the pixel size given by Gould & Yanny (1994).

The galaxy position was measured on each deconvolved background by the first two authors independently, using either Gaussian fitting or the first order moments of the light distribution, resulting in 10 measurements (one for each author and each frame). We first averaged the two measurements for each frame and then computed a weighted mean of the 5 independent measurements, with a weight twice as large for the NOT images as for the CFHT images because the latter are corrupted by PSF variation across the field.

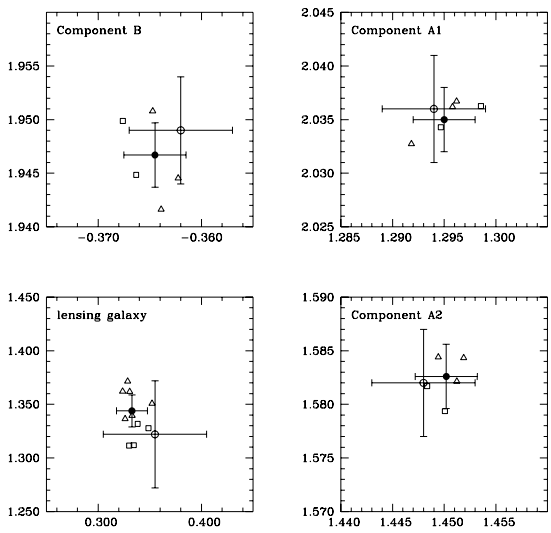

Fig. 2. Positions of components A1, A2, B and the lensing galaxy, relative to component C. The scale for the point sources is 10 times larger than for the galaxy. Triangles and squares indicate individual measurements from the NOT and CFHT images, respectively. Filled circles with error bars show our final results from the weighted mean of the individual measurements. Open circles with error bars show the HST positions from K93.

The standard deviation of the mean is $\sim$ 2 mas for the point sources and $\sim$ 10 mas for the lensing galaxy. The effect of a variable PSF was tested by performing numerical simulations which indicate that possible systematic effects could affect the point sources by another 2 mas and the lensing galaxy by an additional 10 mas. This leads to final 1σ error bars of 3 mas for the point sources and 15 mas for the lensing galaxy.

The intensity ratio of A2 relative to A1 is given in Table 1. This ratio does not show significant variations among our frames or between our frames and the K93 frames, even though they were taken at four different epochs. This suggests that microlensing does not significantly affect the light curves of A1 and A2 in the I band.

The galaxy magnitude was derived on the NOT deconvolved frames by aperture photometry (0.″9 diaphragm in diameter). The zero point was computed using several standard stars. Images with a much higher signal-to-noise would be necessary to derive the shape of the galaxy. However, the galaxy observed in the present data is compatible with a fuzzy circular object, broader than a point source.

5. Implications for H_0

Schechter et al. (1997) recently obtained light curves for images B, C, and the mean of the close pair A=A1+A2 (Fig. 1). Bar-Kana (1997) analyzed the light curves using a variety of assumptions about how to treat the photometric errors. He found that the best resolved time delay is $\Delta\tau_{BC} = 25.0^{+1.5}_{-1.7}$ days, and that the other independent time delay is best expressed in terms of the time delay ratio $r_{ABC} \equiv \Delta\tau_{AC}/\Delta\tau_{BA} = 1.13^{+0.18}_{-0.17}$, with a ~ 0.2 systematic uncertainty.

Table 1. Relative positions of the four lensed images of PG 1115+080 relative to component C (in arcseconds). The intensity ratios in the I band are given for the NOT observations obtained on the night of 1996 June 7. The magnitude of A1 is $I = 16.34 \pm 0.05$

Image	I/I_{A1}	X ($''$)	Y ($''$)
A1	1.000 ± 0.000	$+1.291 \pm 0.003$	$+2.028 \pm 0.003$
A2	0.683 ± 0.010	$+1.445 \pm 0.003$	$+1.578 \pm 0.003$
B	0.164 ± 0.003	-0.364 ± 0.003	$+1.940 \pm 0.003$
C	0.255 ± 0.005	$+0.000 \pm 0.000$	$+0.000 \pm 0.000$
Lens	$I = 19.6 \pm 0.1$	$+0.332 \pm 0.015$	$+1.339 \pm 0.015$

Using the quasar image and galaxy data of K93, Keeton, Kochanek & Seljak (1997), Schechter et al. (1997), and KK97 found that the system can be fit only by including a perturbation from a small group of galaxies near the lens galaxy (Young et al. 1981, Kundić et al. 1997). There are significant degeneracies in the models related to the position of the group and to the profiles of the galaxy and group, but with more precise data the degeneracies can be reduced (KK97). In particular, reducing the uncertainties in the lensing galaxy position can constrain the position of the group.

We studied the effects of the improved measurement of the galaxy position by recomputing the models from KK97. We modeled the galaxy as an ellipsoidal mass distribution with a variable position, ellipticity, and orientation, and we used both an isothermal (dark matter) model and a constant M/L model. The constant M/L model was approximated by a modified Hubble model because it has an analytic deflection formula and is therefore simpler than a de Vaucouleurs $r^{1/4}$ model; the Hubble model was chosen to have a fixed core radius $s = 0.''2$ ($0.55h^{-1}$ kpc). We modeled the group as a spherical mass distribution with a variable position, and we considered both a singular isothermal sphere (SIS) model expected for a dark matter halo, and a point mass model to examine the effects of making the group more concentrated. Increasing the core radius of the galaxy or group would decrease the implied value for H_0, but dark matter distributions generally appear to be singular.

Table 2 compares the new results with the results from KK97 to show the effects of improving the galaxy position. For models with an isothermal galaxy the best-fit χ^2 has decreased despite the fact that the constraints have become stronger, while for models with a Hubble galaxy the χ^2 has increased slightly but the fit is still good.

Following KK97, we determined H_0 from a Bayesian analysis of the lens models. Using discrete model classes limits the generality of the analysis, but until even better constraints are available (such as the shape and profile of the galaxy) a full model survey is unwarranted. The four model classes examined here illustrate the range of effects from model uncertainties; for other model classes see KK97. By reducing the range of accept-

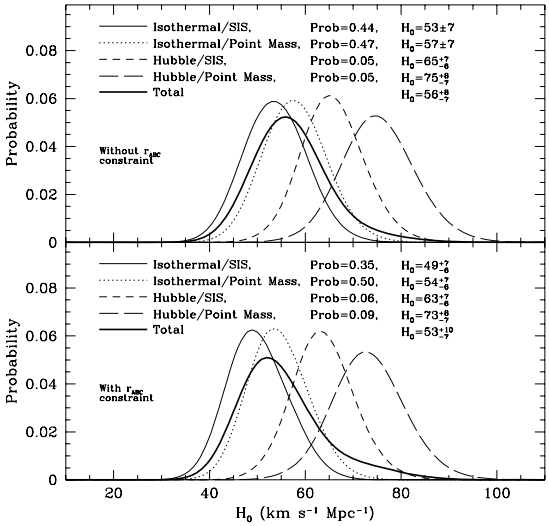

Fig. 3. Normalized probability distributions for H_0 computed from a Bayesian analysis with the four classes of lens models, and a total probability distribution taking into account the relative probabilities. In the top panel the Bayesian analysis does not include the constraint from the time delay ratio r_{ABC}, and in the bottom panel it does use r_{ABC}. The relative probabilities of the four classes of models, and their implied values for H_0, are given in the key. This Figure is to be compared with Fig. 6 of KK97.

able lens models, the improved constraint from the galaxy position decreases the H_0 error bars by a factor of two (see Table 2 and Fig. 3). The new position also increases the probability of the isothermal (dark matter) galaxy relative to the constant M/L galaxy. Finally, it slightly strengthens the discrepancy noted by KK97 between the lens models and Bar-Kana's (1997) value for r_{ABC}. Improved measurements of r_{ABC} would reveal whether the apparent discrepancy is due to systematic effects in the measurements or to a poor lens model.

Based on K93 galaxy position, KK97 found $H_0 = 51^{+14}_{-13}$ km s^{-1} Mpc^{-1}. The Bayesian analysis using our new data gives a total probability distribution with $H_0 = 53^{+10}_{-7}$ km s^{-1} Mpc^{-1}, where these error bars incorporate the time delay uncertainties as well as some systematic uncertainties in the lens models related to the profiles of the galaxy and group and to the position of the group.

Table 2. Model results, including the absolute χ^2 of the best-fit model (with $N_{dof} = 3$) and the values for H_0 from the Bayesian analysis including the constraint from the time delay ratio r_{ABC}. Quantities in parentheses are results from KK97 using the data from K93.

	Galaxy:	Isothermal	Modified Hubble
SIS Group	χ^2	1.35 (1.77)	2.09 (1.47)
	H_0	49^{+7}_{-6} (44 ± 11)	63^{+7}_{-6} (55 ± 14)
Point Mass	χ^2	1.32 (1.83)	1.95 (1.70)
Group	H_0	54^{+7}_{-6} (51 ± 11)	73^{+8}_{-7} (64^{+16}_{-17})

Our new deconvolution technique could be used to analyze all the images used for the light curves and to derive the independent light curves of A1 and A2. The high precision of the method might, in addition, make it possible to further narrow the uncertainties on the time delays and hence on H_0.

Acknowledgements. F.C. is supported by ARC 94/99-178 "Action de Recherche Concertée de la Communauté Française" and Pôle d'Attraction Interuniversitaire P4/05 (SSTC, Belgium). C.R.K. is supported by ONR-NDSEG grant N00014-93-I-0774. C.S.K. is supported by NSF grant AST-9401722.

References

Bar-Kana R., 1997, preprint, astro-ph/9701068
Gould A., Yanny B., 1994, PASP 106, 101
Grogin N.A., Narayan R., 1996, ApJ 464, 92; erratum 1996, ApJ 473, 570
Keeton C.R., Kochanek C.S., 1997, in press
Keeton C.R., Kochanek C.S., Seljak U., 1997, ApJ 482, 604
Kristian J. et al. 1993, AJ 106, 1330
Kundić T., Cohen J.G., Blandford R.D., 1997, preprint, astro-ph/9704109
Magain P., Courbin F., Sohy S., 1997, preprint, astro-ph/9704059
Refsdal S., 1964, MNRAS 128, 295
Schechter P.L. et al. 1997, ApJ 475, L85
Young, P.J., Deverill, R.S., Gunn, J.E., Westphal, J.A., Kristian, J., 1981, ApJ, 244, 723

Chapitre 8

Imagerie infrarouge de mirages gravitationnels

Les mirages gravitationnels peuvent prendre diverses formes selon le type et l'orientation du déflecteur qui les engendre. Par ailleurs, l'image que l'on a d'eux peut changer selon le domaine de longueur d'onde où ils sont observés. En particulier, les propriétés physiques du ou des déflecteurs responsable(s) de la formation d'un mirage, influent directement sur la vision que nous en avons. Il est ainsi possible, via l'observation de mirages à diverses longueurs d'ondes, d'avoir un accès indirect aux conditions physiques au sein de galaxies aussi lointaines que la plupart des galaxies lentilles.

Le présent chapitre décrit en quoi des observations infrarouges (IR) de certains mirages donnent accès à une plus ample information sur leur potentiel déflecteur que des observations optiques. Il décrit plus particulièrement comment la déconvolution de telles images nous a permis de découvrir la galaxie lentille dans HE 1104−1805 (Wisotzki et al. 1993), un candidat mirage gravitationnel double. L'article présenté à la fin du chapitre (Courbin, Lidman & Magain, 1998a) est un premier résultat d'une campagne d'observation IR systématique de mirages gravitationnels et commençant tout juste à fournir ses premiers résultats. Le très rapide développement des détecteurs IR à grand champ, aussi bien au NTT (SOFI) et VLT (ISAAC) qu'aux télescopes Keck, laisse par ailleurs entrevoir un avenir prometteur pour notre projet, pour lequel les premières observations ne furent obtenues qu'en avril 1997.

8.1 Pourquoi observer dans l'infrarouge ?

Il a été vu que les mirages gravitationnels sont un outil de tout premier choix pour le cosmologiste, dès qu'est bien connu le potentiel déflecteur qui les engendre. Ainsi, un mirage ne peut être utilisé en tant qu'outil cosmologique que si la configuration de ses images est connue avec une grande précision, mais aussi si les redshifts de la source et du déflecteur, ainsi que la position précise du déflecteur par rapport aux images mirages de la source, sont connus. Tous ces paramètres peuvent être déterminés par l'observation. Il convient toutefois de soigneusement choisir la stratégie observationnelle susceptible de fournir le plus large éventail possible d'informations à la fois sur la source et sur le (les) déflecteur(s).

Si mesurer le redshift de la source est souvent facile sur base de spectres de ses images mirages (à quelques exceptions près, cf. chapitre 9), obtenir le redshift du déflecteur est

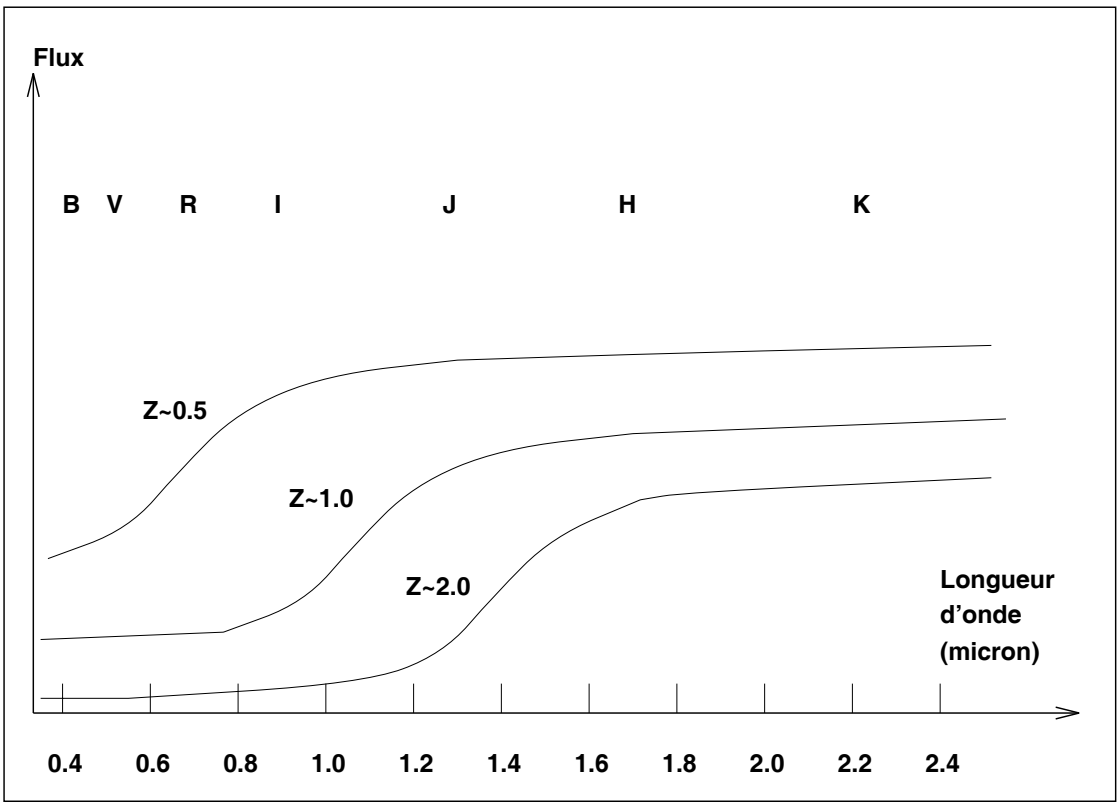

Figure 8.1: Exemples de spectres de galaxies à trois différents redshifts. Les noms des filtres optiques et proche IR fréquemment utilisés sont indiqués en fonction de leur longueur d'onde centrale. La forme typique du spectre continu et sa cassure à 0.4μ favorisent la détection IR des galaxies à grand redshift.

bien plus difficile. En effet, le phénomène de mirage gravitationnel ne donnant lieu qu'à de très petits angles de déflexion, le déflecteur est, dans la plupart des cas, caché par les images mirages de la source. Il est donc impossible d'extraire du spectre d'un mirage multiple celui du déflecteur, environ 100 fois moins lumineux que la source. La spectroscopie n'est donc généralement pas applicable pour mesurer le redshift du déflecteur (le chapitre 5 donne cependant une solution qui deviendra probablement fort utile à l'avenir). Une autre possibilité consiste, à partir d'imagerie à haute résolution, à déterminer les couleurs du déflecteur et à les comparer à celles calculées pour des modèles de galaxies à différents redshifts (par exemple comme dans Charlot & Bruzual 1993 ou Fioc & Rocca-Volmerange 1997). La comparaison peut également être faite avec les couleurs de galaxies de redshifts connus, dans des champs de référence. Il existe en effet pour de tels champs des relations couleur-redshift établies empiriquement (par exemple pour le "Hubble Deep Field", voir Koo et al. 1996) et donnant, à défaut de redshift exact, une estimation grossière parfois suffisante à l'étude d'un mirage.

Le redshift du déflecteur pouvant être estimé sur base de données photométriques, une campagne d'observation visant à obtenir des images profondes et à haute résolution semble être le moyen le plus efficace d'obtenir à la fois l'information sur la position, la

forme et le redshift des objets responsables de l'effet de mirage dans les quasars multiples. L'apport majeur de la déconvolution d'image est alors clair: améliorer la résolution des données et décontaminer l'image du déflecteur de la lumière parasite du quasar source, ceci, tout en conservant les propriétés photométriques et astrométriques des données. On notera finalement que la résolution des images brutes est souvent meilleure en IR qu'en optique, le "seeing" étant une fonction décroissante de la longueur d'onde d'observation. Déconvoluer des images IR présente donc aussi l'avantage de travailler sur des images ayant déjà une assez bonne résolution.

Le choix du domaine de longueur d'onde à explorer est fixé par la nature même des objets recherchés, à savoir des galaxies à des redshifts souvent supérieurs à 0.5. La figure 8.1 montre un spectre de galaxie, pour trois redshifts différents. Ces spectres consistent essentiellement en un continu et ne comportent que quelques raies fines non représentées ici (dont très souvent H_α et [O_{II}]). Il comporte une cassure à environ 4000Å typique d'un spectre de galaxie "normale". Cette cassure est vue à des longueurs d'ondes de plus en plus rouges quand le redshift de la galaxie croît. Ainsi, la couleur d'une galaxie dépend principalement de son redshift. Par ailleurs, plus une galaxie est lointaine (grand redshift), plus l'observateur en reçoit un faible flux. Ces deux effets sont schématisés sur la figure 8.1 qui illustre l'intérêt d'observations IR pour détecter des objets à grand redshift. En effet, le flux lumineux d'une galaxie se trouve principalement à des longueurs d'ondes plus rouges que 4000Å à $z = 0$, 6000Å à $z = 0.5$, 8000Å à $z = 1.0$ et aussi rouges que 12000Å à $z = 2.0$. Il faut donc observer dans les bandes proche-IR I, J, H, K, dès que l'on veut détecter des galaxies faibles à redshift plus grand que 0.5.

Par ailleurs, les quasars étant des objets intrinsèquement bleus, leur luminosité décroit dans l'IR. Ainsi, la galaxie lentille subit une contamination par les images mirages du quasar source de moindre importance dans l'IR que dans le visible. Des observations IR favorisent donc la détection et l'étude du déflecteur, par ailleurs rougi du fait de son spectre décalé.

