

Chapitre 1

Introduction

L'homme n'est pas heureux avant que son effort indéterminé se soit fixé à lui-même ses limites.

J.W. von Goethe, "Les années d'apprentissage de Wilhelm Meister"

Le phénomène de mirage n'est pas une hallucination mais résulte de la déviation des rayons lumineux par rapport à leur trajectoire rectiligne normale. Lorsque les basses couches de l'atmosphère terrestre sont marquées par un fort gradient vertical de température, la lumière qui s'y propage est déviée par le phénomène de réfraction. On parle alors de mirages atmosphériques (comme par exemple l'apparition d'une image renversée dans le désert ou le miroitement d'une route échauffée par le soleil). La théorie de la Relativité Générale d'Einstein prédit que la géométrie de l'espace-temps est courbée par la présence d'un objet massif. Un rayon lumineux passant à proximité de l'objet sera également courbé, tout comme une "ligne droite" à la surface de la Terre épouse nécessairement la courbure de celle-ci. Ce phénomène physique peut entraîner soit la déformation des images de sources très distantes en arcs ou même en anneaux, soit la création d'images multiples. Toutes ces illusions cosmiques sont appelées généralement "mirages gravitationnels". Elles apparaissent systématiquement lorsqu'un objet massif, comme une galaxie, se trouve interposé sur la ligne de visée d'une source lumineuse plus distante. En dehors de leur nature exotique, les mirages gravitationnels fournissent une confirmation éclatante de la théorie de la Relativité Générale. En outre, leur étude permet de découvrir de manière originale et indirecte certaines propriétés de l'Univers et de son contenu matériel.

Dans ce chapitre, nous évoquons les motivations générales de notre étude. Les intérêts du phénomène de mirage gravitationnel en tant qu'outil astrophysique sont présentés dans la Section 1.1, tandis que ses applications astrophysiques sont regroupées dans la Section 1.2. Le phénomène de mirage gravitationnel induit également des biais observationnels qui perturbent nos connaissances des propriétés physiques de l'Univers lointain ; certaines conséquences importantes de ces biais sont passées en revue dans la Section 1.3. Enfin, la Section 1.4 résume brièvement l'historique de notre travail, de sa genèse à sa réalisation présente.

1.1 Le phénomène de mirage gravitationnel : un outil cosmologique

À la suite de la théorie de la Relativité Générale d'Einstein et de l'avènement de la cosmologie scientifique, les frontières du monde auquel nous savons et nous sentons appartenir ont été repoussées jusqu'à inclure l'Univers tout entier. Le caractère évolutif de ce dernier a sans doute contribué à élargir notre conception du vivant et à renforcer le sentiment de nos origines cosmiques. C'est probablement ce sentiment qui nous motive depuis près d'un siècle à tenter de mieux connaître la géographie, l'histoire et le destin élargis à l'Univers tout entier. Ce mystère passionnant et d'ordre mythologique semble résider en quelques nombres, appelés paramètres cosmologiques. Le défi proposé à l'Homme par l'Univers est donc le déchiffrement d'un code secret. Mais ce code est soigneusement crypté et sa recherche, qui devient parfois un prétexte, nous conduit à essayer de mieux comprendre les différents moyens d'expression de la nature. Nous avons adopté dans ce travail le langage des mirages gravitationnels.

Dans cette section, nous résumons brièvement la nature et l'intérêt des principaux paramètres cosmologiques et nous présentons les contraintes actuellement disponibles sur leur valeur, en éclairant les rôles possibles du phénomène de mirage gravitationnel dans leur détermination. Une introduction sur l'origine théorique de ces paramètres, ainsi que sur les modèles cosmologiques de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker est présentée dans l'Annexe A ; d'autre part, le livre de J. Demaret "Univers - Les théories de la cosmologie contemporaine" (1991) constitue une excellente approche des origines et des développements de cette nouvelle science qu'est l'étude de l'Univers dans son ensemble.

1.1.1 La constante de Hubble H_0

La récession des galaxies – observée pour la première fois par Slipher (Slipher 1925) – montre que l'Univers est en expansion (Lemaître 1927, 1931) ; la constante de Hubble en détermine le taux d'expansion actuel (Hubble 1929). Elle intervient dans de nombreuses grandeurs physiques associées à l'évolution de l'Univers : elle fixe notamment son facteur d'échelle spatial à un instant donné et elle est présente dans le calcul du spectre des perturbations de densité matérielle lors de la période de découplage matière-radiation (ces perturbations qui deviendront les galaxies actuelles). La constante de Hubble apparaît aussi tout simplement dans les estimations des distances extragalactiques et des durées (par exemple l'âge de l'Univers). Une connaissance précise de sa valeur est donc cruciale pour décider si un modèle cosmologique donné est viable. En effet, l'Univers doit être au moins aussi âgé que le plus vieux des objets astrophysiques qu'il héberge. La confirmation de $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$ en conjonction avec celle de la présence d'amas globulaires plus vieux que 12 milliards d'années imposerait dès lors l'existence d'une constante cosmologique non nulle. En outre, H_0 intervient dans le calcul de la densité baryonique produite par nucléosynthèse cosmologique.

Théoriquement, il suffit de mesurer la distance et la vitesse de galaxies éloignées pour pouvoir déterminer la valeur de la constante de Hubble. En pratique, la correction des mouvements propres des galaxies proches, les effets d'évolution et de biais observationnels à plus grandes distances et les problèmes de calibration entachent les déterminations empiriques.

TAB. 1.1: La constante de Hubble en 1998

Équipes	H_0 (km/s/Mpc)	Références
Freedman	73 ± 6 (statistique) ± 8 (systématique)	Freedman 1997
Sandage	55 ± 5 (statistique)	Sandage & Tammann 1997
HiZSST	65 ± 7	Riess et al. 1998
GL-Q0957+561	$62-67 \pm 7$	Falco et al. 1997
GL-PG1115+080	53^{+10}_{-7}	Courbin et al. 1997

riques d'erreurs systématiques.

Actuellement, après une décroissance historique de la valeur de H_0 (558 km/s/Mpc en 1931 (Hubble & Humason 1931) à moins de 100 km/s/Mpc aujourd'hui), il subsiste deux "écoles" distinctes (voir Table 1.1). Celle de Freedman se fonde sur un programme-clé d'observations avec le télescope spatial de Hubble (en anglais, Hubble Space Telescope ou HST) pour calibrer des indicateurs de distances secondaires à l'aide de la photométrie d'étoiles Céphéides dans des galaxies distantes (Freedman 1997). L'école de Sandage et Tammann, s'appuyant sur le maximum de la courbe de lumière des supernovae de type Ia, affirme depuis 20 ans une valeur plus faible pour la constante de Hubble (voir Sandage et Tammann 1997). Enfin, H_0 a été déterminé tout récemment au moyen de l'observation directe de nouvelles supernovae de type Ia dans des galaxies lointaines et de la calibration de leur luminosité par des étoiles Céphéides détectées dans trois des galaxies hôtes les plus proches (Riess et al. 1998, "High Z Supernova Search Team (HiZSST)"). Ces auteurs obtiennent une valeur intermédiaire : $H_0 = 65 \pm 7$ km/s/Mpc.

Le phénomène de mirage gravitationnel permet de mesurer la constante de Hubble de façon physique, originale et indépendante de tous les indicateurs de distance. Cette méthode a été proposée pour la première fois par Refsdal en 1964. Elle repose sur les mesures de la séparation angulaire entre les images mirages d'un quasar distant et du délai temporel entre les variations photométriques de chaque image à la suite d'une variation d'éclat du quasar source. Ce délai provient de l'inégalité des longueurs géométriques des trajectoires parcourues ainsi que du ralentissement différent de la lumière le long de chacune de ces trajectoires, en raison de l'intensité différente du potentiel gravitationnel rencontré. Cette procédure n'est que faiblement dépendante des autres paramètres cosmologiques et permet de sonder l'Univers à grande distance. Cependant, elle requiert une parfaite connaissance de la distribution de matière donnant naissance au mirage car l'effet de H_0 est dégénéré avec celui de la masse mise en jeu (Falco et al. 1985). Cette difficulté, jointe au très petit nombre de mirages gravitationnels actuellement connus (~ 20), limite le nombre d'applications possibles, mais les potentialités de la méthode suscitent la mise sur pied de programmes de recherche automatisés destinés à découvrir puis à surveiller photométriquement de nouveaux mirages gravitationnels (voir par exemple le projet de recherche avec le Télescope à Miroir Liquide, Surdej et Claeskens 1997). Les résultats obtenus à ce jour à partir des mirages gravitationnels Q0957+561 et PG1115+080 sont encourageants ; il sont présentés dans la Table 1.1.

