

Chapitre 5

Les associations angulaires entre quasars et galaxies

Une seule chose est nécessaire : la solitude. La grande solitude intérieure. Aller en soi-même et ne rencontrer pendant des heures personne, c'est à cela qu'il faut parvenir. Etre seul, comme l'enfant est seul...

R.M. Rilke, "Lettres à un jeune poète"

5.1 Introduction : les associations QSO-galaxies sont-elles réelles ?

Historiquement, le phénomène d'association entre les quasars et les galaxies a été l'objet de nombreuses controverses. Les premières observations allaient dans le sens de la découverte de quasars dans le voisinage angulaire immédiat de galaxies (Arp 1983, 1987 ; Sulentic & Lorre 1983). Les quasars sont des objets rares et la probabilité *a posteriori* que de telles projections angulaires soient observées est très petite. Cependant, on sait que beaucoup de galaxies se trouvent dans des amas ; on sait également que les quasars représentent la forme la plus extrême des noyaux actifs de galaxies. En ce sens, ils sont intimement liés à l'évolution des galaxies (pour une introduction sur les quasars, voir par exemple Combes et al. 1991 ou Weedman 1986). Il n'était donc pas surprenant de réaliser que la plupart des galaxies en association avec des quasars de faible redshift ($z_s \lesssim 0,5$) sont membres de petits amas situés au redshift du quasar (Yee & Green 1987).

Là où la controverse fait rage, c'est dans l'explication des associations angulaires entre des galaxies et des quasars de *haut* redshift. Pour un quasar dont le redshift vaut 2, la distance est trop grande pour pouvoir détecter facilement une galaxie qui lui est physiquement associée, à moins qu'on ne suppose une forte évolution en luminosité des galaxies membres d'amas abritant ces quasars (Tyson 1986). Les galaxies visibles à proximité des quasars distants doivent donc plutôt être situées à l'avant-plan de ceux-ci ; elles seraient vues dans leur environnement angulaire immédiat (quelques secondes d'arcs) par effet de perspective. De fait, quelques redshifts ont été obtenus pour de telles galaxies : ils sont compris entre $z = 0,1$

et $z = 0,5$ (Webster & Hewett 1990).

Ce fait observationnel a alimenté les propos des partisans d'une "cosmologie alternative" et de ceux qui ne croient pas à l'origine cosmologique du redshift élevé des quasars (par exemple Arp 1983, Arp et al. 1990).

TAB. 5.1: Associations QSO-galaxies avec faibles séparations angulaires : résumé observationnel. La magnitude limite de détection des galaxies est estimée à $R_{lim} \sim 22$. La première colonne indique la référence dans la littérature ; la seconde donne le nombre N_{obs} de quasars observés dans les différents échantillons ; la troisième colonne fournit les critères appliqués pour la recherche des associations (θ = séparation angulaire au QSO ; b_j, v, r = magnitudes bleue, visuelle ou rouge du QSO ; M_V = magnitude absolue visuelle du QSO ; z_s = redshift du QSO) ; la quatrième colonne précise la méthode d'analyse utilisée ; la dernière colonne donne la surdensité q_{obs} rapportée.

Références	N_{obs}	Critères de sélection	Méthodes d'analyse	q_{obs}
Webster et al. 1988	285	$\theta < 6''$; $b_j < 18.7$ $0.5 < z_s < 3.2$	Recherche & comptages visuels des QSOs	4.4 ± 0.6
Webster & Hewett 1990	630	$\theta < 6''$; $b_j < 18.7$ $0.5 < z_s < 3.2$	Recherche visuelle QSOs & comptages visuels des galaxies	2.9 ± 0.4
Magain et al. 1990	83	$3'' < \theta < 13''$ $M_V < -28$; $z_s > 1$	Sélection de HLQs & comptages visuels	1.3
Drinkwater et al. 1991	44	$16 < v < 17.5$ $1 < z_s < 2.5$	Sélection de QSOs brillants & analyse PPV+KS ^a	Significatif
Drinkwater et al. 1992	68	$\theta < 15''$; $v < 18.5$ $1 < z_s < 2.5$	Sélection de QSOs brillants & analyse PPV+KS	Significatif
Magain et al. 1992	153	$\theta < 3''$; $v < 18.5$ $M_V < -28$	Sélection de HLQs comptages visuels + soustraction PSFs	3.5
Crampton et al. 1992	101	$\theta < 6''$; $v < 18.5$ $M_V < -28$	Sélection de HLQs & comptages autom. + soustraction PSFs	1.4 ± 0.4
Yee et al. 1992	94	$\theta < 2''/6''/15''$ $v < 19$; $z_s > 1.5$	Sélection HLQs & comptages autom. + analyse CP ^b	1.0 ± 0.2
Kedziora & Jauncey 1993	181	$6'' < \theta < 90''$ $v < 18.5$; $z_s > 0.65$	Sélection PKS QSOs & comptages autom.	~ 1.0

Suite page suivante...