8.2 Imagerie IR profonde de mirages gravitationnels

Afin de détecter le déflecteur principal, mais aussi tout groupe ou amas de galaxies susceptible de contribuer au potentiel déflecteur total, nous avons entrepris une campagne d'observation IR de mirages gravitationnels. Les observations ont jusqu'à maintenant été obtenues au télescope de 2.2m de l'ESO équipé d'un détecteur IR de 256 $\times$ 256 pixels (IRAC-2b). La figure 8.2 montre le champ autour de six mirages gravitationnels. Selon le redshift des images du quasar source, le filtre J ($\lambda = 1.25\mu$) ou le filtre K ($\lambda = 2.2\mu$) a été utilisé afin de chercher des galaxies déflectrices potentielles depuis z=0 jusqu'au redshift de la source. Les magnitudes atteintes, de l'ordre de $J = 22$ et $K = 20$ permettent la détection de telles galaxies. Par ailleurs, au moins une étoile a toujours été "placée" dans le champ afin de pouvoir construire la PSF nécessaire aux déconvolutions.

La taille du champ de vue de IRAC-2b étant limitée, nous avons du adopter une stratégie observationnelle différente selon le type de mirage observé et selon les conditions météorologiques (seeing) lors des observations. Lorsque le seeing était mauvais, une grande taille de pixel à été choisie ($0.5''$) afin d'effectuer des observations à grand champ ($2'$). Le but principal est alors la recherche d'amas de galaxies massifs et à grand red-

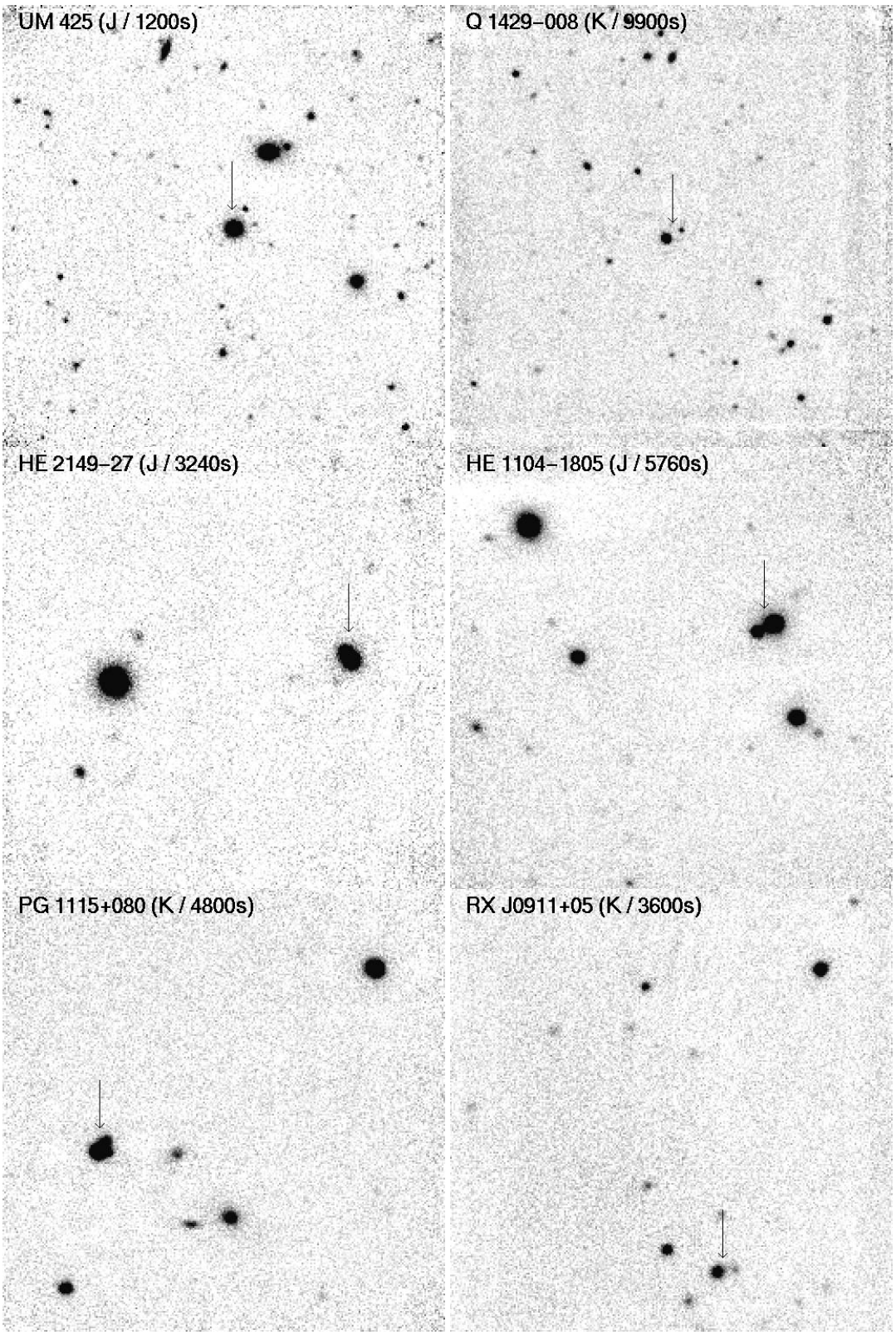

Figure 8.2: Six mirages gravitationnels observés en IR (indiqués par une flèche). Les images sont orientées avec le Nord en haut et l'Est à gauche. Le champ est de $2'$ pour les deux images du haut et de $1.2'$ pour les autres images. Le filtre ainsi que le temps de pose (en secondes) sont donnés pour chaque image.

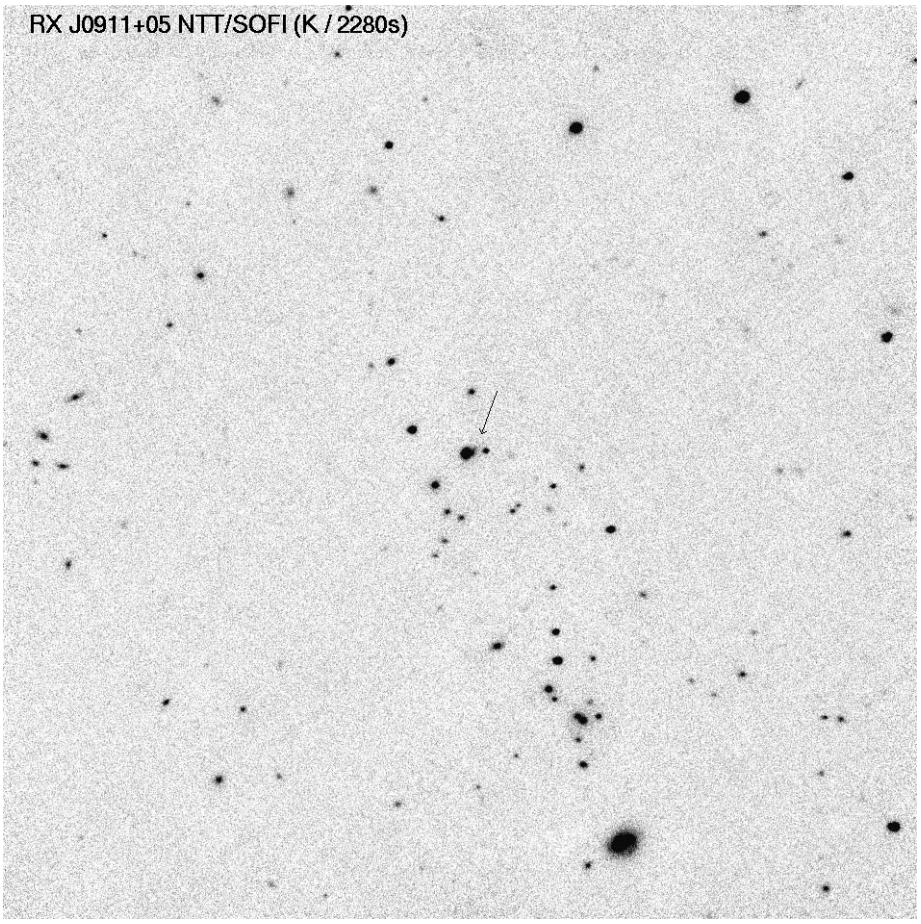

Figure 8.3: L'une des toutes premières images à grand champ prise avec SOFI, la camera IR du NTT, montrant le mirage quadruple RX J0911+0551 (indiqué par la flèche). La petite taille de pixel, de $0.144''$ et le champ de $2.5'$, font de SOFI un instrument idéal pour notre projet (image extraite de Burud, Courbin, Lidman, et al. 1998a).

shift plutôt que la détection du déflecteur principal, mauvais seeing et grande taille de pixel étant tous deux défavorables à une déconvolution ultérieure des données. Dans un tel cas de figure, les mirages avec de grandes séparations angulaires ($\Delta\theta > 3''$) ont été observés. De telles séparations angulaires entre images mirages sont en effet plus susceptibles d'être produites par des déflecteurs aussi massifs que des amas. Cependant, certains astrophysiciens pensent que les candidats mirages ayant de grandes séparations angulaires ne sont en fait que des quasars binaires (Kochanek, Falco & Munoz 1997). La détection d'un déflecteur pour des quasars considérés commes binaires est donc essentielle à notre compréhension de tels objets, et à celle de la formation des galaxies en général. En effet, si l'on considère que les quasars sont uniformément répartis sur la voute céleste, la probabilité de trouver une paire de quasars augmente avec la séparation angulaire entre les deux quasars (Djorgovski 1991, Kochanek, Falco & Munoz 1997). Ce scénario n'explique pas le

fait que presqu'aucun quasar binaire avec $\Delta\theta > 10''$ n'ait été trouvé dans des échantillons tels que le LBQS ("Luminous Bright Quasar Survey", Morris, Weymann, Anderson, et al. 1991) alors qu'au moins une dizaine de cas avec $2'' < \Delta\theta < 10''$ sont connus. Il faut donc peut-être envisager les quasars binaires en tant que galaxies jeunes en interaction et donc voir en la binarité observée le reflet d'une évolution intrinsèque des quasars ou d'une interaction passée entre galaxies en formation. Un autre scénario possible pour expliquer les quasars binaires est de considérer qu'ils sont des mirages gravitationnels, faisant intervenir un déflecteur massif non visible (et donc souvent dit "sombre"). Cette dernière hypothèse étant invérifiable, le but de notre projet (quand un grand champ est utilisé) est de tester l'explication des binaires à grande séparation angulaire en termes de mirage par des amas de galaxies massifs.

Jusqu'à présent, nous n'avons pu observer que peu d'objets sur un grand champ, essentiellement parce que les bonnes conditions météorologiques lors des observations nous ont permis d'utiliser une petite taille de pixel sur IRAC-2b (et donc aussi un champ réduit). Cependant UM 425 et Q 1429-008, ayant des séparations angulaires de $6.5''$ et $5.1''$ ont pu être observés. Les images obtenues sont présentées dans la figure 8.2 et ne montrent aucune sur-densité évidente de galaxies dans le champ. Bien que nous n'ayons observé que 2 quasars parmi la dizaine de quasars à grande séparation angulaire connus, nos observations tendent à confirmer les hypothèses de déflecteur "sombre" ou de quasars binaires, plutôt que l'hypothèse de mirage par des amas de galaxies.

Le récent développement de grands détecteurs IR devrait permettre dans un avenir très proche d'obtenir des images IR ayant à la fois une petite taille de pixel et un grand champ. La figure 8.3 donne un exemple frappant des nouvelles possibilités offertes par les détecteurs IR modernes et est à comparer avec l'image en bas à droite de la figure 8.2. Elle montre image du mirage quadruple RX 0911+0551, déjà observé avec IRAC-2b et réobservé au NTT avec le nouvel instrument IR SOFI. Un amas de galaxies suspecté dans les images IRAC-2b est maintenant évident, au Sud-Ouest du mirage. Par ailleurs, ces nouvelles images se prêtent tout à fait à la déconvolution et ont permis d'étudier les propriétés IR de ce mirage en détail (Burud, Courbin, Lidman, et al. 1998a).

8.3 Le Double Hamburger: HE 1104−1805

Lors de la plupart de nos observations, le seeing était assez bon pour utiliser la petite taille de pixel d'IRAC-2b ($0.28''$) et déconvoluer les données en vue d'étudier la galaxie déflectrice principale. En deux périodes d'observation de deux nuits chacune, des images de qualité moyenne à bonne ont pu être obtenues pour quatre mirages: PG 1115+080, HE 1104−1805, RX J0911+05 et HE 2149-27 (cf. figure 8.2).

Déconvolution simultanée

Le premier résultat obtenu grâce à ces observations et à l'algorithme MCS fut la découverte de la galaxie lentille dans le candidat mirage HE 1104−1805 (Courbin, Lidman & Magain 1998a, Wizotski et al. 1993). Un deuxième résultat, concernant un cas de mirage un peu particulier, PKS 1830-211, est présenté au chapitre 9 et dans Courbin et al. (1998b). Les données sur les autres mirages sont soit en cours d'analyse, soit demandent des observations complémentaires pour pouvoir être pleinement exploitées.

Observer dans l'IR procure un matériel de tout premier choix pour la déconvolution d'images. En effet, la luminosité du fond de ciel IR étant très forte, l'observateur est obligé de fragmenter ses poses en sous-poses très courtes pour éviter la saturation du détecteur. Par ailleurs, les structures du fond de ciel étant variables au cours du temps, la construction d'une image du fond de ciel utilisable pour corriger les données ne peut se faire qu'a partir des images elles mêmes. Une technique fréquemment utilisée pour construire l'image du fond de ciel est de donner au télescope un léger mouvement entre chaque pose. Prendre la médiane des clichés ainsi obtenus produit une image sans objet, c'est à dire une image du fond de ciel. Le sous-produit évident de cette démarche observationnelle est un très grand nombre de clichés décalés les uns par rapport aux autres. Si l'observateur a bien pris soin dans chaque pose, d'observer à la fois son objet astronomique et une étoile de PSF, les conditions décrites au chapitre 3 pour pouvoir déconvoluer simultanément les images et les combiner en une image à haute résolution et sur-échantillonnée sont pleinement remplies.

La figure 2 de Courbin, Lidman & Magain (1998) reproduite ci après montre le résultat de la déconvolution simultanée de 6 images prises à travers le filtre J. L'échantillonnage de l'image déconvoluée est deux fois plus fin que dans les données originales et permet d'améliorer la résolution de l'image jusqu'à $0.27''$, une performance jusqu'alors réservée au seul télescope spatial. Comme le programme de déconvolution permet de décomposer l'image en une somme de sources ponctuelles et d'un fond diffus, la forme et le flux de la galaxie lentille peuvent être mesurés avec une bonne précision.

Résultats

Le principal résultat de nos déconvolutions est, tout d'abord, la découverte de la galaxie lentille dans un mirage qui jusqu'alors n'était qu'un candidat. Par ailleurs, la photométrie de cette galaxie montre qu'il s'agit d'un objet très rouge. On a donc affaire soit à une galaxie à grand redshift, soit à une galaxie intrinsèquement très rouge, par exemple rougie par de la poussière, comme suggéré très récemment par Cimatti et al. (1998).

Deux principaux systèmes de raies sont vus en absorption dans les spectres de HE 1104-−1805 (Smette, Robertson, Shaver, et al. 1995), à $z = 1.32$ et $z = 1.66$. Si la galaxie mise en évidence par déconvolution est une galaxie "normale", c'est à dire avec des couleurs intrinsèques proches de celles habituellement mesurées pour des galaxies, son redshift est alors compatible avec les deux systèmes de raies vus par Smette et al. (1995). Si l'on considère le fait supplémentaire que le système en absorption à $z = 1.66$ n'est vu que dans la composante brillante du mirage, là où est vue la lentille sur la ligne de visée du mirage (voir figure 2 de l'article ci après), il semble raisonnable d'associer la galaxie lentille au système de raies en absorption à $z = 1.66$, plutôt qu'à celui à $z = 1.32$.

Ces dernières hypothèses doivent cependant être prises en considération avec précaution. Nous avons en effet supposé que la galaxie observée était "normale", ce qui peut ne pas être le cas. Par ailleurs, si elle est effectivement à $z = 1.66$, la galaxie est très lumineuse, aussi lumineuse que les galaxies centrales d'amas, voire plus, ce qui en ferait un objet d'une masse extrème. Ce dernier point fait d'ailleurs penser à Remy, Claeskens, Surdej et al. (1998) que le déflecteur est à $z = 1.32$ plutôt que $z = 1.66$.

Si la galaxie lentille est effectivement très lumineuse, elle pourrait être l'élément principal d'un amas. D'autres composantes massives interviendraient alors dans le potentiel déflecteur. Une mesure précise de la position de la galaxie lentille montre que le déflecteur

est légèrement à coté de l'axe joignant les deux images du quasar source, et laisse supposer que le déflecteur n'est pas une galaxie unique, mais se compose plutôt de plusieurs objets. Si tel est le cas, nos images pourtant assez profondes pour révéler toute galaxie jusqu'au redshift du quasar, ne montrent aucun objet évident dans l'environnement immédiat de HE 1104−1805, hormis les deux galaxies faibles notées G1 et G2 dans l'article reproduit ci après. Une partie non négligeable de la masse totale du déflecteur dans HE 1104−1805 pourrait donc être constituée de matière sombre.

Notre détection de la galaxie lentille confirme HE 1104−1805 en tant que mirage gravitationnel. La grande séparation angulaire entre les images du quasar source ($\Delta\theta = 3.1''$), vient ajouter un élément troublant quant à la nature exacte des quasars doubles à grande séparation angulaire: binaires ou mirages induits par des déflecteurs invisibles (en partie invisible, dans le cas de HE 1104−1805) ?

8.4 Perspectives d'avenir

L'étude entreprise dans ce chapitre n'en est qu'à ses débuts. Il a en fait été essentiel de montrer que la combinaison optimale d'images grâce à l'algorithme MCS permettait d'obtenir des observations de qualité comparable à celle du télescope spatial Hubble, à un bien moindre coût. Malgré la petite taille du télescope utilisé (2.2m) et le détecteur IR ne permettant que des observations relativement peu profondes sur un petit champ de vue, la galaxie lentille a pu être détectée dans HE 1104−1805 (article ci-après) et RX J0911+05 (Burud et al. 1998a,b).

Appliquer notre méthode de déconvolution à des données prises par des télescopes plus puissants et des détecteurs plus efficaces et plus grands va très certainement permettre non seulement de découvrir le déflecteur principal de façon quasi systématique dans les sans cesse plus nombreux cas de candidats mirages (en particulier quand NICMOS ne sera plus en service sur HST), mais aussi d'étudier en détail leur profil lumineux. Ainsi le potentiel gravitationnel calculé sur base de modèles de lentille va pouvoir être comparé au profil lumineux reconstruit par déconvolution, donnant ainsi accès à une information importante pour notre connaissance des processus de formation des galaxies: leur rapport masse/luminosité. Ce type d'étude est pour l'instant impossible du fait du trop faible rapport signal/bruit obtenu avec des télescopes actuels mais est tout à fait envisageable sur base de longues poses obtenues avec des télescope de l'ordre de 8-10m de diamètre et déconvoluées grâce à notre algorithme. En particulier, la combinaison d'images HST et VLT devrait permettre d'obtenir des images de qualité sans précédent pour mener à bien ce type d'étude. Développer l'algorithme MCS en vue des ces applications est l'une des priorités à se fixer dans les prochaines années.

Article présentant les observations infrarouges de HE 1104−1805

Découverte de la galaxie lentille dans HE 1104−1805

F. Courbin, C. Lidman, P. Magain

Astronomy and Astrophysics, 1998, 330, 57

et

ESO Press Release, 09/97, 25 Juillet 1997: "Hints about dark light-bending matter in the distant Universe"

Astron. Astrophys. 330, 57–62 (1998)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

Detection of the lensing galaxy in HE 1104-1805*

F. Courbin[1,2], C. Lidman[3], and P. Magain[1]**

[1] Institut d'Astrophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B-4000 Liège, Belgium
[2] URA 173 CNRS-DAEC, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Principal Cédex, France
[3] European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Received 17 July 1997 / Accepted 17 September 1997

Abstract. We report on deep IR imaging of the double quasar HE 1104–1805. A new image deconvolution technique has been applied to the data in order to optimally combine the numerous frames obtained. The resulting J and K' images allow us to detect and study the lensing galaxy between the two lensed QSO images. The near infrared images not only confirm the lensed nature of this double quasar, but also support the previous redshift estimate of $z = 1.66$ for the lensing galaxy. No obvious overdensity of galaxies is detected in the immediate region surrounding the lens, down to limiting magnitudes of $J = 22$ and $K = 20$. The geometry of the system, together with the time delays expected for this lensed quasar, make HE 1104–1805 a remarkable target for future photometric monitoring programs, for the study of microlensing and for the determination of the cosmological parameters in the IR and optical domains.