Nous n'aborderons pas dans notre étude statistique la problématique de la détermination de H_0 à partir du phénomène de lentille gravitationnelle, qui s'opère à partir de la connaissance détaillée de cas *individuels* de mirages.

1.1.2 Le paramètre de densité cosmologique Ω_o

Le paramètre cosmologique Ω_o représente le rapport entre la densité *actuelle* d'énergie dans l'Univers (ρ_o) et la densité critique $\rho_c = 3H_o^2/8\pi G$ où G est la constante de la gravitation. Dans l'univers observé (redshift z inférieur à 6), la contribution énergétique de la matière domine largement celle due à la radiation (principalement fournie par le rayonnement fossile), par un facteur de l'ordre de 10000. Sous les hypothèses d'un Univers homogène et isotrope (modèles cosmologiques de Friedmann - Lemaître - Robertson - Walker (FLRW)) et en l'absence de constante cosmologique λ_o , Ω_o gouverne la dynamique et la géométrie de l'Univers. Si la densité de matière est inférieure à la densité critique ($\Omega_o < 1$), l'Univers est en expansion indéfinie, avec une géométrie ouverte hyperbolique ; dans le cas contraire ($\Omega_o > 1$), l'Univers connaîtra une phase de contraction vers un "big crunch" et sa géométrie fermée est comparable à celle de la surface d'une sphère mais à 3 dimensions. Dans le cas particulier où $\Omega_o = 1$, l'Univers est euclidien et en expansion continue. La connaissance de Ω_o est donc cruciale pour décrire le passé et prédire le futur de l'Univers.

Le cas $\Omega_o = 1$

Une argumentation théorique permet d'aboutir à la prédiction que Ω_o doit valoir 1. On remarque tout d'abord que dans un modèle FLRW sans constante cosmologique, si $\Omega_o = 1$, alors $\Omega(t) = 1$ à n'importe quel instant, mais qu'un écart infime à l'unité lors des conditions initiales entraîne une divergence rapide de $\Omega(t)$ (voir Annexe A). La solution $\Omega_o = 1$ est donc instable. Or, nous vivons dans un Univers où l'ordre de grandeur de Ω_o est justement l'unité. Pouvait-il en être autrement ? La durée précédant la recontraction d'un Univers avec $\Omega_o \gg 1$ serait insuffisante à la gestation de la vie et, d'autre part, la formation de structures telles que les galaxies est fortement compromise dans un Univers très dilué et en expansion rapide. Eu égard à l'ajustement incroyablement précis des conditions initiales requises pour produire un tel Univers, la théorie de l'inflation, qui repose sur la présence d'un champ scalaire (voir l'article de revue par Narlikar et Padmanabhan 1991, et Section 1.1.3), propose un scénario d'expansion exponentielle de l'Univers jeune au terme duquel la géométrie de celui-ci est arbitrairement proche de la géométrie euclidienne (c'est-à-dire que la densité cosmologique Ω est arbitrairement proche de 1), en fonction de la durée de la période inflationnaire. Cependant, ce scénario n'est pas la panacée. D'une part, il existe des scénarii inflationnaires plus complexes capables de rendre compte d'une valeur de Ω_o différente de 1 (par exemple, les modèles à 2 phases de Hübner et Ehlers 1991). En outre, le problème des conditions initiales dépasse le cadre de la cosmologie classique et fait appel à une physique inconnue opérant avant le temps de Planck ($t_p \sim 10^{-43}$ sec), si bien qu'il est délicat de l'exploiter pour fonder un raisonnement. De plus, la question de l'ajustement fin est seulement déplacée au niveau des paramètres qui régissent l'inflation (durée, forme du potentiel,...) et que la physique n'est pas encore capable de contraindre. Enfin, l'inflation peut ne pas avoir eu lieu... Ainsi donc, il faut rester réservé mais ouvert devant le cas $\Omega_o = 1$. Une preuve observationnelle que Ω_o vaut réellement 1 serait un signe de l'existence d'une phase d'inflation au tout début de l'histoire de l'Univers. Il faut remarquer que l'inflation solutionne également le problème des horizons dans les modèles FLRW et influence le scénario de formation des structures à grande échelle.

Evidences observationnelles et matière noire

Il existe trois niveaux d'observations pour recenser le contenu matériel de l'Univers :

1. La mesure des abondances cosmiques des éléments produits par nucléosynthèse cosmologique (tels que le Deutérium ou le Lithium) fournit, par le biais des modèles FLRW, la contribution des baryons à la densité cosmologique.
2. Le recensement de la matière lumineuse.
3. Ce que nous appellerons les méthodes indirectes visant à déterminer Ω_o en intégrant la matière sous toutes ses formes possibles. Ces méthodes, assez nombreuses, peuvent cependant être réparties à leur tour en deux grandes classes :

- Les tests *géométriques* ou *globaux*, dont les plus classiques utilisent la relation magnitude - redshift (diagramme de Hubble) ou le comptage des galaxies en fonction du redshift, ou encore, dans une moindre mesure la relation diamètre angulaire - redshift. Tout comme pour la détermination de H_o , la difficulté de définir des standards fiables dont l'évolution serait négligeable ou connue empêche généralement de mener à bien de tels tests. Le choix de supernovae de type Ia comme standard est sans doute un progrès, mais le nombre actuel d'objets est encore faible. Le test des âges fournit également une contrainte sur Ω_o au moyen de la grandeur $H_o t_o$, où t_o est l'âge actuel de l'Univers et est nécessairement supérieur à celui des objets les plus vieux que l'Univers renferme. Tous ces tests sont sensibles à la présence éventuelle d'une constante cosmologique. L'analyse des anisotropies du rayonnement cosmique de fond à 3 degrés K avec une résolution angulaire accrue (de l'ordre de $10'$) apportera des contraintes très fortes sur les paramètres cosmologiques. Ces mesures seront rendues possibles à l'aube du prochain millénaire grâce à des satellites tels que MAP de la NASA ou PLANCK de l'ESA.

- Les tests *dynamiques*. Ces méthodes locales mesurent la masse associée à des galaxies, à des amas ou à des grandes structures. Elles sont indépendantes de la constante cosmologique, mais elles font appel à des théories de formation et d'évolution des grandes structures où interviennent de nouveaux paramètres, comme notamment le "biasing" liant la formation des galaxies et leur masse. Elles reposent généralement sur des hypothèses implicites difficiles à vérifier.

Les résultats obtenus sont résumés dans la Table 1.2. Le lecteur intéressé trouvera plus de détails sur les moyens de déterminer observationnellement Ω_o dans l'article de synthèse de Dekel, Burstein et White (1997).

Ainsi, comme le montrent les chiffres de la Table 1.2, les mesures des différentes contributions à Ω_o laissent de la place pour de la matière sombre dans l'Univers, à la fois sous

TAB. 1.2: Le paramètre de densité cosmologique Ω_o ($h = H_o/100$).

Contributions	Ω_o	Références
Matière baryonique	$\Omega_B h^2 = 0.008 - 0.024$	Copi et al. 1995
Matière lumineuse	$\Omega_{Lum} h \sim 0.003$	Turner 1997
Méthodes globales	$\Omega_o > 0.3$	Dekel, Burstein et White 1997

forme baryonique et sous forme non baryonique. La composante non baryonique peut être constituée de particules en faible interaction (Weakly Interacting Massive Particle - WIMPS), relativistes ou non (“Hot Dark Matter” ou “Cold Dark Matter”) selon que leur énergie de masse est inférieure ou supérieure à l’énergie thermique lors du découplage. Dans la première catégorie se trouvent les neutrinos légers, dans la seconde les hypothétiques neutrinos massifs, ou autres particules exotiques résultant des théories de supersymétrie. Les monopôles magnétiques peuvent aussi constituer une composante non baryonique au bilan d’énergie global. La matière sombre exotique n’est pas directement détectable à l’échelle de l’Univers, et elle pourrait conduire à $\Omega_o = 1$ si elle n’est pas seulement associée avec des systèmes visibles de galaxies ou d’amas de galaxies.