...suite de la page précédente

Références	N_{obs}	Critères de sélection	Méthodes d'analyse	q_{obs}
Van Drom et al. 1993	135	$3'' < \theta < 13''$ $M_V < -28; z_s > 1$ $\theta < 3''; M_V < -28$ $z_s > 1$	Sélection HLQs & comptages visuels + test de Student	1.4 ± 0.1 2.8 ± 0.7
Thomas et al. 1995	64	$15.5 < r < 18.5$ $z_s > 1$	Sélection QSOs brillants & PPV + stat. binomiale	1.7 ± 0.4
Ce travail 1998	219	$1'' < \theta < 20''$ $M_V < -27.5; z_s > 1$	Sélection HLQs & comptages autom. + soustraction PSFs	Non Significatif

^a PPV+KS = analyse du Plus Proche Voisin et test statistique de Kolmogorov-Smirnov

^b CP = analyse de contours

Le sujet a connu un regain d'intérêt lors des annonces successives, notamment par Webster et al. (1988) et Magain et al. (1990), d'un excès de galaxies dans le voisinage angulaire immédiat de quasars distants (quelques secondes d'arc). Ces découvertes furent faites dans le cadre de la recherche de mirages gravitationnels au sein de vastes échantillons de quasars. L'existence d'échantillons plus grands autorisait des conclusions statistiquement plus significatives. D'autre part, le phénomène de mirage gravitationnel devenait lui-même un élément explicatif naturel de la surdensité des galaxies observée : l'amplification par effet gravitationnel du flux des quasars d'arrière-plan par des galaxies d'avant-plan, situées à proximité des lignes de visée, introduit un biais dans des échantillons limités en flux. Ce biais est responsable de la corrélation "artificielle" observée entre des quasars distants et des galaxies beaucoup plus proches de nous. Mû par cette idée, Fugmann (1990) détecte une corrélation à l'échelle de 10 minutes d'arc entre les galaxies du catalogue de Lick et un échantillon de radio sources distantes ($z \geq 1$). Par la suite, d'autres recherches d'associations entre des quasars à haut redshift et des galaxies d'avant-plan eurent lieu, sans toujours apporter un résultat positif (voir Table 5.1).

Bartelmann & Schneider (1993) expliquent qualitativement les observations rapportées par Fugmann à l'aide de l'effet de lentille gravitationnelle induit par des inhomogénéités matérielles à grande échelle dues à de la matière sombre. Par contre, le biais en amplification provoqué par de simples galaxies ne suffit pas à rendre compte des surdensités de galaxies les plus importantes aux faibles séparations angulaires publiées dans la littérature (Narayan 1989, Kayser & Tribble 1991, Wu et al. 1996).

Un soupçon s'éveille sur la réalité même des associations proches entre quasars et galaxies lorsque l'on prend conscience de la dispersion des résultats présentés dans la Table 5.1. On remarque également une corrélation apparente entre ceux-ci et la méthode d'analyse utilisée : les comptages visuels conduisent plus souvent à des surdensités significatives.

5.2 Présentation de notre étude

Dans ce chapitre, nous reprenons l'évaluation de la surdensité des galaxies dans le voisinage angulaire immédiat des quasars, dans le cadre du phénomène de mirage gravitationnel et du biais en amplification qui en découle. Nous comparons les prédictions dans différents filtres (essentiellement dans la bande R et dans le proche infra-rouge de la bande K'). Au cours du présent travail, nous avons appris qu'une étude théorique comparable avait été faite par Schneider (1989). Nos résultats sont sensiblement différents, en raison des hypothèses plus réalistes retenues pour les galaxies-lentilles. L'essence de ce chapitre a fait l'objet d'une publication (Claeskens & Surdej 1998).

Nous adoptons, pour décrire les déflecteurs galactiques, le modèle de sphère isotherme non singulière de Hinshaw & Krauss (1987) (modèle SINS, voir Section 2.2.4). Après une analyse théorique simple, restreinte au modèle SIS, il apparaît que les surdensités les plus fortes ont lieu pour des galaxies *brillantes* observées à très faible séparation angulaire ($\lesssim 3''$) des quasars distants intrinsèquement très lumineux (en anglais Highly Luminous Quasars, HLQs). Comme ce fut déjà reconnu dans la littérature précédemment, la surdensité attendue est moins importante que les surdensités observées les plus élevées (par exemple Webster & Hewett 1990). Nous explorons ensuite l'influence de la présence d'un cœur non singulier au centre de la galaxie et celle de l'effet microlentille : elles apportent une légère correction quantitative qui ne modifie pas les conclusions (voir Section 5.3).

Dans la Section 5.4, nous montrons le résultat essentiellement nouveau qu'un grand nombre de HLQs doit être observé afin de détecter *significativement* la présence d'une surdensité de galaxies dans leur voisinage. Le désaccord apparent entre les observations (voir Table 5.1) trouve son origine notamment dans les grandes barres d'erreur attendues au sein d'échantillons de tailles réduites. La présence d'un biais de sélection morphologique, susceptible d'affecter certains échantillons, pourrait également être en partie responsable du désaccord observé.