Key words: gravitational lensing – quasars: HE 1104–1805 – methods: data analysis

1. Introduction

It is well established that gravitationally lensed quasars are unique natural rulers for measuring the Universe and for deriving the cosmological parameters (Refsdal, 1964a,b). Measuring the time delay from the images of a lensed QSO can provide an estimate of the Hubble parameter H_0, independent of any other classical method. However, a good knowledge of the geometry of the lensed system is mandatory for the method to be effective (e.g. Schechter et al, 1997; Keeton & Kochanek, 1996; Courbin et al, 1997). In spite of this crucial requirement and although the number of known gravitationally lensed quasars does not stop increasing (see for a review Keeton & Kochanek, 1996), the precise geometry of most lensed QSOs remains poorly known. In most cases, even the matter responsible for the lensing, whether it be in the form of a single galaxy or several galaxies, is not detected. The high redshifts of these galaxies (hence their faint apparent magnitudes) and the strong blending with the nearby much brighter QSO images are the main reasons for their non-detection.

Imaging in the near IR (1 to 2.5 microns) has the advantage that the relative brightness between the lensed QSO and any lensing galaxy decreases, making the galaxy easier to detect. The disadvantage is that the IR sky is considerably brighter. This forces one to take many images to avoid detector saturation; however, this turns out to be an advantage (see Section 3).

This paper presents IR observations of the quasar HE 1104–1805. The strong similarity between the optical spectra obtained for its two components (Wisotzki et al, 1993) makes HE 1104–1805 a good gravitational lens candidate. The high redshift of the object ($z = 2.316$, Smette et al, 1995) and the relatively wide angular separation between the lensed images ($3.2''$) indicate that a large mass is involved in the lensing potential. If the deflector is a high redshift galaxy or a galaxy cluster, deep IR observations should reveal it.

We used a recently developed image deconvolution algorithm (Magain, Courbin & Sohy, 1997; hereafter MCS) to optimally combine the numerous IR frames and obtain deep, sharp images of HE 1104–1805. The present paper describes how this powerful technique allows us to study the immediate environment of HE 1104–1805 and detect the lensing galaxy.

2. Observations-reductions

The observations took place at the ESO/MPI 2.2m telescope situated at La Silla Observatory, Chile, on the nights of April 14 and 15, 1997. The IR camera IRAC2b was used at the Cassegrain focus of the telescope. The detector of IRAC2b is a 256×256 NICMOS 3 HgCdTe array and the instrument has a variety of optical lenses available for imaging at different pixel scales. Lens LB (Lidman, Gredel & Moneti, 1997) was chosen since it gives a good compromise between the pixel scale (a small pixel is needed for the deconvolution) and the size of the field. During the observations, PG 1115+080 was also observed. A by-product of these observations is a more accurate estimate of

Send offprint requests to: F. Courbin (Liège address)
* Based on observations obtained at ESO, La Silla, Chile
** Also Maître de Recherches au FNRS (Belgium)

the IRAC2b pixel size for images taken in lens LB. The new scale, 0.2762″/pixel, is based on the precise astrometry of this field given by Courbin et al. (1997). This results in a field of view of 71″.

Numerous short exposures of HE 1104–1805 were obtained in J (λ_c=1.25 micron) and K' (λ_c=2.15 micron) under good meteorological conditions. The mean seeing was 0.″7-0.″8 and the sky was photometric. We set the Detector Integration Time (DIT) to 20 sec in K' and 60 sec in J. Each image taken in K' (resp. J) is the average of 3 (resp. 2) such integrations. The choice of the DIT is dictated by detector saturation. The number of DITs is dictated by the frequency at which the sky intensity varies. Since the field of HE 1104–1805 is uncrowded, we took sequences of 9 science exposures, dithered in a random manner by 5 to 10″, always keeping the object and three PSF stars in the field.

Dome flat-fields were taken in order to correct for the pixel to pixel sensitivity variations of the detector. However, dome flat-fields do not accurately represent the large scale sensitivity variations of the array, in the J band. Fortunately, this variation does not show strong gradients and has a maximum amplitude of 3-4% over the whole field. It was modeled by observing a bright star over a grid of 9 different positions across the array and by fitting a two dimensional, third order polynomial to the flux of the star. The residuals of the fit were 1%. This fit, which is commonly called an illumination correction, was multiplied by the dome flat to produce the final flat-field containing both the low and high frequency sensitivity variations of the array. After subtraction of a dark frame, the flat-field correction is applied to all scientific frames.

The background is removed from every exposure. It is estimated for any particular exposure by averaging the 6 preceding and the 6 following exposures. Thanks to the dithering between exposures, objects in these frames could be rejected before the average was taken. This method allows us to accurately follow the background which varies on the time scale of a few minutes.

Standard stars were observed every two hours. The standard deviation in the zero points were 0.024 magnitudes in J and 0.012 magnitudes in K. The magnitude and colours in this paper are in the JHK system as defined by Bessell and Brett (1988).

3. Image combining/deconvolution

The frames were combined in two ways. First, the standard reduction and image combination techniques implemented in the IRAF package were used in order to average the frames. The sigma-clipping algorithm was used for bad pixel rejection. This leads to two deep J and K' images over a field of 1′. The total exposure times were 5040 sec in J and 8100 sec in K'. The resulting detection limit is 22 in J and 20 in K (3σ, integrated over the whole object). Fig. 1 presents the field in the J band.

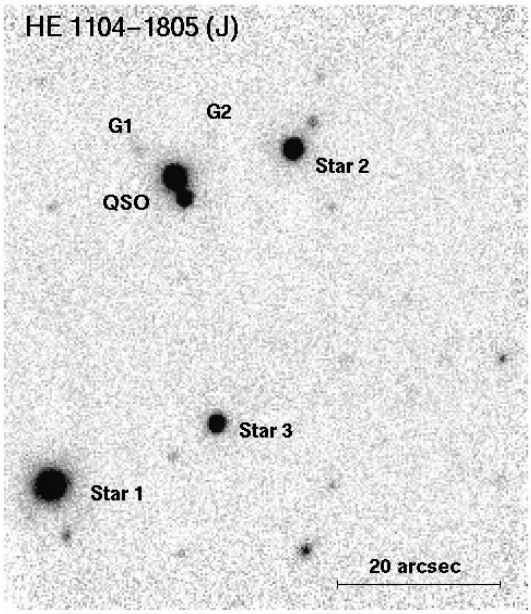

Fig. 1. A field of one arc-minute around HE 1104–1805. The detection limit on this deep J band image is 22. West is to the top, North to the left. The PSF stars are labeled. No obvious galaxy overdensity near the QSO pair can be seen; only galaxies G1 and/or G2 might be involved in the lensing potential.

3.1. Image deconvolution

In order to study the immediate environment of HE 1104–1805, we used the new MCS deconvolution algorithm described in full detail by Magain, Courbin & Sohy (1997).

Deconvolution of an image by the total observed Point-Spread-Function (PSF) leads to the so-called "deconvolution artifacts" or "ringing effect" around the point sources. This results from the deconvolution algorithm attempting to recover spatial frequencies higher than the Nyquist frequency, thus violating the sampling theorem. Instead, the MCS algorithm uses a narrower PSF which ensures that the deconvolved image will not violate the sampling theorem. Additionally, the MCS algorithm takes advantage of important *prior knowledge*: in the deconvolved images, all the point sources have the same (known) shape. This allows us to decompose the deconvolved image into a sum of analytical point sources plus a diffuse background which is smoothed to the final resolution *chosen by the user*. Most of the deconvolution artifacts are thus avoided. This is of particular interest when one wishes, like in the present study, to discover faint objects embedded in the seeing disks of much brighter point sources.

If the deconvolution of a single image already yields very good results (e.g. Courbin et al. 1997), the simultaneous deconvolution of numerous dithered exposures is even more efficient

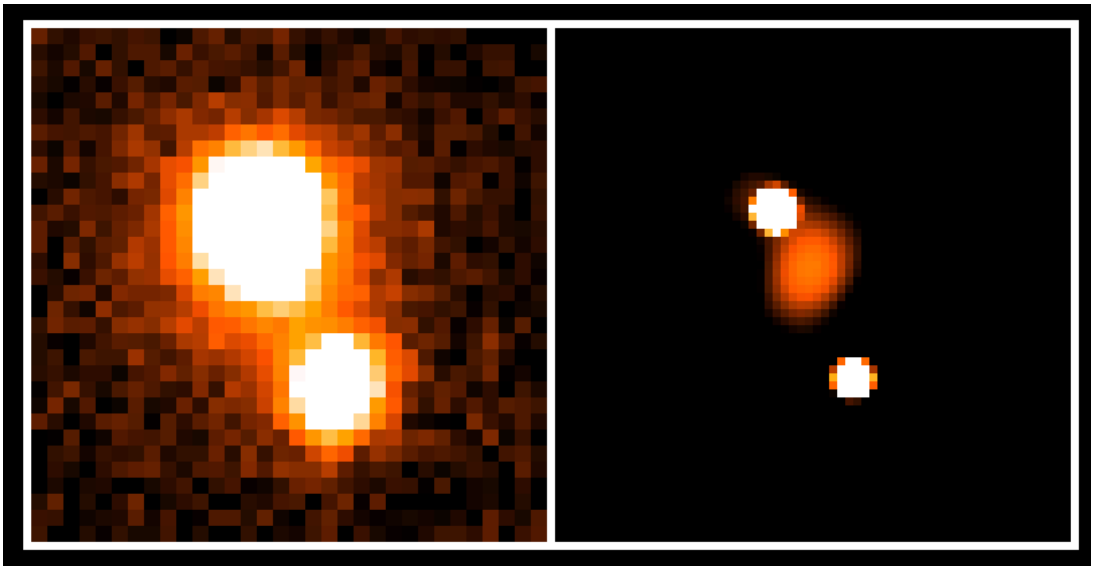

Fig. 2. *Left*: A J band image of HE 1104–1805 obtained with 2.2m ESO/MPI telescope. The field is 8.8″ and the total exposure time is 5040 sec. *Right*: Simultaneous deconvolution of the 6 intermediate images (see text). The adopted pixel size is 0.″1381. The FWHM of the point sources on the deconvolved image is 0.″2762.

(e.g. Courbin & Claeskens, 1997). In particular, the MCS code allows the pixel size of the deconvolved image to be as small as desired. This over-sampling possibility, already applicable to the deconvolution of a single frame, is of considerable interest when dealing with the spatial information contained in many dithered frames.

Another advantage of the MCS algorithm is that the PSF can vary from frame to frame. For example, one can combine good quality images with trailed or even defocused images or, in a more reasonable way, frames of differing image quality and signal-to-noise ratios. The resulting frame is an optimal combination of the whole data set, with *improved resolution and sampling*.

The seeing in the original IRAC2b images was of the order of 0.″6 for the very best frames and up to 1.″2 for the worse ones, in both J and K'. We adopted for the deconvolution a sampling step of 0.″1381, two times smaller than the original pixel size. This allows us to reach a final resolution of 0.″2762 which still samples well the resulting image (2 pixels Full-Width-Half-Maximum (FWHM)).

Since the signal-to-noise of individual images is very low and since we had to reject very numerous bad pixels, we first combined the images in groups of nine. Thus, we obtained 6 intermediate images in J and 12 images in K'. A PSF was derived for each of these images. In K', only "Star 1" is bright enough, - i.e. comparable to the QSO's luminosity - to compute an accurate PSF (See Fig. 1 for the labeling of the stars used). In J, "Star 1" shows extended luminosity so we used both "Star 2" and "Star 3". The resulting total exposure time of the co-added images is different from the one of the images combined using IRAF and the standard methods. We rejected more frames with bad pixels falling right on the object or the PSF stars. On the other hand, we included in the different stacks more images with bad seeing. Thus, the total exposure time of the deconvolved images is 6480s in both J and K'.

The program requires initial estimates for the positions and intensities of the point sources in the field. This was done by choosing the central pixel of each QSO image. During deconvolution, the centres of the point sources are forced to be the same in all the images, only an image translation (no rotation) being allowed. The data are never aligned or rebinned; only the deconvolved model (on which the highest spatial frequencies are modeled analytically) is transformed. The intensities of the point sources can be allowed to be different in each image so that even variable objects may be considered in the deconvolution.

The shape of IRAC2b PSF shows significant variations across the field. In J, the variation is still acceptable, mainly because we used "Star 2" and "Star 3", which are closer to HE 1104–1805 than "Star 1", which is used for the PSF computation in the K' band. It is possible in our algorithm to let the PSF depart slightly from its original shape, during the deconvolution process. It is in fact re-determined directly from the point sources in the field that is deconvolved. In the present case of simultaneous deconvolution, the correction on the PSFs is well constrained by the numerous images considered. The quality of the PSF correction is even better if numerous stars are present

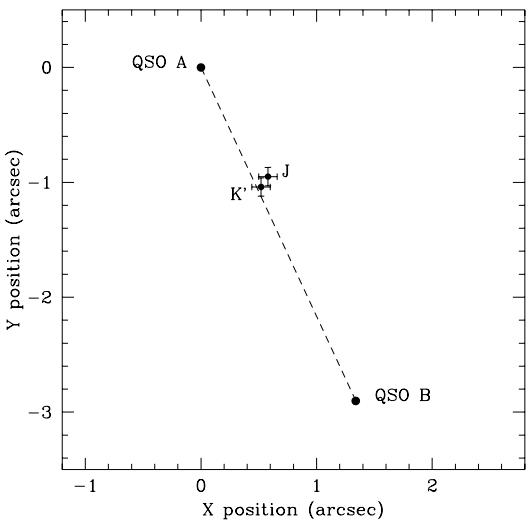

Fig. 3. Geometry of HE 1104–1805. Note the slight misalignment between the 2 QSOs and the lensing galaxy.

Table 1. Summary of the astrometry (in the same orientation as Fig. 1 and Fig. 2) and photometry for HE 1104–1805 and the lensing galaxy. The 1σ error bars are also indicated.

	QSO A	QSO B	Lens
J	15.94 ± 0.06	17.47 ± 0.08	19.01 ± 0.2
K	14.78 ± 0.08	16.13 ± 0.11	17.08 ± 0.2
$J-K$	1.16 ± 0.09	1.34 ± 0.13	1.93 ± 0.3
x ($''$)	0.00 ± 0.03	$+1.34 \pm 0.03$	$+0.55 \pm 0.05$
y ($''$)	0.00 ± 0.03	-2.90 ± 0.03	-1.00 ± 0.05

Table 2. Astrometry and photometry of galaxies G1 and G2, relative to QSO A. The astrometry is given in the same orientation as Fig. 1 and Fig. 2. These values were derived from the "un-deconvolved" images.

	G1	G2
J	20.3 ± 0.3	21.4 ± 0.4
K	19.2 ± 0.3	19.7 ± 0.5
$J-K$	1.1 ± 0.4	1.7 ± 0.6
x ($''$)	-4.7 ± 0.1	$+4.2 \pm 0.1$
y ($''$)	$+3.1 \pm 0.1$	$+5.0 \pm 0.1$

in the field. With 2 point sources and 12 images in K', it has been possible to correct rather well the PSFs of the 12 images. The deconvolution is first performed with variable PSFs, and then repeated with the corrected PSFs fixed.

The background component of the deconvolution is smoothed on the length scale of the final resolution. The weight attributed to the smoothing (see Magain, Courbin & Sohy, 1997 for more detail) is chosen so that the residual map between each data frame and the model image (reconvolved with the PSF) in units of the photon noise, has the correct statistical distribution, i.e. is equal to unity all over the field. In other words, we chose the smoothing term by inspecting the local residual maps. This ensures that the deconvolved image is compatible with the whole data set in any region of any of the data frames.

The deconvolution consists of a χ^2 minimization between the deconvolved model image and *the whole data set*, using an algorithm derived from the conjugate gradient method. Again, the residual maps are used as a quality check of the result. We stop the iteration process only when the residual maps show the correct statistical distribution all over the field so that we avoid local over or under-fitting.

The program produces the following outputs: a deconvolved image, the centre of the point sources, the shifts between the images, the intensities of the point sources for each of the individual frames and an image of the deconvolved galaxy, free of any contamination by the QSOs.

3.2. Results

Fig. 2 displays the result of the deconvolution for the J band images. Six images were used to obtain this result. The spatial resolution is $0\farcs2762$, comparable to the resolution reached by the HST in the IR domain. We chose the same final resolution for the simultaneous deconvolution of 12 K' images. The lensing galaxy is clearly detected and displayed in Fig. 2. It is also seen in K', were it is in fact brighter.

The images were deconvolved several times, with different initial guesses as to the position and the intensity of the QSO pair. In Table 1 the relative positions of the QSOs are tabulated. The errors correspond to the dispersion in the different deconvolutions (1σ error bars).

The photometry of the QSO images is also given. The 1σ errors correspond to the dispersion in the peak intensities in each of the images considered in the simultaneous deconvolution (6 in J, 12 in K').

The position of the lensing galaxy was determined on the deconvolved background image by both Gaussian fitting and first order moment calculation. The results were averaged together and taken as the position of the lensing galaxy. We estimate the 1σ error on the galaxy position to be about $0\farcs08$ in both bands. The values given in Table 1 are the average of the positions in J and K' and have an estimated error of $0\farcs05$. The angular separation between the lensing galaxy and QSO A is $1.14'' \pm 0.06''$and the distance between the two QSO images is $3.14'' \pm 0.04''$.

We derived the magnitude of the lensing galaxy by aperture photometry on the deconvolved background image to avoid contamination by the QSO's light. A diaphragm of $0\farcs9$ diameter was used. Due to the too low signal-to-noise ratio in the lensing galaxy, we could not determine its shape parameters.

Fig. 3 shows the position of the galaxy, relative to the QSO images. A slight misalignment between the lens and the line joining QSO A and QSO B can be seen. It is larger than our error bars and is apparent in both J and K'. In addition, the PSF's shape does not show any significant variations across the deconvolved field (only $8.8''$) so that any geometric distortion

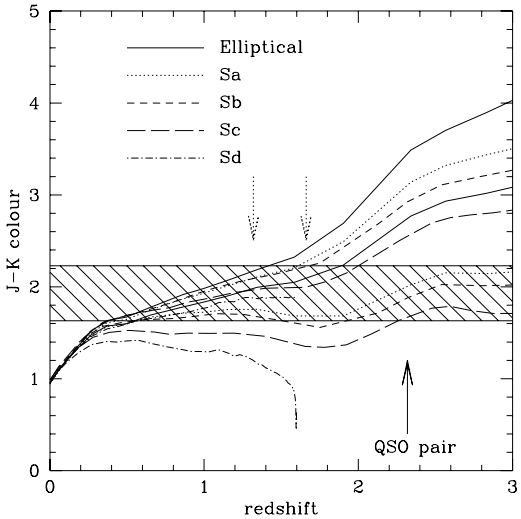

Fig. 4. $J-K$ as a function of redshift for different galaxy types (see Sect. 4 for more details). The shaded region shows the colour of the lensing galaxy, error bars included. The thick lines show the models which take into account galaxy evolution; the thin lines do not. A solid arrow shows the redshift of the QSO pair. The two strongest metal absorption line systems, at redshifts z = 1.320 and z = 1.6616, are marked with dotted arrows.