Le phénomène de mirage gravitationnel et la détermination de Ω_o

Pour autant que la matière soit dans un état suffisamment condensé, elle peut être détectée indirectement par les effets qu’elle produit sur les sources lumineuses d’arrière-plan et situées très près de la ligne de visée. Parmi ces effets, citons-en 4 :

1. le phénomène de cisaillement (voir Section 2.1.5.2), qui induit une polarisation statistique de la forme des sources étendues d’arrière-plan ;
2. la déplétion statistique du nombre de sources par unité de surface dans le voisinage immédiat de la ligne de visée de l’objet sombre, comparé à celui mesuré ailleurs dans le ciel (cet effet peut être toutefois annulé par le biais en amplification, voir Sections 1.3 et 2.3) ;
3. si l’alignement entre l’observateur, l’objet massif et la source d’arrière-plan est suffisamment bon, l’image de cette dernière est démultipliée en plusieurs images dont la séparation angulaire est proportionnelle à la racine carrée de la masse de l’objet interposé (voir Section 2.2) ;
4. lorsqu’un défecteur peu massif situé à proximité de la ligne de visée d’une source lumineuse est animé d’un mouvement dans le plan du ciel, l’observateur détecte des variations du flux en provenance de la source (sur une échelle de temps croissante avec la masse de l’objet d’avant-plan) ; on se réfère souvent à ce phénomène sous le nom d’effet “microlentille” (voir Section 2.4).

Ainsi donc, par sa sensibilité à la matière sombre, le phénomène de mirage gravitationnel est appelé à jouer un rôle important dans le recensement de la matière dans l’Univers et dans la détermination de Ω_o . Son application peut être locale ou globale. Ainsi, les expériences EROS, DUO, OGLE ou MACHO (références individuelles dans Paczyński (1996)) exploitent l’effet microlentille en surveillant le flux en provenance de 10^5 à 10^6 étoiles situées près du centre galactique, dans les Nuages de Magellan ou dans la galaxie d’Andromède. Ces observations permettent de contraindre la quantité de masse sous forme d’objets compacts dans le halo de notre galaxie et/ou dans les nuages de Magellan. Le petit nombre de détections de l’effet microlentille indique que s’ils existent, des objets compacts dans la gamme de masse $[10^{-7}-10^{-2}]M_\odot$ contribuent pour moins de 20% (avec 95% de certitude) à la masse du halo (Renault et al. 1997, Alcock et al. 1995). Une synthèse récente des concepts et des perspectives de cette méthode est donnée par Paczyński (1996).

À l’échelle globale de l’Univers, la fréquence d’images multiples dans un grand échantillon de sources lointaines (comme des quasars) reflète la quantité de matière sous forme

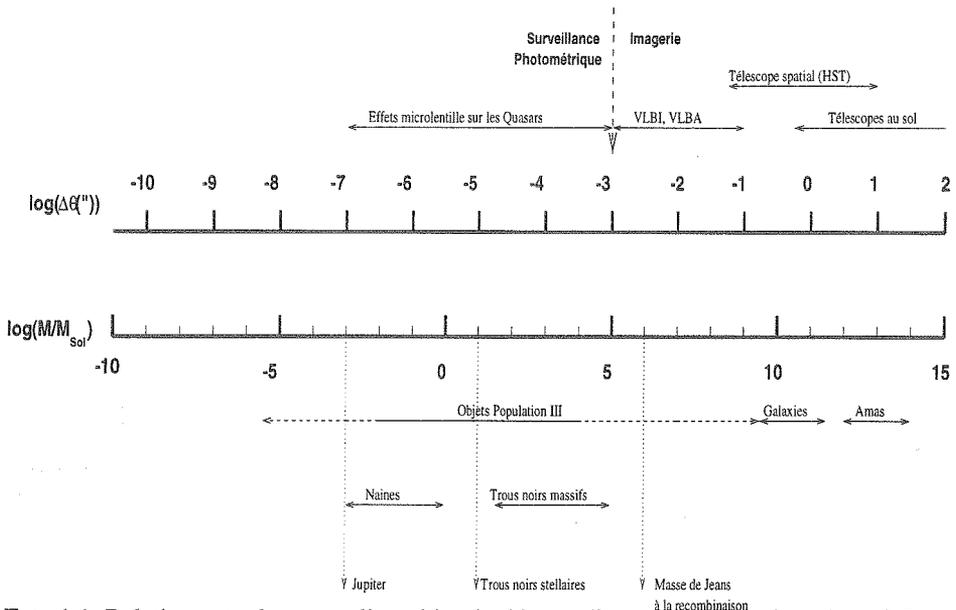


FIG. 1.1: Relation entre la masse d'un objet situé à une distance cosmologique ($z \sim 0,5$) et la séparation angulaire entre les images d'une source d'arrière-plan située à distance infinie et alignée avec l'objet massif ; illustration des techniques observationnelles nécessaires à la détection d'objets massifs en fonction de leur nature, hypothétique ou connue.

concentrée et distribuée de façon cosmologique (galaxies, amas, objets compacts,...). Dans notre travail, nous analysons dans ce sens de vastes échantillons de quasars. Les avantages de cette technique sont : i) l'insensibilité au type de matière, noire ou visible, puisque l'objet responsable ne doit pas être détecté directement ; ii) la grande taille du volume spatial sondé, comparable à celle de l'Univers observé. Par contre, cette méthode n'est pas sensible à la matière diluée et les résultats ne sont pas indépendants de la valeur adoptée pour la constante cosmologique. L'intérêt du phénomène de lentille gravitationnelle pour contraindre la densité cosmologique d'objets compacts Ω_L a été souligné pour la première fois par Press & Gunn (1973).

Parce que la séparation angulaire $\Delta\theta$ entre les images d'un mirage gravitationnel dépend de la masse M de l'objet présent sur la ligne de visée ($\Delta\theta \sim 10^{-6} \sqrt{M/M_\odot}$, où M_\odot est la masse du soleil), une technique d'observation donnée contraint la contribution à la densité cosmologique d'objets compacts appartenant seulement à une gamme de masse bien précise (voir Fig. 1.1). Ainsi, typiquement, l'imagerie de quasars obtenue avec des télescopes optiques situés au sol permet de poser une limite sur la densité d'objets de masse supérieure à environ $10^{10} M_\odot$. La meilleure résolution angulaire du HST lui permet de descendre à une limite inférieure d'environ $10^8 M_\odot$. En-deçà de la milli-arcseconde (correspondant à une masse d'environ $10^5 M_\odot$), l'imagerie doit être abandonnée au profit de campagnes de surveillance photométrique destinées à détecter ce que l'on appelle le phénomène "millilente" ou même "microlente" (séparation angulaire de $\sim 10^{-6}$ ", induite par une masse stellaire). Cet effet

a été exploité à l'échelle locale de la Voie Lactée par les expériences MACHO évoquées plus haut, mais également à l'échelle globale de l'Univers, au moyen de mesures comparatives du flux d'un échantillon de quasars distants à des époques différentes (Schneider 1993). La méthode est limitée par notre aptitude à identifier et à corriger les variations de flux observées des variations intrinsèques des sources (étoiles ou quasars).

Dans certains domaines de séparation angulaire, on s'attend à des effets produits par des objets astrophysiques bien connus, tels que les galaxies ou les amas de galaxies, ou théoriquement prévus, tels que les trous noirs massifs. Ce n'est pas toujours le cas, et l'observation de mirages pourrait révéler l'existence d'objets sombres inattendus. A l'heure actuelle, la majorité des mirages affectant des sources extragalactiques s'explique par l'intervention de masses équivalentes à celles des galaxies massives ou des amas de galaxies. La Fig. 1.1 résume graphiquement la correspondance entre la masse du déflecteur et la séparation angulaire attendue entre les images d'un mirage.

Par ailleurs, le paramètre global de densité cosmologique, Ω_0 , influence la probabilité de détection d'un mirage par le truchement des distances cosmologiques mises en jeu. Dans ce sens, l'analyse statistique de la fréquence du phénomène de lentille gravitationnelle est une méthode géométrique globale dans la classification précédente des moyens de détermination de Ω_0 . Cependant, comme nous le verrons, l'effet de la constante cosmologique λ_0 sur le nombre de mirages attendus dans un échantillon s'avère beaucoup plus important, ce qui rend l'influence de Ω_0 négligeable si λ_0 est différent de zéro.

1.1.3 La constante cosmologique λ_0

La constante cosmologique occupe un statut particulier au sein des paramètres cosmologiques, dans la mesure où elle est un point de tangence entre la cosmologie et la physique des particules. Un gouffre numérique sépare cependant les deux approches de λ_0 . Nous résumons ci-après les deux points de vue. Le lecteur intéressé trouvera une très bonne approche qualitative du concept de la constante cosmologique dans l'article de Abbott (1988). Une analyse plus quantitative des effets de λ_0 sur le modèle cosmologique est synthétisée par Carroll, Press et Turner (1992).

Le point de vue cosmologique

La constante cosmologique Λ ($\lambda_0 = \Lambda c^2 / 3H_0^2$) a été ajoutée *a posteriori* aux équations du champ de la Relativité Générale par Einstein lui-même. Ce terme *géométrique*, équivalent à une force répulsive lorsqu'il est positif, était destiné à équilibrer la force de gravitation et à maintenir l'Univers sans expansion ni contraction dans les premiers modèles cosmologiques d'Einstein (par exemple Demaret 1991). Einstein qualifia son geste par la suite de sa "plus grosse bévue". Mais même les erreurs d'Einstein sont fertiles et aujourd'hui encore, le sort de la constante cosmologique n'est pas fixé.

Les effets cosmologiques principaux induits par λ_0 sont au nombre de trois :

1. λ_0 modifie le taux d'expansion de l'Univers ; lorsque $\lambda_0 > 0$, l'âge théorique de celui-ci augmente, ce qui permet de résoudre le soi-disant conflit entre l'âge τ des amas globulaires les plus vieux et celui d'un Univers gouverné par une constante de Hubble élevée (rappelons que ce conflit est réel si $H_0 = 70$ km/s/Mpc et si $\tau > 12$ milliards d'années).

2. Lorsqu'à une époque donnée, la constante cosmologique est très grande ($\lambda \gg \Omega$), l'expansion universelle est exponentielle. Le modèle inflationnaire consiste à attribuer une origine physique à une très grande valeur de la constante cosmologique à une époque très reculée de l'histoire de l'Univers (voir par exemple Narlikar et Padmanabhan 1991).
3. En présence d'une constante cosmologique, la courbure d'un modèle cosmologique FLRW dépend de $\Omega_o + \lambda_o$. La courbure nulle de la géométrie euclidienne correspond à $\Omega_o + \lambda_o = 1$. Il est donc possible d'obtenir un Univers euclidien sans nécessairement avoir $\Omega_o = 1$.

L'enjeu de la constante cosmologique est donc considérable et les contraintes observationnelles d'une importance capitale.

Contraintes observationnelles et apport du phénomène de mirage gravitationnel

Il est possible de fixer simplement un intervalle conservatif à l'intérieur duquel la valeur de la constante cosmologique doit résider. D'une part, une valeur négative de λ_o rend celle-ci alliée à la force de gravitation, précipite la recontraction de l'Univers et rajeunit l'âge de celui-ci. Ceci ne fait qu'aggraver le "problème des âges" qui résulte des estimations de H_o (~ 60 km/s/Mpc) et de l'âge des plus vieux amas globulaires ($\tau \sim 15 \cdot 10^9$ années). On obtient la contrainte que $\lambda_o > -1$. D'autre part, si λ_o est fortement positif, nous vivons dans un Univers accéléré qui n'a pas connu de Big Bang (modèles à passé infini ou à rebond). Dans de tels modèles, il existe un redshift maximum associé au "rayon" minimum de l'Univers. L'observation d'objets astrophysiques à des redshifts supérieurs à 4,9 exclut ce type d'Univers sans Big Bang et impose une limite supérieure à la valeur de λ_o . Pour $\Omega_o \sim 0,5$, cette limite est $\lambda_o < 2$. Ce raisonnement a été suivi pour la première fois par Börner et Ehlers en 1988 et est explicité dans l'Annexe A. Ainsi donc, à l'aide d'une argumentation simple, il est possible de montrer que :

$$\boxed{-1 < \lambda_o < 2}$$

D'une manière générale, les méthodes observationnelles géométriques conduisant à l'estimation de Ω_o et décrites à la Section 1.1.2 sont sensibles à la valeur de la constante cosmologique, puisque cette dernière modifie le volume de l'Univers englobé dans une sphère limitée à un redshift z . Pour être détectable, l'effet doit être mesuré sur un grand volume, ce qui nécessite des comptages de galaxies très profonds.

Riess et al. (1998) déterminent la constante cosmologique à partir du diagramme de Hubble de supernovae distantes ; ils trouvent que les distances des supernovae sont reproduites au mieux si $\lambda_o = 0,76$ et que $\lambda_o > 0,38$ avec 99,7% de probabilité ($\Omega_o + \lambda_o = 1$) (voir Fig. 1.2).

Fukugita, Futamase et Kasai (1990) furent les premiers à prédire la possibilité de contraindre la valeur de la constante cosmologique au moyen de l'étude statistique du phénomène de lentille. Au sein d'un échantillon limité en flux, le nombre de quasars présentant des images multiples en raison du phénomène de lentille gravitationnelle augmente fortement avec la valeur de la constante cosmologique. En effet, le volume spatial sondé jusqu'aux quasars est très vaste et plus λ_o est élevé, plus il s'agrandit, donc plus le nombre d'objets qui s'inter-

posent sur les lignes de visée aux quasars est important. L'avantage majeur du comptage des mirages gravitationnels est qu'il n'impose pas de surveys aussi profonds que les comptages de galaxies, car la détection des lentilles gravitationnelles (galaxies ou autres objets massifs) n'est pas nécessaire à leur identification. Le nombre de quasars doit simplement être suffisant pour effectuer les comptages. De plus, cette méthode sort de la filière traditionnelle qui repose sur l'existence de standards lumineux. L'inconvénient de la méthode est que la présence possible d'extinction dans les lentilles diminue le nombre de mirages détectables et affaiblit la contrainte sur λ_o . De plus, une densité comobile plus élevée de galaxies aura le même effet statistique que l'accroissement de λ_o . Fukugita et al. (1990) ont aussi noté que si $\lambda_o = 1$, le redshift moyen des lentilles est nettement plus élevé que dans le modèle d'Einstein - de Sitter. Nous posons dans ce travail une nouvelle contrainte sur λ_o grâce à l'étude statistique d'un échantillon de 1164 quasars : $\lambda_o < 0,55$ (0,62) avec 95% (99%) de certitude (voir Chapitre 4). La limite à 95% entre en conflit avec celle à 95% obtenue au moyen des supernovae (Riess et al. 1998). La Fig. 1.2 présente les meilleures contraintes ac-

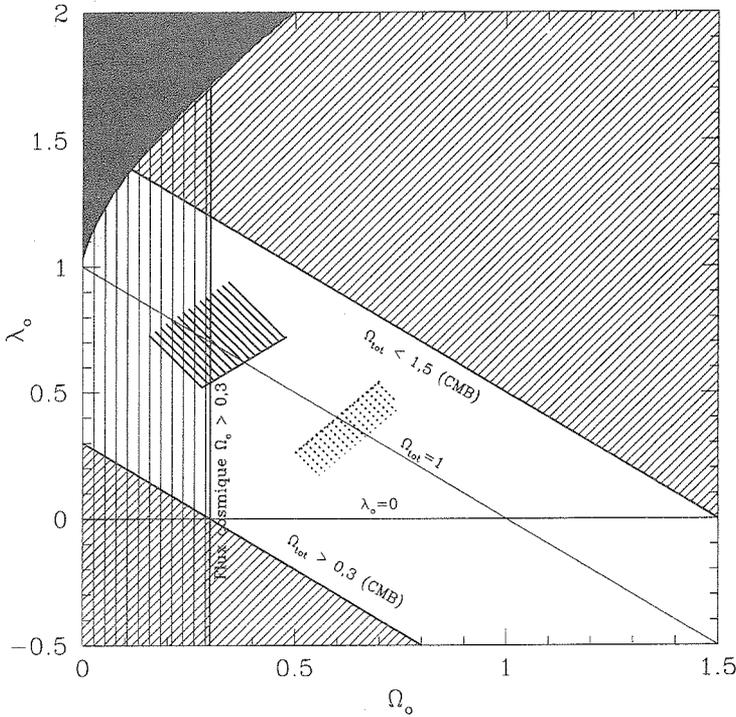


FIG. 1.2: Contraintes sur les paramètres Ω_o et λ_o . Figure adaptée de Dekel et al. (1997) (limites à 95% ; CMB = Cosmic Microwave Background ; $\Omega_{tot} = \Omega_o + \lambda_o$). Les contraintes à 99% obtenues par la statistique des images multiples de quasars (ce travail) et par les mesures de distances de supernovae (Riess et al. 1998) sont représentées par les petits segments obliques (en trait continu et pointillé respectivement). La région noire correspond à des modèles cosmologiques sans Big-Bang (voir Annexe A).