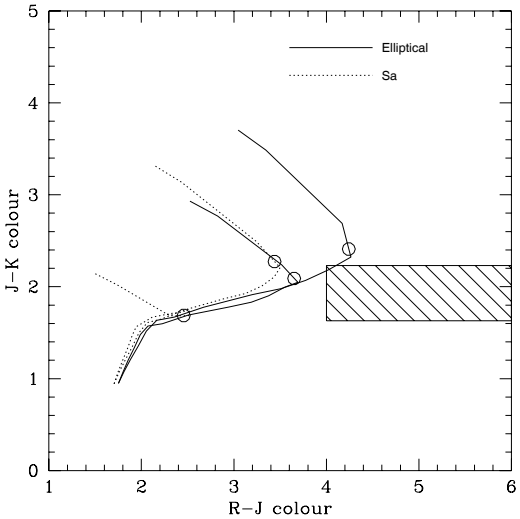

Fig. 5. A $R-J$ vs. $J-K$ colour-colour plot showing the tracks from z = 0 to z = 2.5 of two galaxy types, an elliptical and a spiral. The thick lines correspond to the models which take into account galaxy evolution. The location of a galaxy at z = 1.66 is marked by the circles. Also plotted are the limits derived from Wisotzki et al. (1993) and this paper.

can be ruled out. The observed misalignment seems therefore real.

No obvious galaxy overdensity is detected in the immediate surrounds of the QSO, although the detection limit of 22 in J and 20 in K would have allowed us to see any rich cluster up to z = 2. The two nearest objects to the double QSO are galaxies $G1$ and $G2$ (see Fig. 1). Table 2 gives their position relative to QSO A and their photometry, both derived on the "un-deconvolved" image since they are outside the field used for the deconvolution.

4. Colour of the deflector

The redshift of the lensing galaxy can be constrained by the $J-K$ colour. In Fig. 4, we compare the colour of the candidate (the shaded region) with theoretical colours corresponding to five galaxy types. These colours were obtained from the PEGASE *"Projet d'Etude des GAlaxies par Synthèse Evolutive"* atlas (Leitherer et al. 1996; Fioc and Rocca-Volmerange 1997). The five types correspond to E, Sa, Sb, Sc and Sd galaxies in a critical density universe with H_0 = 50 (Rocca-Volmerange and Fioc 1996). The theoretical colours are a function of redshift. The thick lines include the effect of galaxy evolution; the thin lines do not.

The colour of the candidate constrains the object to be a galaxy with a redshift beyond z = 0.4, probably between z=1 and z=2. The redshifts of the two strongest metal absorption line systems, at z = 1.320 and z = 1.6616 (Smette et al. 1995 and Wisotzki et al. 1993) are marked with dotted arrows in Fig. 4.

Without a firm redshift for the lens, its absolute magnitude is unknown. However, if the galaxy is between z = 1 and z = 2 (as also suggested by Smette et al. 1995) it is many times more luminous than a typical large galaxy, which would have $M_K^\star = -24.75$. This value we adopted for $M_K^\star$ is the average between the value determined by Glazebrook et al. (1995) and the one from Mobasher et al. (1993).

5. Discussion-conclusions

The main result of the present study is the detection of a red fuzzy object located between the two components of HE 1104–1805. This result is one more very strong argument in favour of the lensed nature of this double quasar.

Wisotzki et al (1993) do not detect the lensing galaxy in R down to a limiting magnitude of 23-24. In Fig. 6 the tracks in the $R-J$ vs $J-K$ colour-colour diagramme of two galaxy types, an elliptical and an Sa galaxy, are plotted. They are plotted with and without evolution and for the redshift range $0 < z < 2.5$. Also plotted is the range allowed by the observations in this paper and the optical observations of Wisotzki et al. (1993).

If we include the effects of evolution (thick lines in the figures), the IR colours are compatible with an elliptical galaxy (as shown by Fig. 5) between z = 1 and z = 2 (Fig. 4). The IR-optical colours are less compatible with this; however, the

expected R magnitude of the lensing galaxy is R = 22.5, and this may have been difficult to see 1.″1 away from the QSO which is 5 to 6 magnitudes brighter. In fact, a preliminary detection of the lensing galaxy by Grundahl, Hjorth & Sørensen (1995) allowed to measure an I-band magnitude of 20.6, in better agreement with our findings.

One of the two metallic absorption line systems found at z = 1.320 and z = 1.6616 (Smette et al. 1995) could be produced by the lensing galaxy. In particular, the absorption system at z = 1.6616 is seen almost only in QSO A. Since the angular distance from the lens to QSO A is much smaller than to QSO B it seems reasonable to think that the lensing galaxy we detect is more likely to be at z = 1.6616 rather than 1.320.

Despite the depth of our IR images, which enables us to detect $M_K^\star$ galaxies up to the redshift of the QSO, we do not detect any obvious overdensity of galaxies which could contribute significantly to the total gravitational potential involved in this system. However, two faint galaxies (G1 and G2) are detected close to the line of sight to the QSO. G1 has a $J - K$ colour of 1.1, while G2 has a colour close to that of the lens galaxy. These two objects could constitute an external source of shear, for example responsible for the misalignment between the lensing galaxy, QSO A and QSO B. However, one cannot exclude the simpler (but unlikely) explanation that the light and mass centroids of the lensing galaxy do not coincide.

We can infer from our deconvolutions that QSO A is not exactly compatible with a single point source. The deconvolution leaves significant residuals at the location of QSO A, even in J where the PSF is rather stable across the field. The signal-to-noise ratio and resolution of our observations do not allow to draw definite conclusions, but we suspect that image A is either not single or is super-imposed on a fuzzy faint light distribution.

From the geometry of the lensed system, given in Table 1, and assuming we see a galaxy at z = 1.6616, the time delay we can expect between the two images of HE 1104–1805 is of the order of 3.5 years. We have assumed that the lens can be modeled as a Singular Isothermal Sphere (SIS) and that H_0 = 50 km s^{-1} Mpc^{-1}. This large delay means that one measurement every second week would be enough to derive good light curves.

Assuming that an SIS is appropriate for the lensing galaxy, we derive a mass of $7 \cdot 10^{11} M_\odot$, not too far above the masses expected for big elliptical galaxies. The apparent magnitude suggests that the lens is many times more luminous than a normal galaxy if the lens is actually at z = 1.66.

Finally, the magnitude difference between the lensed images is ΔJ = 1.53 ± 0.1 and ΔK = 1.35 ± 0.1, where the magnitude difference is taken as $mag(QSO\ B) - mag(QSO\ A)$. The magnitude difference expected from the SIS model is 0.75 magnitude, but with the deflector angularly closer to the faint image than to the brighter one.

This could indicate that component B is reddened relative to A, or that component A is preferentially amplified (e.g. slight image splitting) relative to B and that this preferential amplification is more efficient in the blue. The latter hypothesis is more likely since the lens galaxy is angularly closer to QSO A than to QSO B and would therefore redden A more than B, assuming the reddening is due to the lens galaxy. On the other hand, the lensing potential might be more complex than a SIS (for example elliptical + core), in particular if G1 and G2 introduce a significant source of shear.

Wisotzki et al. (1995) showed that microlensing was acting on QSO A and that it was more efficient in the blue than in the red. The magnitude difference they observed in B in 1994 was ΔB = 1.85, larger than our present values in J and K (although the quasar has probably varied between 1994 November and 1997 April). This suggests that microlensing is less efficient in the IR than in the visible. If the source quasar is found to be variable in the IR domain, an IR photometric monitoring of HE 1104–1805 may then minimize contamination by microlensing events and allow a better determination of the time delay than with optical data.

Acknowledgements. The authors would like to thank J.-P. Swings, P. Schechter, J. Hjorth and the referee Y. Mellier for helpful comments on the first version of this manuscript. This work has been in part financially supported by the contract ARC 94/99-178 "Action de Recherche Concertée de la Communauté Française" (Belgium), and Pôle d'Attraction Interuniversitaire P4/05 (SSTC, Belgium).

References

Bessell M. S. and Brett J. M. 1988, PASP 100, 1134
Courbin F., Claeskens J.-F., 1997, ESO messenger 88, p 32
Courbin F., Magain P. Keeton C.R., et al, 1997, A&A 324, L1
Fioc M., and Rocca-Volmerange B., 1997, A&A, in press
Glazebrook K., Peacock, J. A., Miller, L. and Collins, C. A. 1995, MNRAS, 275, 169.
Grundahl F., Hjorth J., Sørensen A.N., 1995, in "Highlights of Astronomy", Vol. 10 (Kluwer) Dordrecht, 658-659, Appenzeler I. (ed.)
Keeton C.R., Kochanek C.S., 1997, ApJ 487, 42
Keeton C.R., Kochanek C.S., 1996, Proceedings of the 173rd IAU Symposium: "Astrophysical Applications of Gravitational Lensing", Melbourne, Australia, eds. Hewitt and Kochanek (Kluwer), p 419.
Lidman C., Gredel R., Moneti A., 1997, "ESO-IRAC2b user manual"
Lietherer et al. 1996, PASP 108, 996.
Magain P., Courbin F., Sohy S., 1997, ApJ, in press, preprint astro-ph/9704059
Mobasher B., Ellis R. S. and Sharples R. M. 1993, MNRAS 263, 560.
Refsdal S., 1964a, MNRAS 128, 295
Refsdal S., 1964b, MNRAS 128, 307
Rocca-Volmerange B., and Fioc M., 1997, in preparation
Schechter P.L. et al. 1997, ApJ 475, L85
Smette A., Robertson J. G., Shaver P. A., Reimers D., Wisotzki L., and Köhler T. 1995, A&ASS 113, 199.
Wisotzki L., Köhler T., Kayser R., Reimers D., 1993, A&A 278, L15
Wisotzki L., Köhler T., Ikonomou M., Reimers D., 1995, A&A 297, L59

This article was processed by the author using Springer-Verlag LaTeX A&A style file *L-AA* version 3.

Chapitre 9

La contrepartie optique et IR de PKS 1830−211

La recherche de galaxies déflectrices lointaines n'est pas la seule motivation conduisant à des observations IR de mirages gravitationnels. En effet, notre vision de certains mirages peut être altérée par divers objets se trouvant sur leur ligne de visée. En particulier, les poussières interstellaires dans la galaxie déflectrice ou dans notre propre galaxie absorbent une partie parfois importante du rayonnement en provenance du quasar source. Cette absorption est d'autant plus forte qu'est courte la longueur d'onde d'observation (voir Whittet, 1992, pour une revue détaillée sur le phénomène d'absorption). Des observations IR minimisent donc l'absorption par les poussières et s'avèrent ainsi être les plus susceptibles de révéler des images mirages invisibles dans d'autres domaines de longueurs d'onde.

9.1 Observations IR de PKS 1830−211

PKS 1830−211: un défi observationnel

Nous avons à distinguer deux types d'absorption lumineuse par la poussière: l'absorption par notre Galaxie et l'absorption par la ou les galaxie(s) déflectrice(s). Le premier type d'absorption est assez difficile à quantifier. Le seul fait que nous connaissions moins de quasars et de galaxies à basse lattitute galactique qu'à des lattitudes plus élevées montre néanmoins que bon nombre de mirages voient leur rayonnement optique complètement absorbé par la Voie Lactée.

Nous nous sommes intéressés dans le cadre de ce travail de Doctorat à l'observation des objets dans lesquels les images mirages de la source sont absorbées par la galaxie déflectrice. Là encore, nous ne connaissons que les quasars moyennement absorbés, dont la luminosité apparente reste accessible à nos moyens d'observation. Seuls trois cas de mirages multiples fortement absorbés par leur galaxie lentille sont actuellement connus. Tous ont été découverts dans le domaine radio, l'absorption à ces longueurs d'onde étant très faible.

Parmi ces trois cas, la radio source PKS 1830−211 est un très bon candidat pour mesurer le paramètre de Hubble. Ce mirage est composé de deux images ponctuelles de la source ayant une séparation angulaire de $0.98''$ et d'un anneau d'Einstein (figure 9.1 et Subrahmanyan et al. 1990; S90 dans la suite). Cette géométrie fait de PKS 1830−211 un cas facilement modélisable. Il existe ainsi une série de modèles donnant une bonne

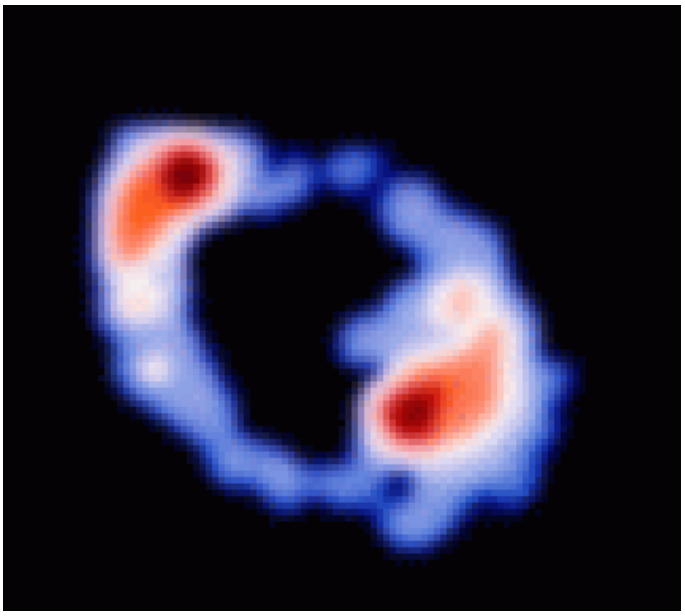

Figure 9.1: Carte radio de l'anneau d'Einstein PKS 1830−211. Le mirage se compose de deux images de la source, séparées par une seconde d'arc, et d'un anneau d'Einstein probablement formé par effet de mirage sur la galaxie hôte du quasar source. La galaxie lentille reste, quant à elle, invisible dans le domaine radio.

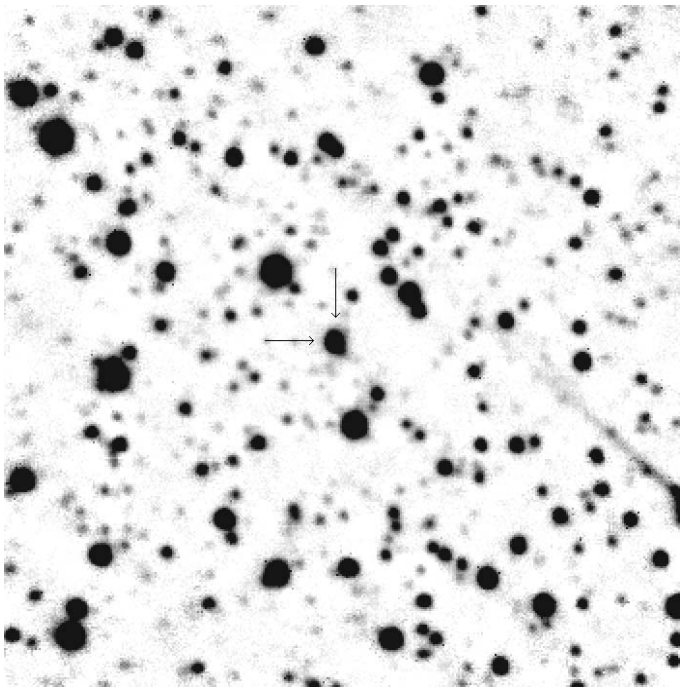

Figure 9.2: Image proche IR d'environ $1'$ autour de PKS 1830−211. L'image a été prise dans la bande K avec le télescope Keck I de 10m, basé à Hawaii. Le temps de pose total est de 400s et la magnitude limite est de $K = 21.3$. PKS 1830−211 est l'objet au centre (flèches) de ce champ très riche en étoiles, car situé en pleine Voie Lactée.

description de l'objet, dont les plus détaillés sont ceux de Kochanek & Narayan (1992) et Nair et al. (1993).

Aucune identification optique de PKS 1830−211 n'a été possible jusqu'à présent malgré l'utilisation de données de bonne qualité analysées avec des algorithmes de traitement d'image classiques (Djorgovski et al. 1992; D92 dans la suite). De fait, ni le spectre de la source, ni celui de la galaxie lentille n'ont pu être obtenus. La situation particulière de PKS 1830−211 non loin du centre galactique en est en partie responsable. La figure 9.2 montre en effet à quel point l'environnement de ce mirage est contaminé par les étoiles de notre Voie Lactée. D92 observent d'ailleurs une étoile brillante presque sur la ligne de visée du mirage (à $0.7''$), ce qui rend très difficile l'analyse d'images optiques de ce champ. Par ailleurs, PKS 1830−211 est fortement absorbé par les poussières interstellaires, absorption que nous pouvons cependant minimiser en observant dans l'IR. Il s'avèrera par la suite que l'absorption de la source dans ce mirage n'est pas due qu'à la Voie Lactée mais aussi, et en majeure partie, aux poussières dans la galaxie lentille elle-même.

Déconvolution et résultats

Les observations utilisées ont été obtenues à l'ESO au télescope de 2.2m et consistent en des images J et K prises dans de bonnes conditions météorologiques, mais ayant un signal-sur-bruit relativement bas. Des données complémentaires ont par conséquent été obtenues avec les deux télescopes Keck de 10m, basés à Hawaii. En particulier, des images prises dans la bande I avec le Keck II nous ont permis de quantifier l'absorption lumineuse par la galaxie lentille dans PKS 1830−211.

De nombreuses images ont pu être obtenues dans chaque filtre, de telle sorte que l'option de déconvolution simultanée offerte par l'algorithme MCS a pu être mise en œuvre. Ainsi, il a été possible d'améliorer à la fois la résolution et l'échantillonnage des images. Les résolutions atteintes sont de l'ordre de 0.1-0.2$''$ et les tailles de pixels de l'ordre de 0.07-0.1$''$, un double record en matière d'imagerie obtenue depuis un observatoire au sol.

Les figures 1 et 2 du premier article reproduit dans le présent chapitre montrent les images non traitées ainsi que leur version déconvoluée. Les meilleurs résultats sont obtenus sur les images Keck prises en bande K. Le gain en résolution permet de mettre en évidence 3 objets ponctuels très rouges ainsi qu'une série d'étoiles faibles de notre Galaxie. L'un de ces trois objets est l'étoile brillante observée par D92 qui avait jusqu'ici empéché l'identification de la contrepartie optique/IR de PKS 1830−211. Grâce à notre méthode de déconvolution, la composante Nord-Est (NE) de PKS 1830−211 apparaît clairement à environ $0.7''$ de l'étoile. Dans la bande I, le flux de l'étoile domine largement celui du mirage gravitationnel. En K en revanche, c'est PKS 1830−211 qui domine. A cette longueur d'onde, la composante NE du mirage est bien plus brillante que l'étoile, et la composante Sud-Ouest (SO), à peine visible en I, est maintenant clairement détectée.

Le bon accord entre les positions radio des deux images mirages de PKS 1830−211 (S90) et nos positions optiques et IR, montre que nous avons mis en évidence ce qui semble être la contrepartie optique de cette brillante source radio. Les couleurs obervées pour les deux images mirages sont $I - K = 6.9$ (NE) et $I - K = 4.1$ (SO). Ces couleurs sont bien trop rouges pour des étoiles "normales", ayant, pour les plus rouges des couleurs de l'ordre de $I - K \sim 3.5$. Nous pouvons donc dire sans grand risque d'erreur que nous avons bel et bien mis en évidence la contrepartie IR de PKS 1830−211.