tuelles dans le plan $\Omega_o - \lambda_o$. Elle est adaptée de Dekel et al. (1997) (limites à 95%) et contient les nouvelles contraintes à 99% obtenues par les supernovae et les lentilles gravitationnelles (petits segments sur la droite $\Omega_o + \lambda_o = 1$).

Le point de vue physique

Introduite originellement sous la forme d'un terme géométrique *ad hoc*, la constante cosmologique peut être déplacée dans le membre physique des équations du champ, à condition de poser :

$$\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4} \epsilon_v,$$

où ϵ_v serait une densité d'énergie *constante* au cours du temps, c'est-à-dire insensible à l'expansion et à la dilution de l'Univers. Cette signification physique n'a de sens que si Λ est *positif*.

Remarquons que lorsque la densité d'énergie constante ϵ_v domine numériquement les autres formes d'énergie (matière, radiation,...), les conditions sont réunies pour qu'une ère *inflationnaire* se déclenche, au cours de laquelle l'expansion de l'Univers est exponentielle (voir paragraphe précédent). Mais quelle est l'origine physique de ϵ_v ?

La physique des particules prévoit l'existence d'une densité d'énergie insensible à l'expansion : la densité d'énergie associée au *vide*. Elle provient, d'une part, des fluctuations quantiques (créant momentanément une paire de particules virtuelles) et, d'autre part, de l'énergie potentielle de différents champs physiques. Ces champs décrivent l'état quantique des particules ou des interactions physiques, comme par exemple dans le cadre de la théorie de la Grande Unification. Dans cette théorie, lors du refroidissement de l'Univers primordial, les différentes forces apparaissent à la suite d'une brisure de symétrie qui est décrite en terme de transition de phase. Lors de ces transitions de phase, le champ concerné passe d'un état de "faux vide" d'énergie potentielle élevée à un état de "vrai vide" d'énergie potentielle minimum (non nulle). Ces sauts d'énergie sont proportionnels à l'énergie du rayonnement à la température de la transition ($\sim 10^{110}$ eV à 10^{28} K pour la Grande Unification) et entraînent avec eux des sauts gigantesques de Λ . Mais la Relativité Générale est la seule théorie physique où intervient l'énergie *absolue* d'un système. Aussi, est-il délicat d'estimer la somme de toutes les énergies potentielles résiduelles associées aux états actuels de "vrais vides" de tous les champs présents dans l'Univers. Carrol et al. (1992) montrent qu'elle atteindrait un ordre de grandeur de $\rho_{v,phys} \sim 10^{92}$ gr/cm³ (où $\rho_v = \epsilon_v/c^2$). Au moyen des définitions de Λ et de λ_o , on obtient aisément que la contrainte observationnelle $\lambda_o < 2$ implique que $\rho_{v,cosmo} \sim 4 \cdot 10^{-29}$ gr/cm³. $\rho_{v,cosmo}$ est donc environ 120 ordres de grandeur plus petit que $\rho_{v,phys}$!

Ainsi donc, pour pouvoir concilier la contrainte sur la valeur actuelle de la constante cosmologique ($\lambda_o < 2$) et les théories quantiques, il faut admettre l'existence d'autres contributions à la constante cosmologique. Il faut ensuite supposer que toutes ces contributions d'origines différentes s'annihilent les unes les autres avec un degré de précision extraordinaire. L'origine des autres contributions pourrait être dans l'existence d'une constante cosmologique purement géométrique, telle qu'invocée historiquement par Einstein (en anglais, "bare cosmological constant"), ou encore dans l'effet d'une physique toujours inconnue...

Face à cette situation de crise entre physique et cosmologie, on imagine la valeur d'une observation qui démontrerait que $\lambda_o = 0$ *exactement*. Cela explique l'effort observationnel important dans cette direction et l'intérêt incontestable du phénomène de lentille gravitationnelle pour apporter les plus fortes contraintes.

1.2 Le phénomène de mirage gravitationnel : un outil astrophysique

Il est possible d'étudier un astre, non pas directement par la lumière que nous en recevons, mais par l'observation des effets gravitationnels qu'il exerce dynamiquement sur un voisin ou sur un faisceau lumineux en provenance d'un objet beaucoup plus distant et passant dans sa proximité immédiate. Ce sont ces déformations du faisceau lumineux, lors de son passage dans le champ gravifique d'un objet très massif, qui conduisent à la formation des mirages gravitationnels.

Ainsi donc, les signatures connues des mirages cosmiques (images multiples, arcs, arceaux,...) peuvent être recherchées et utilisées afin de poser un diagnostic sur la cause qui les provoque. Vu sous cet angle, le phénomène de mirage gravitationnel devient un outil astrophysique.

Cependant, les phénomènes de mirages "macroscopiques", tels que la démultiplication des images ou la formation d'arcs, sont rares car ils requièrent un alignement quasiment parfait entre la lentille gravitationnelle et une source lumineuse d'arrière-plan. Inversement, les effets plus fréquents sont aussi beaucoup plus faibles (tels que l'orientation préférentielle ou l'amplification des sources d'arrière-plan) et sont noyés dans la distribution aléatoire intrinsèque des orientations ou des flux des sources.

Dès lors, ces études astrophysiques ont généralement un caractère statistique et demandent des moyens observationnels conséquents pour pouvoir accorder un degré de confiance élevé aux résultats obtenus. Afin de trouver un "grand nombre" de mirages, on peut appliquer des critères de sélection sur les lentilles les plus efficaces (par exemple les amas de galaxies contenant en leur centre une galaxie géante de type Cd) ou sur les sources lumineuses les plus susceptibles d'être le fruit d'une illusion cosmique (comme par exemple les quasars distants et très lumineux). Nous avons utilisé cette dernière approche dans notre travail en considérant la statistique des quasars avec images multiples au sein d'un vaste échantillon de plus de 1000 quasars (voir Chapitre 4).

Nous passons en revue ci-dessous quelques-unes des applications astrophysiques du phénomène de mirage.

1.2.1 Distribution de matière dans les amas de galaxies

Si l'on sélectionne des lentilles efficaces, comme les amas de galaxies massifs à haut redshift, il faut réaliser des poses très profondes (magnitude limite supérieure à 27 dans le filtre bleu) et à haute résolution angulaire pour détecter un grand nombre de sources d'arrière-plan déformées. A partir de la polarisation statistique de leur orientation, on détermine la distribution de masse projetée à l'intérieur de l'amas. Si par chance, une galaxie d'arrière-plan se trouve à forte proximité angulaire du centre de l'amas, il peut se former un arc lumineux,

grâce auquel de nouvelles contraintes sont offertes pour estimer le potentiel gravitationnel de l'amas. Le redshift de l'arc fournit dans ce cas la masse totale située à l'intérieur de l'arc. Plus d'une trentaine d'arcs ont été découverts. Les modélisations fournissent notamment le rayon de cœur, la dispersion des vitesses, la masse et le rapport masse sur luminosité (M/L) des amas, et témoignent toutes de l'existence d'une grande quantité de matière sombre et d'une distribution de matière très piquée au centre des amas.

Le lecteur intéressé trouvera une approche plus détaillée de ce domaine (que nous n'aborderons pas dans notre travail) dans l'article de revue de Fort et Mellier (1994).

1.2.2 Effet microlentille et structure des quasars

L'effet microlentille (associé au déplacement d'objets massifs proches de la ligne de visée d'une macroimage) est révélé par des campagnes de surveillance photométrique. Il n'autorise pas seulement la détection d'objets sombres de masse inférieure à $10^5 M_{\odot}$ (voir Section 1.1.2), mais agit également comme une loupe dont le déplacement temporel du champ de vue très étroit ($\sim 10^{-6}''$) permet de "scanner" des sources lumineuses très compactes, telles que la région d'émission du continuum des quasars. Le phénomène microlentille, par sa nature achromatique, permet donc d'analyser la distribution chromatique spatiale d'une source structurée sur de très petites échelles. Dans le cas des quasars, il joue un rôle discriminant entre la zone d'émission quasi-ponctuelle du continu (environ 1 jour-lumière, soit 10^{-3} pc et donc angulairement $\ll 10^{-6}''$) et la zone étendue d'émission des raies larges (> 1 pc) qui est insensible au phénomène microlentille (sauf si cette zone est constituée de petits nuages individuels). Une contrainte sur la structure géométrique des noyaux des quasars constituerait une information intéressante pour les modèles théoriques d'accrétion destinés à expliquer le fonctionnement de ces monstres lumineux (pour une introduction sur la structure des quasars, voir par exemple Combes et al. 1991, Chapitre IX, ou Weedman 1986, Chapitre 9).

1.2.3 Taille des nuages intergalactiques

Les images d'une source ponctuelle produites par une lentille gravitationnelle offrent la possibilité d'appréhender le contenu matériel de l'Univers lointain avec une résolution spatiale de l'ordre du kpc à la dizaine de kpc, qui est la distance typique entre les différentes lignes de visée (cette distance est connue en fonction du redshift lorsque les redshifts de la source et de la lentille sont accessibles). Par des études de corrélation entre les raies d'absorption (par exemple Ly_{α}) présentes dans les spectres des différentes composantes, une limite sur la taille des nuages intergalactiques responsables de ces absorptions peut être fixée. Le grand nombre de coïncidences trouvées dans les spectres de UM673 A&B (Smette et al. 1992) et de HE1104-1805 (Smette et al. 1995) implique que la majorité des nuages recouvre les 2 lignes de visée. Une borne inférieure sur la taille des nuages Ly_{α} peut être déduite de la sorte : $6 h^{-1}$ kpc et $50 h^{-1}$ kpc respectivement ($h = H_0/100$).

1.2.4 Nature des galaxies distantes

A priori, si l'on suppose la distribution spatiale comobile des lentilles uniforme, la position la plus efficace pour affecter un quasar très distant ($z_s > 2,5$) se situe à un redshift compris entre 0,5 et 1,5 selon le modèle cosmologique adopté (voir Section 4.2.4.4). Les

galaxies elliptiques constituent d'excellentes lentilles gravitationnelles capables de produire des mirages avec des séparations angulaires typiques de l'ordre de quelques secondes d'arc. Ainsi donc, l'analyse statistique d'un ensemble de mirages gravitationnels observés au sein d'un échantillon complet de QSOs fournit des contraintes sur les propriétés des galaxies distantes (pas nécessairement détectées directement) qui peuvent ensuite être comparées avec les propriétés des galaxies locales. Par exemple, et comme nous le montrerons dans ce travail, le nombre de mirages est directement lié à la densité spatiale des lentilles dans l'Univers ainsi qu'à la valeur de la constante cosmologique ; la distribution des séparations angulaires entre les images reflète la distribution en masse des défecteurs ; enfin la proportion de mirages avec 2, 3 ou 4 images trahit l'influence de l'ellipticité et du "rayon de cœur" du défecteur. La distribution du redshift des lentilles identifiées fournit une contrainte indépendante sur la constante cosmologique.

Quoique longtemps considérées comme approximativement transparentes, les galaxies-lentilles peuvent être la cause de la forte extinction détectée dans les images multiples de certains quasars d'arrière-plan (par exemple le cas de MG1131+0456, Larkin et al. 1994). À partir de l'extinction différentielle entre les composantes, il est possible de déduire la loi d'extinction de la galaxie (Nadeau et al. 1991) ou, en supposant cette loi identique à celle observée dans la Voie Lactée, d'inférer des paramètres tels que le redshift de la lentille et les amplifications des images (Jean & Surdej 1998). Ces études requièrent impérativement des observations multicolours réalisées à une époque précise, afin de déjouer les effets de la variabilité intrinsèque du quasar ou des effets de microlentille.

Cependant, il faut souligner dès le départ trois origines d'erreurs systématiques dans cette approche. La première réside dans certaines hypothèses peu vérifiables qui concernent essentiellement la description de la population des galaxies : leur distribution spatiale est-elle réellement uniforme, la distribution en Luminosité (de Schechter) et la relation entre masse et luminosité (de type Faber-Jackson ou Tully Fisher) sont-elles toujours valables à grand redshift ? La seconde limite provient de la dégénérescence entre certains paramètres : par exemple l'effet de la constante cosmologique est comparable à celui de la densité des galaxies (problème de normalisation). Enfin, la troisième source d'erreur systématique résulte des éventuels biais observationnels que nous présentons ci-dessous.

1.3 Les biais observationnels

Les biais observationnels appartiennent à deux grandes familles. La première contient les biais purement instrumentaux : les images-mirages avec des séparations angulaires inférieures à la résolution angulaire du détecteur ou avec des différences de magnitude supérieures à la dynamique instrumentale resteront indétectables. La seconde famille renferme les biais qui agissent lors de la *sélection* des sources lumineuses et qui peuvent déjà être présents dans les catalogues de départ. Ainsi, les catalogues de quasars peuvent être eux-même biaisés contre la présence de mirages (Kochanek 1991). D'autre part, la recherche de mirages parmi des quasars dont la morphologie semble déjà "douteuse" sur les cartes de pointage favorise la découverte de mirages. Il est possible d'inclure les biais instrumentaux dans l'analyse des mirages présents dans un échantillon, mais la quantification des biais de sélection est

beaucoup plus délicate, voire impossible dans la majorité des cas.

Enfin, il existe un biais de sélection propre au phénomène de lentille gravitationnelle, appelé *biais en amplification*. Ses effets, parfois pervers, consistent à modifier certaines propriétés apparentes de l'Univers ou d'objets astrophysiques lointains, lorsqu'elles sont identifiées à partir d'échantillons limités en flux. Il s'agit alors de séparer la part d'illusion et de restaurer les propriétés astrophysiques d'un Univers "gravitationnellement transparent".

Ce biais repose sur la propriété suivante : la déviation d'un faisceau lumineux par un objet massif conserve l'intensité spécifique du rayonnement (Etherington 1933). Or, les lentilles gravitationnelles induisent une focalisation convergente, qui entraîne toujours l'*agrandissement* d'au moins une image (Schneider 1984). Si cette image reste *non résolue* spatialement, son flux apparaît alors *amplifié* à l'observateur. Grâce à ce phénomène, des objets intrinsèquement plus faibles que le seuil de détection sont inclus dans un échantillon limité en flux. Les échantillons de quasars brillants – ces derniers étant des sources non résolues par excellence – souffrent de ce biais, de même que certaines propriétés qui en sont dérivées.

Dans cette section, nous évoquons quelques unes des conséquences du biais en amplification, notamment sur la fonction de luminosité apparente des QSOs, sur les associations entre quasars et galaxies d'avant-plan (Section 1.3.4 et Chapitre 5) ou encore sur le nombre de nuages absorbants détectés dans le spectre des quasars distants (Section 1.3.5 et Chapitre 6).