PKS 1830−211 est brillant en IR, assez brillant pour autoriser (via déconvolution) une mesure précise des magnitudes K des deux composantes ponctuelles du mirage. Alors qu'en radio le rapport d'intensité des deux images de la source est de l'ordre de 1, il est de 18.2 dans la bande K. Il y a donc un rougissement différentiel d'une composante par rapport à l'autre. Un tel gradient de couleur ne pouvant pas s'expliquer par du rougissement galactique (probablement assez uniforme à l'echelle de la seconde d'arc), il ne peut être produit que par la galaxie lentille. La comparaison entre les rapports de flux radio et IR donne un excès de couleur E(B-V) de 2.75 dans la galaxie lentille. Ce rougissement fait de PKS 1830−211 la troisième "lentille poussiéreuse" connue, avec MG 1131+0456 (Larkin, Matthews & Lawrence, 1994) et MG 0414+0534 (Annis & Lupino, 1993). Par ailleurs, la détection de raies d'absorption moléculaires à z=0.886 dans la composante SO du mirage suggère la présence d'une galaxie spirale à ce redshift (Wiklind & Combes, 1996, Wiklind & Combes, 1998). Wiklind & Combes associent l'absorption moléculaire à la galaxie lentille, qu'ils situent donc à un redshift de 0.886. PKS 1830−211 consiste ainsi en un nouveau et rare cas de mirage utile à l'étude des poussières dans des galaxies à grand redshift.

9.2 Proposition de suivi photométrique IR

Les composantes IR mises en évidences par déconvolution sont de très bons candidats en tant que contrepartie IR de PKS 1830−211. Cependant, on ne peut exclure la très improbable possibilité que nous ayons observé deux étoiles très rouges, fortuitement alignées avec les composantes radio de PKS 1830−211. Une confirmation spectroscopique s'avère donc nécessaire. D92 avaient déjà tenté d'obtenir des spectres optiques de PKS 1830−211 mais la présence de l'étoile brillante à proximité du mirage les empècha de mener à bien leurs investigations. Vu la luminosité de notre candidat mirage dans l'IR (cf. Table 1 du premier article reproduit dans ce chapitre), un spectre IR devait pouvoir révéler sa nature exacte et donner une estimation de son redshift.

De tels spectres purent être obtenus en mai et en juin 1998 avec le NTT de l'ESO et son nouvel instrument IR SOFI. Le spectre réduit est présenté dans la figure 9.3 et couvre le domaine de longueur d'onde de 1.5 à 2.5 microns. Deux versions du spectre sont présentées: celle du haut n'est pas calibrée en flux, alors que celle du bas l'est. En comparant les deux spectres, on identifie très bien les régions où l'absorption atmosphérique est très forte, aux environs de 1.9 micron et au delà de 2.4 micron. Ce régions sont indiquées par des séries de traits horizontaux dans la figure du bas et ne sont pas prises en considération lors de l'analyse du spectre final (voir le deuxième article reproduit ci-après). Deux raies sont très clairement identifiées comme étant les raies H_α et H_β de l'hydrogène. Toutes deux sont vues à z=2.507 et confirment (1) que nous avons bien découvert la contrepartie IR de PKS 1830−211, et (2) que PKS 1830−211 est un quasar à z=2.507. Enfin, le spectre IR que nous avons obtenu nous permet de mesurer pour la première fois le *décrément de Balmer* d'un quasar mirage à si grand redshift. On mesure sur le spectre de la figure 9.3 $F[H_\alpha]/F[H_\beta] = 11 \pm 2$, alors que la valeur typique pour un quasar "normal" est plutôt de 3-4 (Baker & Hunstead, 1995). Le fort rougissement de PKS 1830−211, déjà suggéré par la photométrie de ses composantes, se confirme donc. En supposant que tout le rougissement observé provient de la galaxie lentille à z=0.886 et une loi de rougissement similaire à celle

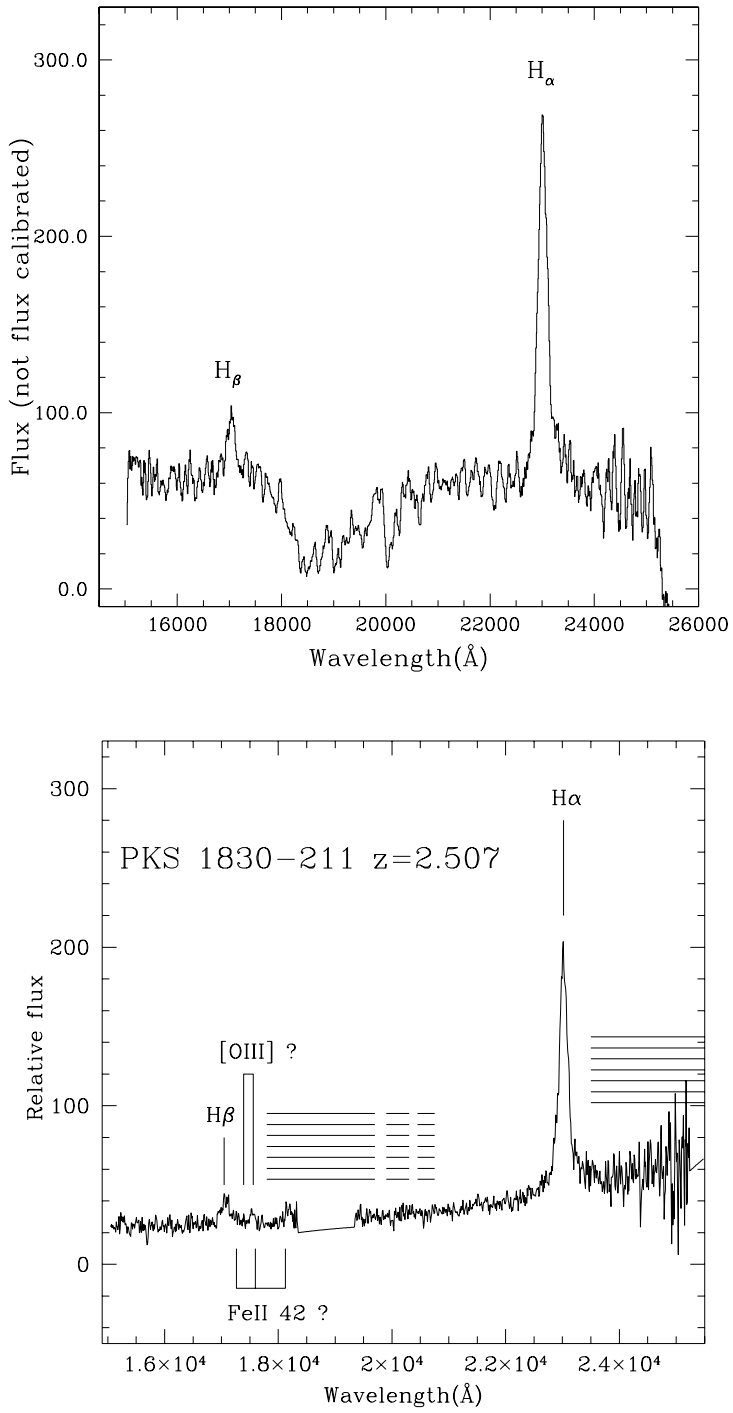

Figure 9.3: *En haut*: Spectre IR de PKS 1830−211, pris avec le NTT et le spectrographe IR SOFI. Le spectre couvre un domaine de longueur d'onde où la composante NE de PKS 1830−211 est plus brillante que l'étoile proche contaminant les observations. *En bas*: Même spectre, mais calibré en flux.

de notre Galaxie, avec $R_V = 3.05$, on déduit une extinction de $A_V = 3.7$ magnitude le long de la ligne de visée de PKS 1830−211.

PKS 1830−211 s'avère être un mirage de tout premier choix pour mesurer le paramètre de Hubble H_0. En effet, le redshift de la galaxie lentille est connu (Wiklind & Combes, 1996) et nous venons de déterminer celui de la source (cf. l'article de Lidman, Courbin, Meylan et al. 1998 reproduit ci-après). La géométrie du mirage est par ailleurs bien connue grâce aux observations radio de S90, à nos déconvolutions, et aux observations HST récentes par Mc Leod et al. (1998). Ces derniers ont pu mettre en évidence la galaxie lentille en IR et étudier sa forme. Par ailleurs, van Ommen et al. (1995) ont montré que PKS 1830−211 était variable dans le domaine radio et ont estimé un délai temporel de 44 ± 9 jours entre ses deux composantes ponctuelles. Enfin, Lovell et al. (1998), ont pu améliorer cette estimation, à partir d'observation radio ayant une résolution spatiale suffisante pour résoudre les deux composantes de l'objet. Ils mesurent ainsi $\Delta t = 26 \pm 5$ jours. En utilisant ce délai temporel, les modèles de Nair et al. (1993) pour PKS 1830−211, et notre mesure de redshift, nous pouvons donner une nouvelle estimation de H_0: H_0=65^{+15}_{-9} $\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}(\Omega = 1)$, H_0=76^{+18}_{-10} $\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}(\Omega = 0.3)$. Ces valeurs tendent à être plus grandes que celles souvent obtenues en étudiant d'autres mirages gravitationnels et sont encore entachées d'une incertitude assez grande.

La mesure du délai temporel de PKS 1830−211 par Lovell et al. (1998) n'est malheureusement pas assez précise pour donner une valeur de H_0 avec une incertitude plus faible ou, au moins aussi faible que celle obtenue pour PG 1115+080 (Schechter et al. 1997, Courbin et al. 1997). Réduire l'incertitude sur la valeur du délai temporel doit cependant être possible en suivant les variations lumineuses de l'objet dans l'IR. En effet, les incertitudes photométriques sont souvent bien moindres en optique (et IR) que dans le domaine radio et la résolution spatiale autorisée par l'application de l'algorithme MCS à des données IR permet de séparer aisément les deux composantes ponctuelles de PKS 1830−211. Enfin, l'anneau d'Einstein observé dans PKS 1830−211 n'est pas visible en IR, alors qu'il est brillant en radio. La contamination lumineuse des images mirages de la source par l'anneau d'Einstein est donc minimisée en observant en IR. Enfin, le choix de la bande IR K, où la forte raie H_α rend PKS 1830−211 particulièrement brillant, paraît tout à fait recommandé en vue d'obtenir des images de haut rapport signal-sur-bruit.

Un tel suivi photométrique IR a été proposé à l'ESO pour mesurer le délai temporel de PKS 1830−211 avec une incertitude d'au moins 10%. L'utilisation du VLT, couplé à notre algorithme de déconvolution, devrait permettre d'atteindre ce but et de redéterminer H_0 avec une incertitude raisonnable, si les comités d'attribution de temps d'observation se montrent généreux.

Article présentant l'imagerie optique et proche IR de PKS 1830−211

La contrepartie optique et IR de PKS 1830−211

F. Courbin, C. Lidman, B.L. Frye, P. Magain, T.J. Broadhurst, M.A. Pahre, S.G. Djorgovski

The Astrophysical Journal Letters, 1998, 499, L119

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 499:L119–L123, 1998 June 1
© 1998. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

IMAGE DECONVOLUTION OF THE RADIO RING PKS 1830−211[1]

F. COURBIN
Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B-4000 Liège, Belgium;
URA 173 CNRS-DAEC, Observatoire de Paris, France
C. LIDMAN
European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
B. L. FRYE
Astronomy Department, University of California, Berkeley, Berkeley, CA 94720
P. MAGAIN[2]
Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B-4000 Liège, Belgium
T. J. BROADHURST
Astronomy Department, University of California, Berkeley, Berkeley, CA 94720
AND
M. A. PAHRE[3,4] AND S. G. DJORGOVSKI
Palomar Observatory, California Institute of Technology, Mail Stop 105-24, Pasadena, CA 91125
Received 1998 February 12; accepted 1998 April 2; published 1998 May 6

ABSTRACT

New high-quality Keck and ESO images of PKS 1830−211 are presented. By applying a powerful new deconvolution algorithm to these optical and infrared data, both images of the flat spectrum core of the radio source have been identified. An extended source is also detected in the optical images which is consistent with the expected location of the lensing galaxy. The source counterparts are very red at $I - K \sim 7$, which suggests strong Galactic absorption with additional absorption by the lensing galaxy at $z = 0.885$ and is consistent with the detection of high-redshift molecules in the lens.

Subject headings: cosmology: observations — gravitational lensing — infrared: general — methods: data analysis — quasars: individual (PKS 1830−211) — techniques: image processing

1. INTRODUCTION

The bright radio source PKS 1830−211 (Subrahmanyan et al. 1990, hereafter S90; Jauncey et al. 1991) has attracted much attention as the most detailed example of a lensed radio ring. Among the classically lensed QSOs, its short time delay of 44 days (van Ommen et al. 1995) and its clean lens geometry make it a good candidate for measuring H_0. The lens, a gas-rich galaxy at $z = 0.89$, was discovered in the millimeter via molecular absorption (Wiklind & Combes 1996), which is seen toward only one of the two flat-spectrum hot spots (Wiklind & Combes 1996; Frye, Welch, & Broadhurst 1997). The presence of a nearby M star as well as heavy extinction along the line of sight ($b = -5\overset{\circ}{.}7$) had until now hampered the identification of the lens and the source. In this Letter, we describe how the MCS deconvolution algorithm (Magain, Courbin, & Sohy 1998) was used to detect the counterparts of this bright radio ring in deep Keck optical and infrared images.

2. OBSERVATIONS AND REDUCTIONS

Near-IR J ($\lambda_c = 1.25$ μm) and K' ($\lambda_c = 2.15$ μm) images were obtained on the nights of 1997 April 14 and 15 with the IRAC2b camera on the ESO/MPI 2.2 m telescope, which uses a NICMOS3 256 × 256 HgCdTe array. The good seeing (0″.6–0″.7) and the fact that a good sampling is desirable for deconvolution led us to choose the smallest pixel size available on this instrument, i.e., 0″.151, which resulted in a total field of view of 38″ on a side. The data were taken and reduced exactly in the same way as in Courbin, Lidman, & Magain (1998). Several standard stars were observed during the night. The standard deviation in the zero points was less than 0.02 mag for both J and K'. The IR magnitudes reported in this paper are on the *JHK* system of Bessell & Brett (1988).

Near-IR Keck I data were obtained on the night of 1994 April 5 with the Near-IR Camera (NIRC) (Matthews & Soifer 1994). Five 80 s K images were combined using the sigma clipping algorithm available in IRAF. The pixel size is 0″.157, which is similar to that used with IRAC2b. The images were obtained under marginally nonphotometric conditions, with a zero point uncertain by about 0.1 mag. Due to the crowding of the field and the low number of frames available, sky subtraction was imperfect but did not influence dramatically the quality of the data analysis.

Six dithered I-band images were obtained during the full moon night of 1997 June 15 using the Keck II telescope and the LRIS (Oke et al. 1995). The CCD detector was a Tektronix 2048 × 2048 with a pixel size of 0″.215. The individual exposure times were restricted to 3 minutes in order to avoid saturation of the brightest stars in this extremely crowded field. The images were bias-subtracted and flat-fielded in the standard way. All of them have a seeing close to 0″.8. No standard star was observed, but a flux calibration could be performed relative to an I-band image taken at La Silla with the 0.9 m telescope on the night of 1997 April 15.

[1] Based on observations obtained at the ESO La Silla Observatory, Chile and at the W. M. Keck Observatory, Hawaii, which is operated jointly by the California Institute of Technology and the University of California.
[2] Also at Maître de Recherches au FNRS (Belgium).
[3] Present address: Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Mail Stop 20, Cambridge, MA 02140.
[4] Hubble Fellow.

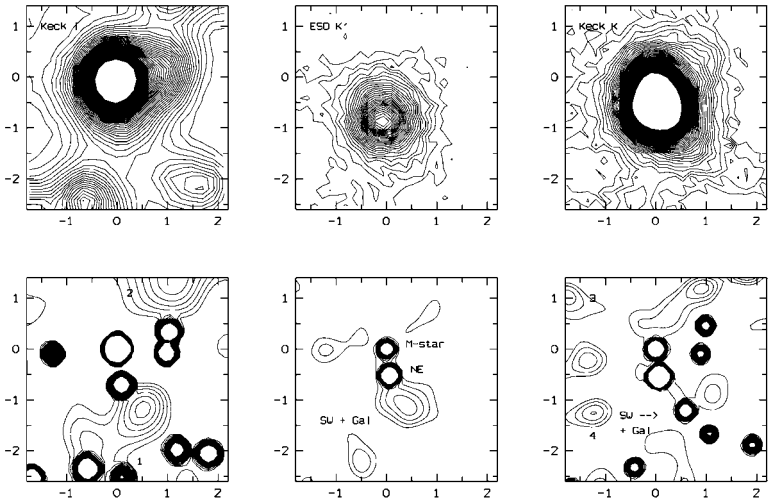

FIG. 1.—The 4″ field around PKS 1830−211 observed in the *I*, *K′*, and *K* bands at Keck and ESO observatories. *Top left:* Stack of six *I*-band frames with a pixel size of 0″.215 and seeing of 0″.8. *Top middle:* Mean of four temporary stacks (see text) obtained in the *K′* band with the ESO/MPI 2.2 m telescope. The pixel size is 0″.151, and the seeing is 0″.7. *Top right:* Mean of five *K*-band images obtained with Keck I and NIRC. The pixel size is 0″.157, and the seeing is 0″.7. *Bottom right:* Simultaneous deconvolution of the six *I*-band frames: resolution of 0″.215 and pixel size of 0″.1075. *Bottom middle:* Simultaneous deconvolution of the four *K′* images: final resolution of 0″.151 and pixel size of 0″.075. *Bottom right:* Deconvolution of the mean of five NIRC images: resolution of 0″.157 and pixel size of 0″.0785. In all of the images, north is up, and east is to the left. The M star, the northeast QSO component candidate, and the blended southwest component + lensing galaxy candidate are indicated. In all images the first contour corresponds to 2.5 σ_{sky}. The step between two contours is 2.5 σ_{sky}.

3. IMAGE DECONVOLUTION

The MCS deconvolution code (Magain et al. 1998) was applied to all of the images. Due to the low signal-to-noise ratio (S/N) and the numerous bad pixels in single IR images, these were medianed in groups of nine dithered and sky-subtracted frames. The resulting images have better S/N and cosmetics. Two infrared-bright nearby stars, although outside the field of view, produced scattered light in the field, forcing us to reject a fair fraction (∼40%) of our observations in the *K′* band. One of the culprits was the known source IRAS 18306−2106. Two stacks were obtained in *J* (total exposure time of 1920 s) and four in *K′* (total exposure time of 1440 s). Only one such stack was obtained for the IR Keck images, since we had only five dithered frames to combine (total exposure time equal to 400 s).

3.1. *Application of the MCS Code to the Present Data*

The deconvolution process is the same as in Courbin et al. (1998). We chose a pixel scale in the deconvolved images that is a factor of 2 smaller than the pixel scale in the original data to ensure that the sampling theorem is satisfied in the deconvolved images. After deconvolution, the resolution is fixed to 2 pixels FWHM for all data. The corresponding final pixel scales and resolutions on the plane of the sky are given in Figure 1.

We constructed the infrared point-spread function (PSF) from the relatively isolated, bright star labeled H in Djorgovski et al. (1992, hereafter D92). In the optical images, the stars mentioned in D92 are all saturated. Consequently, the PSF was constructed from four fainter stars about 30″ away from the radio ring. Crowding in the optical field made the quality of the PSF rather poor, especially in the outer wings of the hexagonal Keck PSF, which introduced systematic residuals into the deconvolved image and residual maps (see § 3.2).

In each band, all of the frames available were *deconvolved simultaneously*, i.e., six in *I*, two in *J*, four in *K′*, and one in *K*. In other words, the output of the procedure is a unique deconvolved image that is simultaneously compatible with all of the images included in the data set. The deconvolved image is given as a sum of point sources with *known Gaussian shape* and a diffuse background smoothed on the length scale of the final resolution chosen by the user. The photometry and the astrometry of the point sources are also obtained as by-products of the deconvolution and are provided in Tables 1 and 2.

TABLE 1
SUMMARY OF THE PHOTOMETRY

Band	M Star	Northeast Component	Southwest Component + Lens	Limiting Magnitude
I (Keck)	19.3 ± 0.1	22.0 ± 0.2	22.3 ± 0.3	24.0
J (ESO)	18.1 ± 0.1	18.7 ± 0.3	> 20.5	20.5
K′ (ESO)	17.3 ± 0.3	15.8 ± 0.2	19.0 ± 0.4	19.1
K (Keck)	16.6 ± 0.2	15.1 ± 0.1	18.2 ± 0.2	21.3

NOTE.—Results are given for the M star, the northeast component, and the southwest component of the lensed source plus lensing galaxy. The limiting magnitude (point sources) for each of the bands is given in the final column.