1.3.1 Biais en amplification et découverte de nouveaux mirages

Jusqu'à présent, la stratégie de recherche de nouveaux mirages a été de sélectionner des quasars distants et *brillants*, c'est-à-dire intrinsèquement très lumineux (Highly Luminous Quasars, HLQs ; Turner, Ostriker & Gott 1984, Surdej et al. 1988b), de façon à bénéficier du biais en amplification et à maximiser la probabilité de découverte. En effet, si τ est la probabilité géométrique¹ qu'un quasar de magnitude b_q subisse un effet de lentille, si $N_q(b_q)$ est le nombre de quasars de magnitude b_q par degré carré sur le ciel (et par intervalle de magnitude), et si l'on omet l'amplification lumineuse, le nombre de mirages de magnitude b_q par degré carré, $N_L(b_q)$, est simplement :

$$N_L(b_q) = \tau N_q(b_q).$$

Mais en réalité, le flux du quasar est modifié d'un facteur moyen d'amplification $\langle A \rangle$, si bien qu'un mirage de magnitude b_q provient d'une population de quasars de magnitude intrinsèque $b_{q,i}$ plus élevée, telle que $b_{q,i} = b_q + 2,5 \log \langle A \rangle$. Le nombre de mirages par degré carré s'écrit donc :

$$N_L(b_q) = \tau N_q(b_{q,i}).$$

La probabilité $P(b_q)$ qu'un quasar de magnitude apparente b_q soit un mirage vaut donc finalement :

$$P(b_q) = \frac{N_L(b_q)}{N_q(b_q)} = \tau \frac{N_q(b_{q,i})}{N_q(b_q)},$$

et l'on appelle *biais en amplification* le terme $Biais = \frac{N_q(b_{q,i})}{N_q(b_q)}$. Si la fonction N_q croît avec la magnitude, $Biais > 1$. Si de plus, N_q croît plus vite avec la magnitude lorsque celle-ci est brillante, le biais est plus élevé pour les objets brillants (voir Fig. 1.3).

¹ τ augmente avec la longueur de la ligne de visée : les quasars distants seront donc plus affectés par le phénomène de lentille.

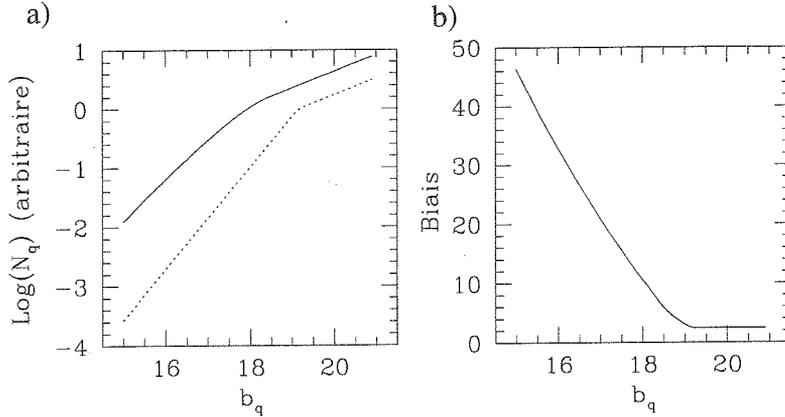


FIG. 1.3: Effet du biais en amplification sur la distribution N_q du nombre de quasars par unité de surface sur le ciel (et par intervalle de magnitude) en fonction de leur magnitude bleue b_q . a) distribution intrinsèque (trait pointillé ; Boyle et al. 1988) et apparente (trait continu) si tous les quasars sont derrière une galaxie Sphère Isotherme Singulière ($\tau \sim 1$) ; b) biais en amplification : rapport des deux courbes précédentes.

Voilà pourquoi des échantillons de HLQs forment le matériau de base des études statistiques comme celle conduite dans le présent travail.

1.3.2 Biais en amplification et fonction de luminosité des quasars

Comme nous l'avons vu, des quasars intrinsèquement plus faibles que le seuil de détection sont inclus dans un échantillon limité en flux par le phénomène d'amplification lumineuse. Les quasars faibles étant beaucoup plus nombreux que les quasars brillants, on observe un nombre apparent de quasars brillants plus grand qu'il n'est en réalité. Cet accroissement est fonction² de la probabilité d'amplification d'un quasar donné, et cette dernière est elle-même liée au nombre et à la nature des lentilles. La Fig. 1.3a illustre la modification du nombre de quasars par degré carré sur le ciel en fonction de leur magnitude et dans le cas extrême où chaque quasar est démultiplié en deux images par une galaxie modélisée par une Sphère Singulière Isotherme (SIS) (c'est-à-dire que $\tau \sim 1$). Schneider (1987a) a étudié l'influence d'une population cosmologique hypothétique d'objets compacts de densité $\Omega_L = 0,2$, modélisés par une masse ponctuelle, sur la distribution apparente des quasars en fonction de leur magnitude et en tenant compte de leur taille finie. Il trouve que l'influence du biais en amplification sur la fonction de luminosité $\phi_q(S)$ des QSOs est importante si le nombre intrinsèque de quasars faibles augmente suffisamment rapidement ($\phi(S) \propto S^{-\alpha}$ avec $\alpha > 3$ et où S est le flux) et si leur petite taille peut réellement être déduite de leurs variations d'éclat rapides.

²Le biais en amplification est en réalité l'intercorrélation de la distribution intrinsèque des quasars et de la probabilité d'amplification et non la convolution de ces deux distributions comme il est parfois erronément affirmé dans la littérature.

La fonction $N_q(b_q)$ illustrée à la Fig. 1.3a présente un coude (Boyle et al. 1988). Cependant, Hawkins et Véron (1995,1996) n’observent pas de coude dans leurs comptages de quasars en fonction de b_q . Si tel était le cas, le biais en amplification serait *indépendant* de la magnitude. Dans un vaste échantillon complet de quasars, le nombre de mirages observés en fonction de la magnitude permettrait de lever l’incertitude et de déterminer la fonction de luminosité intrinsèque des QSOs (Surdej et Claeskens 1997). Cela sera possible dans un futur proche grâce aux projets d’observations automatisées du ciel, tels que celui du télescope à miroir liquide (en anglais, Liquid Mirror Telescope, LMT, Borra et al. 1997) ou du “Sloan Digital Sky Survey” (Loveday 1996).

1.3.3 Biais en amplification et découverte de nouveaux objets astrophysiques

Une application potentiellement très riche du biais en amplification est l’étude approfondie de l’environnement angulaire des lentilles gravitationnelles. Une population inconnue d’objets astrophysiques lointains, intrinsèquement trop faibles pour être directement détectés ailleurs dans le ciel pourrait alors surgir grâce au biais en amplification qui transforme littéralement la lentille en un télescope naturel. C’est ainsi que Franx et al. (1997) ont découvert au moyen du HST et du télescope Keck de 10m, et aidés par l’amas de galaxies CL1358+62 agissant comme amplificateur, une jeune galaxie plus éloignée que le quasar connu le plus distant, soit à un redshift $z = 4,92^3$.

1.3.4 Biais en amplification et associations QSO-galaxies

Le biais en amplification peut également engendrer une corrélation artificielle à très faible séparation angulaire (quelques secondes d’arc) entre des objets d’avant-plan visibles (tels que des galaxies) et des sources lumineuses plus distantes, telles que les quasars. En effet, le flux en provenance d’un quasar est amplifié, même si son image n’est pas démultipliée. Ainsi, c’est une population de quasars intrinsèquement moins lumineux, et donc plus nombreux, que l’on voit par projection à proximité des galaxies. Cet argument a été exploité pour tenter d’expliquer les premières observations d’une densité anormalement élevée de galaxies d’avant-plan dans l’environnement angulaire immédiat de quasars distants⁴.

Cependant, le biais calculé est finalement assez faible et ne suffit pas pour rendre compte de surdensités élevées de galaxies dans le voisinage angulaire des quasars (même brillants), telles que publiées par exemple par Webster & Hewett (1990). Nous avons dans ce travail reconsidéré l’ensemble du problème des associations à faibles séparations angulaires entre quasars et galaxies de redshifts discordants (voir Chapitre 5 et Claeskens & Surdej 1998). Un résultat important est que le phénomène d’associations attendu en raison de l’action du biais en amplification est un effet du second ordre (“weak lensing”), car les galaxies visibles ne sont pas nécessairement de bonnes lentilles, tandis que les lentilles efficaces ne sont pas toujours détectées en raison de leur grande distance. Cette situation se renverse en infra-rouge,

³Cette galaxie détient le record actuel de distance si l’on omet la découverte fortuite d’une galaxie probable à un redshift de 5,34, trahie par ce qui semble être la raie en émission Ly_α (Dey et al. 1998).