3.2. *Quality Check of the Deconvolution*

Many deconvolution algorithms generate the so-called deconvolution artifacts as well as noise enhancement. Even if the MCS code does not produce artifacts, it still has to accomplish the difficult task of deconvolving the image from imperfect and noisy data. An objective criterion has therefore been established to check the quality of the results. A natural product of the MCS code is the residual map (RM), which is the difference between the deconvolved and real images divided by

TABLE 2
SUMMARY OF THE ASTROMETRY

Parameter	Northeast Component	Southwest Component + Lens
x (I)	+0.08 ± 0.1	+0.48 ± 0.1
y (I)	−0.70 ± 0.1	−1.15 ± 0.1
x (J)	−0.07 ± 0.1	...
y (J)	+0.54 ± 0.1	...
x (K')	+0.06 ± 0.07	+0.54 ± 0.07
y (K')	−0.52 ± 0.07	−1.16 ± 0.07
x (K)	+0.06 ± 0.05	+0.59 ± 0.05
y (K)	−0.54 ± 0.05	−1.20 ± 0.05

NOTE.—Results for the northeast and southwest components of the lensed source plus lensing galaxy are given in arcseconds, relative to the M star, together with their 1 σ error bars.

the standard deviation of each pixel. Whenever the simultaneous deconvolution capability of the method is used, as in the present case, the program returns one RM for each frame in the data set. A perfect deconvolved image should match the data at best in the sense of the χ^2 and leave a flat RM with a mean value of 1 (1 σ) all over the field.

RMs guide the user in his/her choice of the smoothing to be applied to the image in order to avoid local under- or overfitting of the data. Still, on the basis of the RMs, the user can constrain the number of point sources to be involved in the deconvolution. For example, missing a bright point source (i.e., one with a high S/N) will result in a "hot spot" well above the critical value of 1 in the RMs. This is no longer true for very faint sources. In this case, no discrimination can be made between an extended object and a point source, so the faint point sources are modeled as part of the deconvolved background. We therefore always choose the minimum number of point sources needed in order to produce acceptable RMs. Thus, different images of the same field can have different aspects, depending on whether individual objects were modeled as point sources or not.

Objects near the frame edges are not well fitted, especially in crowded fields such as these (e.g., objects labeled 1–4 in Fig. 1). Object 1 leaves particularly significant structures in the RMs of the *I*-band data, either when modeled as a point source or as part of the background in the deconvolved image. We therefore conclude that it is extended or that it is a very strong blend of point sources.

In order to run the MCS algorithm, the user has to provide initial positions and intensities for all point sources. The astrometric 1 σ error bars were estimated as the dispersion of the results of several deconvolutions using different initial conditions. The typical astrometric accuracy is 0″.05 for the brightest point sources, while it can be as much as 0″.2 for the faintest ones. Since the peak intensity of a point source is allowed to be different in each data frame, the photometric error bar is simply the dispersion of the peak intensities found after simultaneous deconvolution of a whole data set. In order to quantify the additional errors introduced by a poor knowledge of the PSF in the Keck *I* band, the deconvolution program was run using five different PSFs computed from different stars in the field.

4. RESULTS AND DISCUSSION

In Figures 1 and 2, we present both the raw and deconvolved images in *I*, *K′*, and *K*, with a resolution of the order of 0″.15–0″.20. A red point source is clearly detected at the position

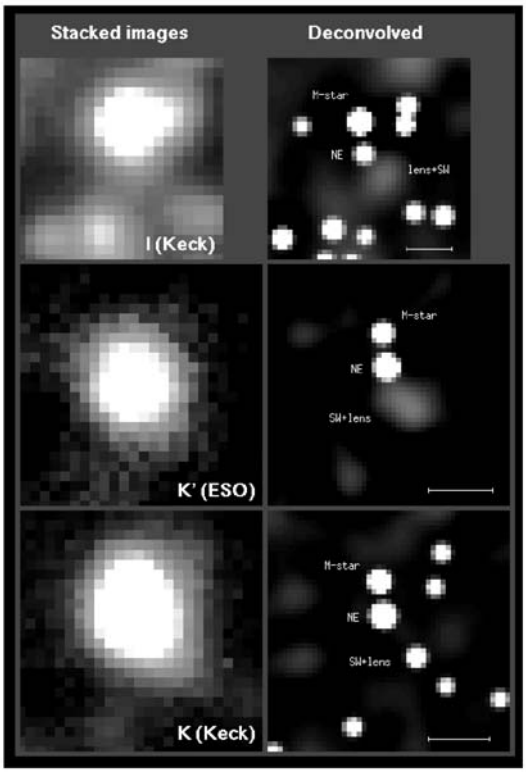

FIG. 2.—Field around PKS 1830−211 observed in the *I*, *K′*, and *K* bands at the Keck and ESO observatories. *Top left:* Stack of six *I*-band frames with a pixel size of 0″.215 and seeing of 0″.8. *Middle left:* Mean of four temporary stacks (see text) obtained in the *K′* band with the ESO/MPI 2.2 m telescope. The pixel size is 0″.151 and the seeing is 0″.7. *Bottom left:* Mean of five *K*-band images obtained with Keck I and NIRC. The pixel size is 0″.157, and the seeing is 0″.7. *Top right:* Simultaneous deconvolution of the six *I*-band frames: resolution of 0″.215 and pixel size of 0″.1075. *Middle right:* Simultaneous deconvolution of the 4 *K′* images: final resolution of 0″.151 and pixel size of 0″.075. *Bottom right:* Deconvolution of the mean of five NIRC images: resolution of 0″.157 and pixel size of 0″.0785. In all of the images north is up, and east is to the left. The M star, the northeast QSO component candidate, and the blended southwest component + lensing galaxy candidate are indicated. The horizontal line in each deconvolved image is 1″ long. The cuts of the images are chosen in order to display the full dynamics of the image at low light levels.

expected for the northeast radio source of PKS 1830−211. Another red object is observed close to the position of the southwest radio source of the lensed system, but the extended nature of the source and the poor quality of the PSF do not allow us to sort out its detailed morphology. The photometry and astrometry of the field are presented in Tables 1 and 2 and in Figure 3, along with our estimates of the 1 σ error bars.

The red star in D92 dominates the total flux in the *I* band, while in the infrared, the component near the northeast radio source takes over. With our high S/N we can show that its shape is compatible with a point source, and its color, $I - K = 6.9$, is much redder than any "normal" star (e.g., Koornneef 1983). The *I*, *K′*, and *K* positions are all within the 1 σ radio error bars. In Figure 3, all objects are aligned with respect to the M star so that we can compare the different positions

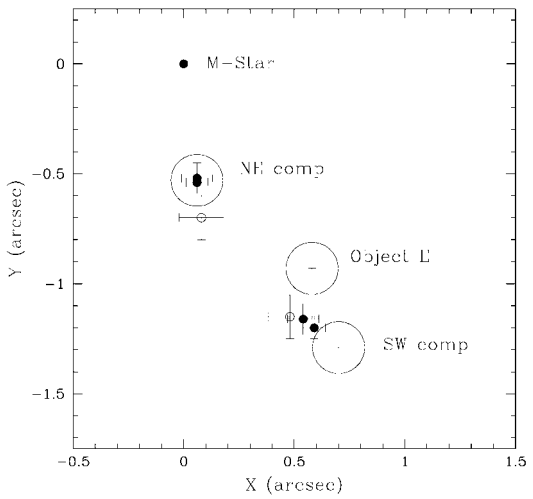

FIG. 3.—Positions observed for the different objects detected in the optical and near-IR along with their 1 σ error bars relative to the M star. The large open circles are radio positions whose radius corresponds to the error bars quoted by S90. The filled circles show the positions measured from the near-IR images, while the open circles show the result obtained from the *I*-band data.

measured for the northeast and southwest components at optical and IR wavelengths.

Molecular absorption toward the two lensed images was spatially resolved at millimeter wavelengths, and the separation between the lensed images was found to be 0″.98 (Frye et al. 1997). In our optical and IR images, the southwest component is 0″.61 ± 0″.13 and 0″.85 ± 0″.09″, respectively, away from the northeast component. A plausible explanation for the apparent positional shift between the optical, IR, and radio positions is that the southwest component is a blend of two objects: the lensing galaxy and the heavily reddened southwest component seen in the radio images. This has been very recently confirmed by *Hubble Space Telescope* (*HST*) NICMOS3 observations by the CASTLES group (McLeod al. 1998) which show the lensing galaxy in the center of the "hole" of the radio ring, as predicted by LensClean modeling of the system by Kochanek & Narayan (1992). Note also the very good general agreement between the *HST* images and our deconvolutions, although the latter were carried out without prior knowledge of the *HST* data.

The flux ratio between the two lensed images of the source is 0.973 ± 0.016 at radio wavelengths (S90) and about 18.2 in *K* (3.15 ± 0.2 mag). The combination of a reddened southwest radio source plus blue lens can explain the large flux ratios. Both the northeast and the southwest components are reddened, making PKS 1830−211 another good example of a dusty lens along with MG 0414+0534 (e.g., Annis & Lupino 1993) and MG 1131+0456 (Larkin, Matthews, & Lawrence 1994), the mean galactic extinction being far below the values obtained for PKS 1830−211. At the lens redshift, the observed *K* band corresponds to a central wavelength of 1.17 μm in the rest frame. For the galactic reddening curve, the extinction in this band is $A_{(1.2\mu)} = 0.37A_V$ (Savage & Mathis 1981). Thus, the differential extinction is about 8.5 mag in the *V* band and implies $E(B-V) = 2.75 \pm 0.2$, which is in good agreement with the value of 2.4 independently derived from the *HST* observations (McLeod et al. 1998).

If the total extinction is comparable to the differential extinction between the two images, then the source is attenuated in the observed *K* band by about 3 mag. On the other hand, considering simple SIS or point-mass models, the magnification by the lens may be similar, or somewhat less—maybe 2 mag. So, a reasonable value for the unobscured unlensed *K* magnitude of the source may be around 14. A typical quasar has $V-K \sim 3$. So the unobscured *V* magnitude of the source may be about 17, which is bright but not unreasonable for $z \sim 1$–2.

5. CONCLUSION

The main results of our study are the detection of the optical and near-IR counterpart to the northeast radio source of PKS 1830−211 and the possible detection of the southwest component and lensing galaxy. However, our southwest component candidate might be the lensing galaxy alone or, given the crowding in the field, a red galactic object almost coincident with the position of the southwest radio source. The hypothesis of a demagnified third image of the source (S90) between the two main lensed images is unlikely, since in such a case extinction of the lens would have made it visible in the IR. Furthermore, the IR centroid of the southwest component would have been shifted toward object E rather than toward the radio position of the southwest component.

The higher contrast between the northeast component and nearby M star in the infrared makes near-IR spectroscopy necessary for finding the source redshift. Deep, high-resolution near-IR imaging is needed to reveal the exact nature of the faint southwest component. However, even at the highest resolution attainable, which is 0″.2–0″.3 in the IR with *HST* (in particular in *K* where the southwest component of PKS 1830−211 is best visible), deconvolution will be essential to discriminate between the southwest component candidate, the lensing galaxy, and additional faint galactic stars.

We thank Jack Welch, Hy Spinrad, Jens Hjorth, Andreas Jaunsen, Chris Kochanek, and the anonymous referee for useful discussions and comments about the first version of the manuscript. We also thank Alfred Rosenberg who provided the ESO *I*-band frame used for the photometric calibration. The expert help of the staff at ESO and WMKO during the observing runs was very much appreciated. F. C. is supported by contracts ARC 94/99-178 "Action de Recherche Concertée de la Communauté Française" and Pôle d'Attraction Interuniversitaire P4/05 (SSTC, Belgium). S. G. D. and M. A. P. acknowledge support from the NSF PYI award AST-9157412. Additional support for M. A. P. was provided by NASA through grant number HF-01099.01-97A from the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA under NASA contract NAS5-26555.

REFERENCES

Annis, J. E., & Luppino, G. 1993, ApJ, 407, L69
Bessell, M. S., & Brett, J. M. 1988, PASP, 100, 1134
Courbin, F., Lidman, C., & Magain, P. 1998, A&A, 330, 57
Djorgovski, S. G., et al. 1992, MNRAS, 257, 240 (D92)
Frye, B. L., Welch, W. J. W., & Broadhurst, T. J. 1997, ApJ, 478, L25
Jauncey, D. L., et al. 1991, Nature, 352, 132
Kochanek, C. S., & Narayan, R. 1992, ApJ, 401, 461
Koornneef, J. 1983, A&A, 128, 84

Larkin, J. E., Matthews, K., & Lawrence, C. R. 1994, ApJ, 420, L9
Magain, P., Courbin, F., & Sohy, S. 1998, ApJ, 494, 472
Matthews, K., & Soifer, B. T. 1994, in Infrared Astronomy with Arrays, ed. I. McLean (Dordrecht: Kluwer), 239
McLeod, B. A., Falco, E. E., Impey, C. D., Kochanek, C. S., Lehar, J., Rix, H. W., Keeton, C. R., & Peng, C. Y. 1998, in preparation
Oke, J. B., et al. 1995, PASP, 107, 375
Savage, B., & Mathis, J. S. 1981, ARA&A, 17, 73
Subrahmanyan, R., Narasimha, D., Rao, P., & Swarup, G. 1990, MNRAS, 246, 263 (S90)
van Ommen, T. D., Jones, D. L., Preston, R. A., & Jauncey, D. L. 1995, ApJ, 444, 561
Wiklind, T., & Combes, F. 1996, Nature, 379, 139

Article présentant la spectroscopie proche IR de PKS 1830−211

Identification spectroscopique de la source radio PKS 1830−211

C. Lidman, F. Courbin, G. Meylan, T.J. Broadhurst, B.L. Frye, W.J.W Welch

Soumis à "The Astrophysical Journal Letters"

The redshift of the gravitationally lensed radio source PKS 1830−211[1]

C. Lidman
European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile; clidman@eso.org

F. Courbin
Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B-4000 Liège, Belgium; Frederic.Courbin@ulg.ac.be
URA 173 CNRS-DAEC, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Principal Cédex, France

G. Meylan
European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching bei München, Germany; gmeylan@eso.org

T. Broadhurst, B. Frye and W.J.W. Welch
Berkeley Astronomy Department, University of California, Berkeley, CA 94720, U.S.A.; tjb@wibble.berkeley.edu, bfrye@worms.berkeley.edu, WWelch@astro.berkeley.edu

ABSTRACT

We report on the spectroscopic identification and the long awaited redshift measurement of the heavily obscured gravitationally lensed radio source PKS 1830-211, which was first observed as a radio Einstein ring. The NE component of the doubly imaged core is identified, in our infrared spectrum covering the wavelength range 1.5-2.5 μm, as an impressively reddened quasar at $z = 2.507 \pm 0.002$. The broad Hα and Hβ emission lines allows also the measurement of a Balmer decrement of approximately 11. Assuming that all the absorption occurs in the lens, this implies an extinction in the rest frame of the lens of $A_V = 3.7$ towards the NE component and a much larger extinction for the fainter SW component. The mass contained within the Einstein ring radius is $M(r < 2.1h^{-1}Kpc) = 6.3 \times 10^{10}h^{-1}M_\odot$ for $\Omega_M = 1$ or $M(r < 2.4h^{-1}Kpc) = 7.4 \times 10^{10}h^{-1}M_\odot$ for $\Omega_M = 0.3$. Our redshift measurement, together with the recently measured time delay (Lovell et al. 1998), means that we are a step closer to determining H_0 from this lens. Converting the time delay into H_0 by using existing models leads to high values of the Hubble parameter, H_0=65^{+15}_{-9} ($\Omega_M = 1$), H_0=76^{+18}_{-10} ($\Omega_M = 0.3$). Since the lensing galaxy lies very close to the center of the lensed ring, improving the error bars on H_0 will require not only a more precise time delay measurement, but also very precise astrometry of the whole system.

Subject headings: cosmology: observations - gravitational lensing - infrared

[1]Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile (ESO Program 61.B-0413)

Subject headings: quasars: individual (PKS 1830-211)

1. Introduction

The compact, flat spectrum radio source PKS 1830-211 (Subrahmanyan et al. 1990, Jauncey et al. 1991) is a well studied gravitational lens located behind the galactic plane. At radio wavelengths, PKS 1830-211 consists of two bright flat spectrum sources embedded in a ring like structure with a diameter of $1''$. The radio emission is known to be variable, and a time delay of 26 days has been determined by monitoring the source at 8.6 Ghz (Lovell et al. 1998). Molecular absorption lines at $z = 0.886$ were discovered at millimeter wavelengths and attributed to the lensing galaxy (Wiklind & Combes 1996, Wiklind & Combes 1998). Interferometry shows that the absorption covers partially only one of the two flat spectrum sources (Wiklind & Combes 1996; Frye, Welch & Broadhurst 1997). Additionally, redshifted 21cm absorption is found at $z = 0.193$ (Lovell et al. 1996). The relative role of these two systems in lensing the radio source is unclear, although the near perfect symmetry of the ring implies only one major deflector.

The optical identification of PKS 1830-211 has long been hampered by the presence of a nearby bright M-star (Djorgovski et al. 1992), and by obscuration by both the galactic plane and the lens itself. PKS 1830-211 was finally identified in deconvolved images taken at infrared wavelengths (Courbin et al. 1998). These images show the NE component of the source, the M-star and the SW component of the source, most likely blended with the lensing galaxy. The source is very red: the NE component has $I - K \approx 7$, so that at K (2.15 μm) it is much brighter than the nearby M-star, which dominates at optical wavelengths. This is why PKS 1830-211 can be best studied at near-IR wavelengths.

In this letter, we describe how we were able to determine the redshift of PKS 1830-211 from infrared spectroscopy carried out with SOFI, the new IR imager and spectrograph on the ESO New Technology Telescope (NTT) at La Silla, Chile (Moorwood, Cuby & Lidman 1998). The data also allow us to derive the extinction along the line of sight to PKS 1830-211 and an estimate of the mass of the lensing galaxy at z=0.886.

2. Observations and Reductions

PKS 1830-211 was observed with SOFI (SOFI stands for Son OF ISAAC, the near-IR instrument on the UI1 of the Very Large Telescope at Paranal, ESO, Chile) on the NTT during the night of June 13-14, 1998. SOFI is an IR instrument capable of imaging, polarimetry, and low resolution spectroscopy. The detector is a Hawaii 1024×1024 HgCdTe array. Spectra were taken with the red grism, which covers the wavelength range from 1.51 to 2.54 μm, and with the $1''$ slit,

which gives a resolution of 700 at 2.1 μm. The slit was aligned to pass through both the NE and SW components of source (see Figure 1.).

For accurate sky subtraction, the source was alternatively observed at two positions separated by 40 seconds of arc along the slit. At each position the exposure was 180 seconds. The conditions at the time of the observation were very cloudy, so only 24 minutes of useful data were obtained.

The night sky, which consists of bright emission lines and a thermal continuum, is effectively removed by subtracting, from each other, frames taken at alternative positions along the slit. The resulting images are then flat-fielded, registered, and combined to give a two dimensional spectrum. The spectrum of the source is then extracted and wavelength calibrated. The wavelength calibration is done by fitting arc lines from a Xenon lamp in the adaptor. The residuals of the fit are 0.5 Å. The extracted spectrum is then divided by that of a very hot star, in this case an O6 star, to remove the strong atmospheric absorption features that appear in infrared spectra. In a final step, the spectrum is multiplied with a blackbody curve that is appropriate for an O6 star. We have used a blackbody with a temperature of 36,000 K. At this temperature and wavelength, the shape of the blackbody curve is not a sensitive function of the temperature. Note that the O6 star may contain weak Bracket and HeI lines that are not removed in the reduction process; however, there is no evidence of them in the fully reduced spectrum.