⁴Dans un échantillon limité en flux, la galaxie ou le quasar peut servir indifféremment de centre de référence pour dénombrer les associations.

mais le temps de télescope requis pour détecter l'effet devient prohibitif. On peut aussi mentionner que la dilution des sources lumineuses dans le plan image, due à la convergence de la lentille, contrecarre quelque peu la tendance aux associations induite par le biais en amplification. Il s'ensuit que des études menées au sein de petits échantillons de quasars ne seront pas conclusives et parviendront à des résultats très variables quant au nombre (a)normal d'associations. C'est d'ailleurs ce qui ressort d'un survol de la littérature sur le sujet. D'autre part, il est très probable que certains catalogues ou échantillons de départ souffrent de biais de sélection morphologique favorables à l'inclusion de galaxies à proximité immédiate des quasars. Il peut en résulter des surdensités observées élevées, inexplicables en termes de biais en amplification.

En résumé, la corrélation angulaire à l'échelle de quelques secondes d'arc, provoquée par l'amplification du flux de quasars distants par des galaxies d'avant-plan, reste faible. Par conséquent, ce phénomène n'est pas très sensible aux paramètres astrophysiques du déflecteur, ni aux paramètres cosmologiques. Il est donc peu intéressant de le combiner avec la statistique des images multiples dans le but de renforcer les contraintes sur ces paramètres, déjà obtenues par ce dernier moyen.

1.3.5 Biais en amplification et densité cosmologique d'hydrogène Ω_{HI}

La plus grande fraction du contenu en hydrogène neutre H_I de l'Univers se trouve dans les nuages de gaz qui créent des absorptions Ly_α saturées ("damped Ly_α " ou DLA en anglais) dans le spectre de sources d'arrière-plan (Lanzetta et al. 1995). Ces absorptions correspondent à des densités de colonne supérieures à $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. De telles densités de colonne se rencontrent lors de la traversée des galaxies spirales locales à un paramètre d'impact égal au rayon optique. On pense d'ailleurs que ces systèmes DLAs sont les ancêtres des galaxies spirales actuelles (Wolfe 1995).

Ainsi donc, le relevé observationnel du nombre et du redshift des DLAs présents dans les spectres d'un échantillon de quasars est une indication directe de la densité de masse cosmologique de l'hydrogène neutre, Ω_{HI} , ainsi que de son évolution avec le temps. Il s'agit là d'un paramètre clé dans l'étude du contenu stellaire des galaxies au cours de leur vie, ainsi que dans le bilan matériel global de l'Univers.

Une étude directe suppose implicitement que les lignes de visée vers les quasars de l'échantillon sont représentatives des lignes de visée dans des directions aléatoires de l'Univers. À cause du biais en amplification, ce n'est cependant plus le cas : les quasars brillants ont plus de chances de se trouver sur une ligne de visée déjà habitée par un déflecteur d'avant-plan, éventuellement associé avec un système absorbant DLA. Par conséquent, la mesure de Ω_{HI} dépend de la magnitude des quasars choisis dans l'échantillon ! Signalons également que, suite à la convergence des lentilles gravitationnelles, les rayons lumineux ont tendance à éviter le centre du déflecteur. Ceci biaise l'échantillon à l'encontre des absorptions importantes, mais ne dépend pas de la magnitude des quasars.

Quel est l'ordre de grandeur du facteur correctif à apporter à Ω_{HI} résultant de la compétition entre les deux phénomènes de biais signalés précédemment ? Dans quelle mesure les échantillons existants sont-ils faussés par le phénomène de lentille gravitationnelle ? Le problème posé n'est pas très différent de celui des associations QSO-galaxies évoqué plus haut. Nous avons répondu à ces questions au Chapitre 6 et dans l'article de Smette, Claeskens & Surdej 1997. Les principaux résultats sont les suivants : i) la magnitude moyenne des qua-

sars parmi lesquels sont recherchés les DLAs est trop faible pour rendre les échantillons sensibles au phénomène de lentille. La surestimation de Ω_{HI} est au plus de 35% pour les recensements de DLAs à faible redshift et négligeable pour ceux à haut redshift. ii) Le facteur correctif peut grimper à 170% si Ω_{HI} est déduit à partir d'une recherche de DLAs à $z \sim 0,5$ dans les spectres de quasars distants ayant une magnitude $b_q \sim 16$.

1.4 Objectifs et organisation de notre étude

Nous avons évoqué tout au long de cette introduction la richesse du phénomène de lentille gravitationnelle dans ses applications astrophysiques et cosmologiques. Nous avons également porté notre attention sur l'importance du biais en amplification, ses avantages potentiels et les artefacts qu'il engendre.

À l'origine, notre étude visait à fournir les contraintes statistiques les plus strictes sur le plus grand nombre de paramètres astrophysiques et cosmologiques, en tenant compte simultanément de toutes les grandeurs observables sur les clichés à haute résolution angulaire obtenus pour un vaste échantillon de quasars très lumineux. La présence de mirages gravitationnels et toute l'information connue à leur sujet (multiplicité des images, magnitude et/ou redshift de la lentille si elle est détectée) devaient être combinées aux comptages de galaxies effectués dans le voisinage des quasars et même, plus tard, à certaines propriétés des spectres de ceux-ci, à savoir la présence d'absorptions Ly_α saturées (DLAs) liées à l'existence protogalaxies sur la ligne de visée. Progressivement, il est apparu que l'analyse des images multiples contribuait de façon dominante à la détermination des paramètres, en tant qu'effet de lentille macroscopique. En effet, l'importance statistique des associations entre quasars et galaxies dues au biais en amplification s'est avérée insuffisante pour améliorer les contraintes déjà obtenues. D'autre part, la statistique des DLAs ne pouvait être pratiquée dans des échantillons observationnels peu sensibles au phénomène de lentille gravitationnelle, comme c'est le cas des échantillons actuellement disponibles. Cette dernière contribution, approchée comme une variante du phénomène d'association QSO-galaxies et réalisée en collaboration avec Alain Smette, s'est mue en une étude théorique visant à prédire l'importance des effets de lentille sur la détection des DLAs dans un échantillon de quasars. Ainsi, le massif initial de notre projet s'est-il différencié en trois études individualisées. Celles-ci occupent les Chapitres 4, 5 et 6 du présent ouvrage et ont fait l'objet de 3 publications (Claeskens et al. 1996b, Claeskens & Surdej 1998 et Smette et al. 1997).

Sur le front observationnel, la constitution d'un vaste échantillon est une condition *sine qua non* à notre projet. Durant la réalisation de ce travail, nous avons eu la chance de séjourner pendant deux ans à l'Observatoire Européen Austral (European Southern Observatory, ESO), situé à La Silla au Chili, et de participer activement aux observations astronomiques menées dans le cadre de la réalisation d'un tel échantillon. La partie visible de l'iceberg⁵ est la découverte du mirage gravitationnel J03.13 A&B (Claeskens et al. 1996a et Surdej et al. 1997). La partie immergée est constituée par l'infirmité de certains candidats mirages au moyen d'observations spectroscopiques. Le Chapitre 3 circonscrit l'ensemble du

⁵Auparavant 4 autres mirages tombèrent dans les filets de l'équipe des astrophysiciens Liégeois : UM673 A&B (Surdej et al. 1987, 1988a), H1413+117 A-D (Magain et al. 1988), Q1208+1011 A&B (Magain et al. 1992), et Q1009-025 A&B (Surdej et al. 1993b).

matériau observationnel dont il est fait usage dans la suite de notre travail.

Cette introduction ne serait pas complète sans préciser que cet ouvrage se veut un complément et non pas une réplique des articles publiés parallèlement. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes efforcés de rendre autant que possible ce travail auto-suffisant et abordable par un lecteur non spécialiste des mirages gravitationnels. Dans ce but, le deuxième chapitre est conçu comme une introduction théorique, nécessaire à l'établissement du formalisme et à la compréhension des Chapitres 4-6 (où existent de nombreux renvois au Chapitre 2) et du phénomène de lentille gravitationnelle en général. L'Annexe A résulte également de cette même volonté. Elle traite de l'origine théorique des différents concepts de distances rencontrés en astrophysique extragalactique, et de la manière de calculer ces dernières en pratique dans un Univers homogène et isotrope en expansion. Nous avons en effet voulu parcourir le chemin qui relie le monde théorique des modèles cosmologiques au livre de recettes des arpenteurs du ciel.