3. Results

Figure 2 displays the final reduced spectrum of PKS 1830-211. Regions of significant atmospheric absorption are marked by horizontal lines. Since the atmosphere is almost totally opaque near 1.9 μm and beyond 2.5μm, the data in these regions have been deleted. Due to the presence of clouds during the observations, no absolute flux calibration could be carried out and the spectrum in Fig. 2 is shown on a relative F_λ flux scale. We could not use the K-band flux derived by Courbin et al. (1998) to put the spectrum on an absolute flux scale as the source is variable in the IR. The spectrum contains a contribution from the M-star (see Figure 1) which lies $0\farcs5$ to the North of the NE component of the QSO. At 1.25 μm the M-star is twice as bright as the NE component. At 2.15 μm the NE component is 3 times brighter that the M-star (see Courbin et al. 1998) and largely dominates the total flux on the slit.

A very strong Hα emission line is seen at a redshift of $z = 2.507 \pm 0.002$. The dominant source of uncertainty on the redshift is due to internal instrumental flexure. Also visible, but at lower signal to noise ratios, are Hβ and possibly the 4959 Å and 5007 Å lines of [OIII]. All four lines are marked in Fig. 2. The rest equivalent width of the Hα line is 170 Å and the velocity width is 2600 km s^{-1}. Both measures are somewhat lower than the average value for high redshift quasars (Espey et al. 1989), although their ranges for high redshift quasars are large. The Hα line cannot be fitted with a single Gaussian. There are broad wings on either side of the line, particularly on the red side.

The region around the Hβ and [OIII] lines is quite noisy. The lines may be blended with a FeII multiplet, #42 in Oke & Lauer (1979). This multiplet is a common feature in quasar spectra at both low and high redshifts; however, the strength of this feature varies greatly from one quasar to the next (Boroson & Green 1992; Hill, Thompson & Elston 1993; Murayama et al. 1998). A spectrum with better signal to noise is required before these features can be positively identified. The region near 18,000 Å is on the edge of the strong absorption feature that lies between the H and K IR windows.

The redshift determined from Hβ line alone is $z = 2.507$, the same as that determined from Hα. Thus, despite the noisy nature of the region surrounding this line, it is unlikely that the line at 23,000 Å has been misidentified as Hα.

The 5007 Å [OIII] line is slightly blue-shifted ($z = 2.504$) with respect to the Hα and $H\beta$ lines. This has been observed in other quasars (Nihihara et al. 1998). Other common quasar emission lines such as HeII at 4686 Å, HeI at 5876 Å, Hγ, [OIII] at 4363 Å and a FeII complex around 4500 Å are not detected, although they are within the wavelength limits of our spectrum in Figure 2.

The continuum shows a steep increase towards longer wavelengths. Between 1.6 and 2.2 μm it can be approximated by a power law $F_\nu \propto \nu^\alpha$ with a spectral index $\alpha \approx -4$. This is considerably steeper than the median value of $\alpha \approx -0.3$ for quasar spectra (Francis et al. 1991), even considering orientation effects (Baker & Hunstead, 1995), and it implies a considerable amount of reddening. Any reddening in the O star that was used to remove the atmospheric absorption features would bias the derived reddening in PKS 1830 to smaller and not higher values, hence even decreasing any measured amount of reddening towards the quasar.

4. Extinction

By comparing the radio and near-IR flux ratios between the lensed components of PKS 1830-211, Courbin et al. (1998) estimated a differential extinction in the rest frame of the lens of $E(B-V) = 2.75$ between the SW and NE components. This value is estimated from K band observations and assumes that the flux of the SW source is not contaminated by other sources (Courbin et al. 1998). At the lens redshift, the K band is still in the near-IR so that we can safely assume that extinction does not depend dramatically on galaxy/dust type, as it could at shorter wavelengths. Thus, if we adopt a galactic extinction law with $R_V = 3.05$, we find that the SW component is absorbed by $A_V = 8.6$ magnitudes relative the NE component.

Our near-IR spectrum is dominated by the light from the NE component (the SW component is 3 magnitudes fainter), and offers the opportunity to estimate the line-of-sight absolute extinction. For this purpose we do not use the slope of the continuum, which is partially contaminated by the nearby M-star (Courbin et al. 1998), but instead measure the Balmer decrement, given by the line flux ratio $F[\mathrm{H}_\alpha]/\mathrm{F}[\mathrm{H}_\beta]$, and compare it with previous measurements of other quasars. Common

measurements give $F[\mathrm{H}_\alpha]/\mathrm{F}[\mathrm{H}_\beta] \sim 4-5$ and are interpreted in terms of moderate intrinsic reddening (e.g., Hill, Thompson & Elston 1993) or enhanced Hα emission due to collisional excitation (Baker et al. 1994). Baker & Hunstead (1995) show that the Balmer decrement depends on the core-to-lobe flux ratio, R. They find $F[\mathrm{H}_\alpha]/\mathrm{F}[\mathrm{H}_\beta]$ in the range 5-6 (for low redshift quasars) and up to 10 for the reddest objects (with $R < 0.1$). If we assume in our spectrum that the Hβ line is uncontaminated by other lines, $F[\mathrm{H}_\alpha]/\mathrm{F}[\mathrm{H}_\beta] = 11 \pm 2$ and implies that PKS 1830-211 is significantly reddened. Assuming that all the absorption occurs in the z=0.886 lens, adopting $R_V = 3.05$ and a galactic absorption law, we find that the NE component has $E(B-V) \approx 1.2$ in the rest frame of the lens. Thus, the extinction towards the NE component in the rest frame of the lens is $A_V \approx 3.7$ magnitudes, which implies an extinction of $A_V \approx 12$ magnitudes towards the SW component. These estimates can change if any of the following are true: (i) some fraction of the reddening is caused by our galaxy, (ii) the Hβ line flux is overestimated, (iii) PKS 1830-211 is reddened at the source. Finally, note that the SW component might be blended with some other object, for example, the lensing galaxy (Courbin et al. 1998). Our estimate of the extinction towards this component might therefore be inaccurate.

5. Discussion-Conclusions

With the source and lens redshifts known, and since the source is almost perfectly aligned with the lens, the mass interior to the radio ring can be estimated from a simple point mass model. Table 1 gives values for this mass, for two different cosmologies. The choice of $\Omega_M = 0.3$ is justified by the recent results obtained with high redshift supernovae (e.g., Perlmutter et al. 1998). Such relatively low masses, in the range $6 - 14 \times 10^{10} M_\odot$, combined with the fact that very significant amount of dust is obviously present in the deflector, suggest an early type spiral galaxy. More detailed models (Nair, Narasimha & Rao 1993) which incorporate some constraints on the position of the lensing galaxy relative to the QSO images and on the geometry of the source, give even lower values: $2.5 - 5 \times 10^{10} M_\odot$. Both masses are somewhat smaller than those usually believed to be typical for spirals. However, one has to be aware of the fact that the lensing galaxy extends beyond the observed radio ring, whatever cosmology is assumed (see Table 1). Both gravitational lensing and dynamical studies based on differences in redshift between molecular absorbtion lines along the line of sight to the two QSO components (e.g., Wiklind & Combes 1998) therefore underestimate its total mass.

PKS 1830-211 is known to be variable at radio and millimeter wavelengths (van Ommen et al. 1995, Combes & Wiklind 1998, Lovell et al. 1998) and, with the present measurement of the source's redshift, this quasar becomes a good candidate for constraining H_0. Recently, a time delay of 26^{+4}_{-5} days between its two point-like components was reported (Lovell et al. 1998), substantially smaller than the time delay of 44 ± 9 days previously reported by van Ommen et al. (1995). Since the lower estimate of the time delay is obtained from a radio monitoring carried out with high angular resolution, almost allowing the separation of the two components of PKS 1830-211, we

consider it to be more accurate. We use this low value with the models of Nair, Narasimha & Rao 1993 to deduce H_0. The derived estimates tend to be higher those using other lensed quasars, even for a large Ω_M. For $\Omega_M = 1$, H_0=65^{+15}_{-9}, while it increases to H_0=76^{+18}_{-10} for $\Omega_M = 0.3$.

The rather large uncertainty on the time delay, approximately 20%, translates directly into an uncertainty for H_0. This uncertainty may be improved by monitoring PKS 1830-211 in the near-IR. In particular, observing in K, where the source is bright due to the presence of redshifted Hα emission line (see Fig. 2) should allow accurate photometry of both lensed components of the source. Near-IR observation have the further advantage that the bright and complex ring visible in the radio, is not contaminating the point-like components anymore (e.g., inset in Fig. 1). We plan a systematic IR monitoring program coupled with our deconvolution procedure (Magain et al. 1998), in order to secure a more accurate time delay and hence a better estimate of H_0. Our IR observations of the quasar obtained in March and June 1998 show that the two NE and SW quasar images have brightened by $0.^m35$ and $0.^m25$, respectively. Similar changes are also found at millimeter wavelengths during the same epochs (Wiklind, 1998), comfirming our observations based on only two periods of observations.

The strong Hα line offers the opportunity to search for differences between continuum and line variability and thus help distinguishing between intrinsic source variability and differential magnification of the continuum versus the broad-line region due to the passage of compact micro-lensing sources in the lensing galaxy. A near-IR photometric monitoring of PKS 1830-211, carried out simultaneously in H (continuum) and K (Hα) would provide us with adequate material, not only for the measurement of H_0, but also for the study of microlensing itself.

Decreasing the uncertainty on the time delay will contribute to improve the accuracy reached on H_0. However, newly available NICMOS imaging show that the lensing galaxy is located close to the center of the radio ring (Lehar al. 1998), so that the two QSO images probe the lensing potential at similar distances of the lens center. We can therefore expect that detailed modelling of the system will strongly depend on the accuracy reached on the position of the lensing galaxy, as found in PG 1115+080 (e.g., Keeton & Kochanek, 1997, Courbin et al. 1997, Impey et al. 1998).

The relative ease with which we obtained the redshift of this lensed radio source by IR spectroscopy lends considerable hope to the identification of the other classical radio lenses for which source redshifts are still outstanding.

The authors would like to thank D. Hutsemékers for useful conversations on reddening by the lensing galaxy. F.C. is supported by contracts ARC 94/99-178 “Action de Recherche Concertée de la Communauté Française” and Pôle d’Attraction Interuniversitaire P4/05 (SSTC, Belgium).

REFERENCES

Baker, A. C., Carswell, R. F., Bailey, J. A., Espey, B. R., Smith, M. G., & Ward, M.J. 1994, MNRAS, 270, 575

Baker, J. C., & Hunstead, R. W. 1995, ApJ, 452, L95

Boroson, T. A., & Green, R. F. 1992, ApJS, 80, 109

Combes F., & Wiklind, T. 1998, ESO Messenger 91, 29

Courbin, F., Magain, P., Keeton, C.R., Kochanek, C.S., Vanderriest, C., Jaunsen, A.O., Hjorth, J., 1997, A&A, 324, L1

Courbin, F., Lidman, C., Frye, B. L., Magain, P., Broadhurst, T. J., Pahre, M. A., & Djorgovski, S. G., 1998, ApJ, 499, L119

Djorgovski, S. G., Meylan, G., Klemola, A., Thompson, D. J., Weir, W. N., Swarup, G., Rao, A. P., Subrahmanyan, & R., Smette, A. 1992, MNRAS, 257, 240

Espey, B. R., Carswell, R. F., Bailey, J. A., Smith, M. G., & Ward, M. J. 1989, ApJ, 342, 666

Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Weynmann, R. J., & Morris, S. L. 1991, ApJ, 373, 465

Frye, B. L., Welch, W. J., & Broadhurst, T.J. 1997, ApJ, 478, L25

Hill, G. J., Thompson, K. L., & Elston R. 1993, ApJ, 414, 4

Impey, C.D., Falco, E.E., Kochanek, C.S., et al. 1998, preprint astro-ph/9803207

Jauncey, D. L. et al., 1991, Nature, 352, 132

Keeton, C.R., Kochanek, C.S., 1997, 487, 42

Lovell, J. E. J. et al., 1996 ApJ, 472, L5

Lovell, J. E. J., Jauncey, D. L., Reynolds, J. E., Wieringa, M. H., King, E. A., Tzioumis, A. K., McCulloch, P. M., & Edwards, P. G. 1998, preprint astro-ph/9809301

Lehar, C.S., Falco, E. E., Impey, et al. 1998, in preparation

Magain, P., Courbin, F., & Sohy, S. 1998, ApJ, 494, 472

Moorwood, A., Cuby, J.-G., & Lidman, C. 1998, ESO Messenger, 91, 9.

Murayama, T., Taniguchi, Y., Evans, A. S., Sanders, D. B., Ohyama, Y., Kawara, K., & Arimoto, N. 1998, AJ, 115, 2237

Nair, S., Narasimha, D., & Rao, A. P. 1993, ApJ, 407, 46.

Nishihara, E., Yamashita, T., Yoshida, M., Watanabe, E., Okumura, S., Mori, A., & Iye, M. 1998, ApJ, 488, L27

Oke, J. B., & Lauer, T. R. 1979, ApJ, 230, 360

Perlmutter et al. 1998, Nature, 391, 51

Subrahmanyan, R., Narasimha, D., Rao, P., & Swarup, G. 1990, MNRAS, 246, 263

van Ommen, T. D., Jones, D. L., Preston, R. A., & Jauncey, D. L., 1995, ApJ, 444, 561

Wiklind, T. 1998, private com.

Wiklind, T., & Combes, F. 1996, Nature, 379, 139

Wiklind, T., & Combes, F. 1998, ApJ, 500, 129

This preprint was prepared with the AAS LaTeX macros v4.0.

Table 1: Mass interior to the Einstein ring in PKS 1830-211 for different cosmologies, compared with the model of Nair et al. (1993).

	$D_l D_s / D_{ls}$ (Gpc)	r_E (Kpc)	Mass $(10^{10} M_\odot)$	Mass (Nair et al.) $(10^{10} M_\odot)$
$H_0 = 50, \Omega_M = 1$	4.2	4.1	12.5	4.9
$H_0 = 50, \Omega_M = 0.3$	4.8	4.7	14.0	5.6
$H_0 = 100, \Omega_M = 1$	2.1	2.1	6.3	2.5
$H_0 = 100, \Omega_M = 0.3$	2.5	2.3	7.4	2.9

Note. — The adopted Einstein radius of the radio ring is the one obtained from the millimeter observations by Frye et al. (1998), i.e., r_E=0.49″. D_l and D_s denote the angular diameter distances to the lens and source. D_{ls} is the angular diameter distance between the lens and the source.

– 10 –

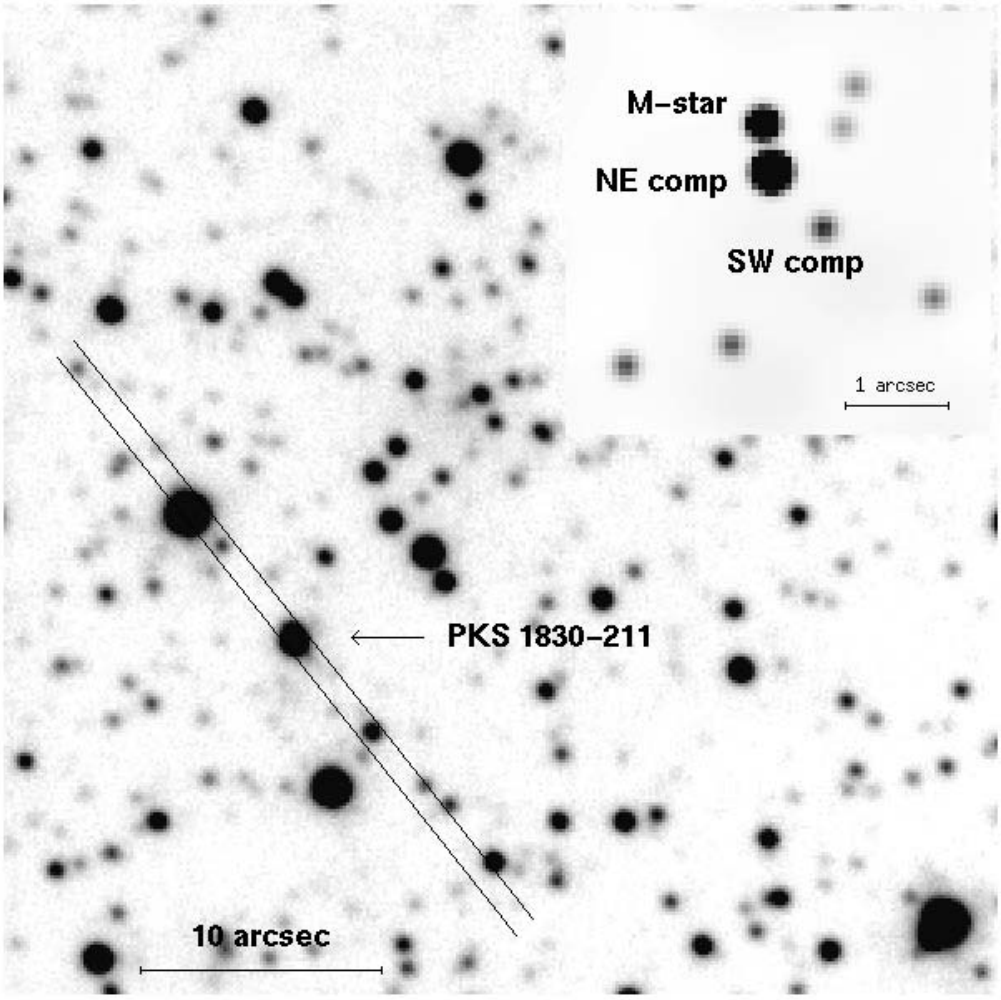

Fig. 1.— Part of an Ks image of PKS 1830-211 taken with SOFI at the NTT, with the position of the slit displayed. The seeing is 0.″6. North is up and East left. The inset shows the deconvolved central region surrounding PKS 1830-211. The M-star and the NE and SW components of PKS 1830-211 are readily apparent in the deconvolved image, which has a resolution of 0.″2.

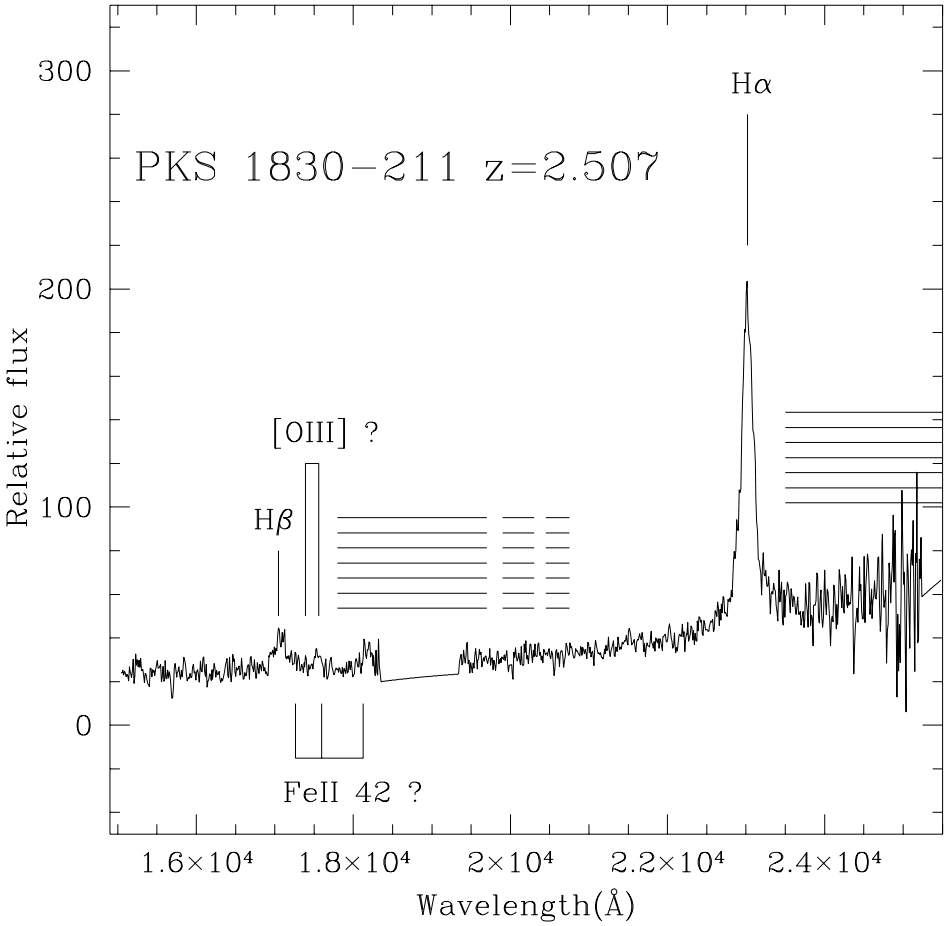

Fig. 2.— Spectrum of PKS 1830-211. Regions of strong atmospheric absorption are marked with horizontal lines. Regions that are almost opaque are excluded.

Conclusions et perspectives

Une nouvelle méthode de déconvolution d'images a été développée. Elle permet de déconvoluer des images astronomiques tout en conservant leurs propriétés photométriques et astrométriques. Elle peut de plus être utilisée pour combiner plusieurs images d'un même objet en une image unique de résolution et échantillonnage fortement améliorés. Son efficacité est en grande partie assurée par le fait qu'elle vise à donner aux images une résolution *améliorée* plutôt qu'infinie, comme le font les algorithmes classiques. Le nouvel algorithme, connu sous le nom de "méthode MCS", respecte ainsi le théorème de l'échantillonnage à tout moment du processus de déconvolution et ne génère donc pas les trop célèbres "artefacts de déconvolution". De plus, les images déconvoluées sont décomposées en une somme de sources ponctuelles et d'un fond diffus. Il est ainsi possible d'étudier des objets complexes composés de sources ponctuelles serrées (et éventuellement variables) superposées à un fond diffus compliqué. Enfin, une extension de la méthode MCS autorise des déconvolutions utilisant des PSFs mal connues. Certaines données obtenues avec des instruments affectés par de légères aberrations optiques sont par conséquent aussi utilisables.

Les idées développées pour l'imagerie ont par ailleurs été transposées à la déconvolution spatiale de spectres. Tout comme en imagerie, la méthode permet de décomposer les données en une somme de sources ponctuelles et d'un fond diffus. On peut dès lors obtenir les spectres individuels de sources ponctuelles très serrées et/ou superposées à des objets étendus. Si ces récents développements n'ont été mis en pratique que sur des données simulées, les tests effectués laissent cependant présager un avenir très prometteur pour cette technique toute neuve.

La panoplie d'outils présentée dans cette thèse donne accès à un grand nombre de projets astrophysiques nécessitant d'obtenir des données à haute résolution spatiale. Nous avons choisi d'appliquer dans un premier temps l'algorithme MCS à l'étude des mirages gravitationnels. Cette étude a été menée à bien avec succès et a permis d'obtenir les résultats scientifiques présentés dans les chapitres 7 à 9. Une nouvelle estimation du paramètre de Hubble H_0 a été possible grâce à l'étude détaillée du mirage quadruple PG 1115+080. La nouvelle valeur trouvée pour H_0 est 53^{+10}_{-7} $\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, la précédente "meilleure estimation" étant $H_0 = 51^{+14}_{-13}\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$. Ce résultat, obtenu grâce au suivi photométrique de PG 1115+080, peut être amélioré de deux façons. Premièrement, en effectuant un suivi photométrique d'un grand nombre de mirages, ce qui permettrait de s'affranchir, au moins en partie, des erreurs liées aux modèles utilisés pour convertir les délais temporels en termes de paramètres cosmologiques. Deuxièmement, en étudiant

la géométrie précise de ces mirages pour contraindre au mieux les modèles en question. Utiliser à cet effet la capacité de déconvolution simultanée de l'algorithme MCS apparaît très prometteur. En effet, les nombreuses images obtenues lors d'un suivi photométrique peuvent être déconvoluées simultanément et aboutir à la fois à la construction des courbes de lumière des diverses composantes du mirage et à l'obtention d'une image profonde et à haute résolution. Toute l'information nécessaire à une pleine exploitation du suivi photométrique peut alors être extraite des données.

La déconvolution simultanée d'un grand nombre d'images s'avère également particulièrement bien adaptée à la combinaison optimale d'images IR. Ainsi, il a été possible d'entreprendre une étude systématique des mirages gravitationnels dont la galaxie lentille est à grand redshift. La galaxie lentille du quasar double HE 1104−1805 a pu être détectée, confirmant l'objet en tant que mirage gravitationnel. La contrepartie IR de l'anneau radio PKS 1830−211 a été révélée pour la première fois sur nos observations ESO et Keck déconvoluées. Le redshift du quasar source a pu être mesuré en spectroscopie IR, bien que sa luminosité soit fortement atténuée par les poussières dans la galaxie déflectrice. Ces deux objets s'avèrent de toute première importance pour déterminer H_0, un délai temporel ayant pu être mesuré pour chacun d'entre eux (Wisotzki et al. 1998, Lovell et al. 1998).

Il est facile d'imaginer d'autres projets d'intérêt scientifique majeur mettant en œuvre cette technique. Par exemple, le suivi photométrique de supernovæ lointaines, lui aussi susceptible de donner de nouvelles mesures indépendantes de H_0. On peut même envisager un suivi spectrophotométrique de tels objets en utilisant la version "spectrale" de l'algorithme MCS. Bien entendu, la variabilité photométrique d'un objet n'est en aucun cas un prérequis au succès de la méthode. Elle représente au contraire une difficulté supplémentaire pour la plupart des techniques, mais que l'algorithme MCS permet d'éviter.

L'éventail d'applications de l'algorithme s'est sans cesse étendu au cours de ce travail de Doctorat, et continue d'ailleurs de s'étendre. Parmi les projets déjà en cours, ou en cours de démarrage, figure l'étude des objets diffus dans l'environnement immédiat des quasars. Il peut s'agir de galaxies sur la ligne de visée de quasars, par exemple des absorbants Lyα, mais aussi tout simplement de leur galaxie hôte, ou encore de galaxies primordiales faisant partie d'un même groupe d'objets en formation à grand redshift. Dans chacun des cas, il est nécessaire d'obtenir des images profondes et à haute résolution, mais aussi de pouvoir décontaminer l'image des galaxies faibles de l'effet de pollution lumineuse par le quasar brillant; deux tâches tout à fait à la portée de l'algorithme MCS. Nous avons déjà entrepris l'étude de tels quasars par des méthodes classiques, puis par déconvolution (Courbin et al. 1996, Courbin & Claeskens 1997). Ces études morphologiques et photométriques vont être poursuivies en utilisant les déconvolutions MCS. Ce travail pourra par ailleurs être complété par de la spectroscopie, pourtant jusqu'à présent considérée comme hors de portée, même en utilisant des données HST. L'étude de l'environnement immédiat de quasars est un domaine où beaucoup reste à faire, en particulier en spectroscopie. Il est fort probable que les prochaines années voient les premiers spectres jamais obtenus de galaxies hôtes de quasars à grand redshift. Ces données seront d'importance capitale pour comprendre le mode de formation toujours mal établi des quasars et protogalaxies.

Le cas des quasars n'est donné ici qu'à titre d'exemple. Il fait intervenir aussi bien des sources ponctuelles que des sources étendues et nécessite de l'imagerie et de la spectroscopie. Bien souvent, discuter des diverses possibilités de nos méthodes de déconvolution avec des astronomes travaillant dans à peu près n'importe quel domaine de l'astrophysique

est à la base, soit de nouvelles collaborations, soit de tests sur un type de données particulier. Jusqu'à présent, la quasi totalité des essais effectués a abouti à des résultats publiés ou a motivé de nouvelles demandes de temps d'observation dans des observatoires de classe internationale. Les lecteurs de cette thèse verront certainement bien d'autres projets rendus réalisables par l'utilisation de l'algorithme MCS, au moins dans leur champ d'investigation habituel. C'est avec plaisir que ces nouvelles collaborations seront accueillies.

Références

[1] Abels, J.G. 1974, *Astr. Astrophys. Suppl.*, 165, 383

[2] Alcock, C. et al. 1993, *Nature*, 365, 621

[3] Alcock, C. 1997, *Searching for MACHOs with microlensing*, dans *"Unsolved problems in Astrophysics"*, p. 253, eds. Bahcall, Ostriker, (Princeton Universtiy Press)

[4] Annis, J.E., Luppino, G. 1993, *Astrop. J.*, 407, L69

[5] Antonucci, R., 1993, *Ann. Rev. Astron. Astrop.*, 31, 473

[6] Aubourg, E., et al. 1993, *Nature*, 365, 623

[7] Baker, J.C., Hunstead, R.W. 1995, *Astrop. J.*, 452, L95

[8] Barkana, R. 1997, *Astrop. J.*, 489, 21

[9] Bartelmann, M., Narayan, R. 1995, *Gravitational lensing and the mass distribution of clusters*, dans *"Dark Matter"*, AIP Conf. Proc., p 336, ed Holt & Bennett (New York: AIP Press)

[10] Blandford, R.D., Kochanek, C.S., 1987, dans *"Dark matter in the Universe"*, World Scientific, Singapore, p. 133

[11] Blandford, R.D., Narayan, R. 1992, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, 30, 311

[12] Boronson, T. A., Oke, J. B. 1982, *Nature*, 296, 397

[13] Burud, I., Courbin, F., Lidman, C., et al. 1998a, *Astrop. J.*, 501, L5

[14] Burud, I., Courbin, F., Lidman, C., et al. 1998b, *The ESO messenger*, 92, 29

[15] Burud, I., Stabell, R., Magain, P., Courbin, F., Østensen, R., Remy, M., Teuber, J. 1998c, *Astr. Astrp.*, 339, 701

[16] Busko, I.C. 1994, *The restoration of HST images and spectra II, ed. R.J. Hanisch & R.L., White (Baltimore: STScI)*, 219

[17] Busko, I.C. 1994, PASP, 106, 1310

[18] Chang, K., Refsdal, S. 1979, *Nature*, 282, 561

[19] Charlot, S., Bruzual, A.G. 1993, *Astrop. J.*, 405, 538

[20] Chwolson, O. 1924, *Astr. Nachrichten*, 221, 329

[21] Cimatti, A., Andreani, P., Röttgering, H., Tilanus, R. 1998, *Nature*, 392, 895

[22] Courbin, F., Magain, P., Remy., et al. 1995, *Astr. Astrop.*, 303, 1

[23] Courbin, F., Sahu, K.C., Meylan, G. 1996, dans *"Astrophysical applications of gravitational lensing"*, Symp. UAI 173, p 253; ed. Kochanek & Hewitt (Kluwer)

[24] Courbin, F., Hutsemékers, D., Meylan, G., Magain, P., Djorgovski, S.G., 1996, *Astr. Astrop.* 317, 656

[25] Courbin, F., Claeskens, J.F., 1997, *The ESO Messenger*, 88, 32

[26] Courbin, F., Magain, P., Keeton, C.R., Kochanek, C.S., Vanderriest, C., Jaunsen, A.O., Hjorth, J. 1997, *Astr. Astrop.*, 324, L1

[27] Courbin, F., Lidman, C., Magain, P. 1998a, *Astr. Astrop.*, 330, 57

[28] Courbin, F., Lidman, C., Frye B.,L., Broadhurst, T.J., Pahre, M.A., Djorgovski, S.G., 1998b, *Astrop. J.*, 499, L119

[29] Djorgovski, S.G., Davis, M. 1987, *Astrop. J.*, 313, 59

[30] Djorgovski, S.G. 1991, *"The Space Distribution of Quasars"*, (ASP #21), ed. Crampton, 349

[31] Djorgovski, S.G., et al. 1992, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 257, 240 (D92)

[32] Djorgovski, S.G., 1998, en préparation

[33] Dyson, F.W., Eddington, A.S., Davidson, C.R., 1920, *Mem. Roy. Astr. Soc.*, 62, 291

[34] Einstein, A. 1915, *Sitzungsber. Preuß. Akad. Wissensch., erster Halbband*, 831

[35] Etherington, I.M.H., 1933, *Phil. Mag.*, 15, 761

[36] Fioc, M., Rocca-Volmerange, B. 1997, *Astro. Astrop.*, 326, 950

[37] Fort, B., Mellier, Y. 1994, *Astr. Ap. Rev.*, 5, 239

[38] Hammer, F., Rigaut, F., Angonin-Willaime, M.-C., Vanderriest, C., 1995, *Astr. Astrop.*, 298, 737

[39] Heydari-Malayeri, M., Courbin, F., Rauw, G., et al. 1997, *Astr. Astrop.*, 326, 143

[40] Hook, R.N., Lucy, L.B. 1993, *The restoration of HST images and spectra II, ed. R.J. Hanisch & R.L., White (Baltimore: STScI)*, 86

[41] Hook, R.N., Lucy, L.B. 1994, *ST-ECF Newsletter*, 21, 16

[42] Horne, K. 1985, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 213, 129

[43] Keeton, C.R., Kochanek, C.S. 1996, dans *"Astrophysical applications of gravitational lensing"*, Symp. UAI 173, p 419; ed. Kochanek & Hewitt (Kluwer)

[44] Keeton, C.R., Kochanek, C.S. 1997, *Astrop. J.*, 487, 42

[45] Kochanek, C.S., Narayan R., 1992, *Astrop. J.*, 401, 461

[46] Kochanek, C.S., Falco, E.E., Munoz, J.A. 1997, soumis à *Astrop. J.*, preprint astro-ph/9710165

[47] Kovner, I. 1987, *Astrop. J.*, 312, 22

[48] Koo, D.C., Vogt, N.P., Phillips, A.C., et al. 1996, *Astrop. J.*, 469, 535

[49] Kristian, J., et al. 1993, *Astron. J.*, 106, 1330

[50] Kundic, T., Turner, E.L., Colley, W.N. et al. 1997, *Astrop. J.* 482, 75

[51] Larkin, J.E., Matthews, K., Lawrence, C.R. 1994, *Astrop. J.*, 420, L9

[52] Lidman, C., Courbin, F., Meylan, G., Broadhurst, T.J., Frye B., Welch, J. 1998, soumis à *Astrop. J. Letters*

[53] Lovell, J.E.J., Jauncey, D.L., Reynolds, J.E. 1998, *Astrop. J. Letters*, sous presse, preprint astro-ph/9809301,

[54] Lucy, L.B. 1974, *Astr. J.*, 79, 6

[55] Lucy, L.B. 1993, *The restoration of HST images and spectra II, ed. R.J. Hanisch & R.L., White (Baltimore: STScI)*, 79

[56] Magain, P., Surdej, J., Swings, J.-P., et al. 1988, *Nature*, 334, 325

[57] Magain, P., Courbin, F., Sohy, S. 1998, *Astrop. J.*, 494, 472

[58] Mc Leod, B.A., Falco, E.E., Impey, C.D., et al. 1998, en préparation

[59] Moffat, R.F.J. 1969, *Astr. Astrop.*, 3, 455

[60] Østensen, R., Refsdal, S., Stabell, R., et al. 1996, *Astr. Astrop.*, 309, 59

[61] Morris, S.L., Weymann, R.J., Anderson, S.F., et al. 1991, *Astr. J.*, 102, 1627

[62] Nair, S., Narasimha, D., Rao, A.P., 1993, *Astrop. J.*, 407, 46

[63] van Ommen, T.D., Jones, D.L., Preston, R.A., Jauncey, D.L., 1995, *Astrop. J.*, 444, 561

[64] Pelt, J., Hoff, W., Kayser, R. Refsdal, S., Schramm, T. 1994, *Astr. Astrop.*, 286, 775

[65] Pelt, J., Kayser, R., Refsdal, S., Schramm, T. 1996, *Astr. Astrop.*, 305, 97

[66] Pelt, J., Schild, R., Refsdal, S., Stabell, R. 1998, *Astr. Astrop.*, 336, 829

[67] Press, W.H., Rybicki, G.B., Hewitt, J.N. 1992a, *Astrop. J.*, 385, 404

[68] Press, W.H., Rybicki, G.B., Hewitt, J.N. 1992b, *Astrop. J.*, 385, 416

[69] Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. 1989, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press

[70] Narayan, R., Bartelmann M. 1997, *Formation of Structure in the Universe*, ed. Dekel & Ostriker, Cambridge University Press

[71] Paczyǹski, B. 1996, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, 34, 419

[72] Pospieszalska-Surdej, A., Surdej, J., Véron, P. 1996, dans *"Astrophysical applications of gravitational lensing"*, Symp. UAI 173, p 415; ed. Kochanek & Hewitt (Kluwer)

[73] Refsdal, S., Surdej, J. 1994, *Rep Prog. Phys.*, 57, 117

[74] Refsdal, S. 1966, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 134, 315

[75] Refsdal, S. 1964, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 128, 295

[76] Remy, M., Claeskens, J.-F., Surdej, J., et al. 1998, *New Astr.*, 3, 379

[77] Remy, M. 1996, Thèse de doctorat, Université de Liège

[78] Remy, M., Surdej, J., Smette, A., Claeskens, J.-F., 1993, *Astr. Astrop.*, 278, L19

[79] Renn, J., Sauer, T., Stachel, J. 1997, *Science* 275, 184

[80] Richardson, W.H. 1972, *J. Opt. Soc. Am.*, 62, 1

[81] Schechter, P.L., Bailyn, C.D., Barr, R., et al. 1997, *Astrop. J.*, 475, L85

[82] Schneider, P., Ehlers, J., Falco, E. 1992, *Gravitational lenses* (Berlin, Springer Verlag)

[83] Skilling, J., Brian, R.K., 1984, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 211, 111

[84] Smette, A., Robertson, J.G., Shaver, P.A., et al. 1995, *Astr. Astrop. Sup.*, 113, 199

[85] Soldner, J. 1804, *Berliner Astron. Jahrb. 1804*, 161

[86] Stetson, P.B. 1987, *Publ. Astr. Soc. Pac.*, 99, 191

[87] Subrahmanyan, R., Narasimha, D., Rao, P., Swarup, G., 1990, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 246, 263 (S90)

[88] Shannon, C.E. 1948, *Bell System Techn. J.*, 27, 379 et 623

[89] Vanderriest, C., Wlerick, G., Lelièvre, G., et al. 1986, *Astr. Astrp.*, 158, L5

[90] Vanderriest, C., Schneider, J., Herpe, G., et al. 1989, *Astron. Astrop.*, 215, 1

[91] Walsh, D., Carswell, R.F., Weymann, R.J., *Nature*, 279, 381

[92] Wambsganβ, J., Paczyǹski, B., Schneider, P. 1990, *Astrop. J. Letters*, 358, 33

[93] Wernecke, S.J. 1997, *Rad. Sci.*, 12, 831

[94] Wernecke, S.J., d'Addario, L.R. 1977, *IEEE Trans.*, C26, 351

[95] Weymann, R.J., Latham, D., Angel, J.R.P., et al. 1980, *Nature*, 285, 641

[96] Wisotzki, L., Wucknitz, O., Lopez, S., Soerensen A.N. 1998, *Astr. Astrop.*, sous presse, preprint astro-ph/9810181

[97] Wisotzki, L., Koehler, T., Kayser, R., Reimers, D. 1993, *Astr. Astrop.*, 278, L15

[98] Whittet, D.C.B., 1992, *"Dust in the galactic environment"*, *The graduate series in astronomy*, Eds. Tayler & White, IOP Publishing, Bristol.

[99] Wiklind, T., Combes, F. 1996, *Nature*, 379, 139

[100] Wiklind, T., Combes, F. 1998, *Astrop. J.*, 500, 129