Nous présentons ensuite (Section 5.5) notre contribution à la détection d'un excès de galaxies dans le voisinage des HLQs, au moyen de 3 échantillons aussi peu contaminés que possible par des biais de sélection connus. Il s'agit d'une nouvelle analyse d'une partie de l'échantillon de Van Drom et al. (1993) et de 2 nouveaux échantillons ; ces 3 échantillons totalisent 219 HLQs différents. Nos résultats sont discutés dans le cadre d'une intercomparaison avec ceux publiés dans la littérature pour d'autres échantillons et avec les prédictions théoriques. Hormis l'observation de Webster & Hewett et dans la limite de la taille réduite des échantillons disponibles et des grandes barres d'erreur qui en découlent, les observations sont compatibles avec l'hypothèse de corrélation par effet de mirage gravitationnel. De plus amples observations sont toutefois nécessaires pour affirmer plus sûrement la réalité et l'importance de la surdensité des galaxies.

La Section 5.6 sonde les perspectives futures d'élucider la problématique des associations QSO-galaxies à l'aide de l'arpentage automatisé de grandes étendues de la voûte céleste.

Enfin, la Section 5.7 réunit nos conclusions. On y remarquera notamment que le phénomène d'association QSO-galaxies est un effet de lentille de second ordre. Il ne permet pas d'améliorer les contraintes déjà obtenues au moyen de l'étude statistique des images multiples de quasars sur les paramètres cosmologiques et astrophysiques mis en jeu (voir Chapitre 4).

En l'absence d'indications contraires, le modèle cosmologique utilisé tout au long de ce chapitre est celui d'Einstein - de Sitter ($\Omega_o = 1, \lambda_o = 0$).

5.3 Des lentilles gravitationnelles aux associations QSO-galaxies

5.3.1 Description des galaxies

Par hypothèse, les galaxies observées dans le voisinage des quasars satisfont les conditions suivantes :

1. Ce sont des galaxies isolées, que l'on appelle aussi galaxies de champ. Nous verrons plus loin qu'il s'agit d'une bonne approximation, en dépit des effets de corrélation observés entre les galaxies.
2. Les galaxies peuvent être de quatre natures différentes : elliptique (E), lenticulaire (S0), spirale (Sb) ou irrégulière (Im). Les galaxies elliptiques sont les plus massives et donc les plus efficaces en tant que lentilles gravitationnelles. Les spirales et les irrégulières sont de piètres déflecteurs, mais elles polluent le signal, puisqu'elles sont également détectées ; il faut donc en tenir compte dans les simulations.
3. La densité spatiale comobile de chaque type de galaxie est constante ; les fonctions de luminosité respectives obéissent à la distribution de Schechter. $n_i(L, z)$, le nombre de galaxies par unité de volume de type i , de luminosité L et situées au redshift z est donné par les relations (2.92a-c). Les paramètres de la distribution de Schechter adoptés dans notre étude pour chaque type de galaxies sont répertoriés dans la Table 5.2. Ils proviennent principalement de l'étude des redshifts des galaxies réalisée par le Center for Astrophysics (CfA ; Marzke et al. 1994). La normalisation de l'ensemble des types E, S0 et Sb reproduit les comptages de galaxies en infra-rouge sans ajouter d'évolution (par exemple Pozzetti et al. 1996). Le rapport de mélange des elliptiques est emprunté à Fukugita et Turner (1991) ; il fournit une normalisation absolue environ 10 fois inférieure à celle adoptée par Schneider (1989). La normalisation de l'ensemble des galaxies de types E et S0 apparaît compatible avec les résultats obtenus par l'analyse statistique des images multiples (voir Chapitre 4).
4. Les distributions de Schechter des différents types de galaxies restent inchangées lorsque l'on passe d'une bande spectrale à une autre, à l'exception d'une translation en magnitude absolue. Cette translation correspond au terme de couleur des galaxies locales et dépend de leur type (voir Table 5.3).
5. Dans le domaine optique, les galaxies subissent une évolution qui affecte leur luminosité en fonction du redshift, et donc leur détectabilité. Ces effets sont pris en compte, en fonction de la nature de la galaxie et de la bande spectrale utilisée lors des observations, au moyen de corrections-K avec évolution (Pozzetti et al. 1996).

TAB. 5.2: Valeurs des paramètres de la distribution de Schechter pour les différents types de galaxies.

Type	$\phi_{*,i} (h^3 \text{ Mpc}^{-3})$	$M_{b_i,i}^* (h = 1)$	α_i
E	0,003	-19,7	-0,85
S0	0,007	-19,2	-0,94
Sb	0,015	-19,2	-0,81
Im	0,006	-19,2	-1,87

TAB. 5.3: Couleurs $b_j - K$ (Glazebrook et al. 1994), $b_j - R$ (Metcalf et al. 1991) et paramètres de la relation de Tully-Fisher/Faber-Jackson pour les différents types de galaxies (valeurs locales).

Type	$b_j - K$	$b_j - R$	σ_i^* (km/s)	γ_i
E	4,0	1,5	240	4,0
S0	4,0	1,5	200	4,0
Sb	3,3	1,3	135	2,6
Im	2,2	0,7	100	2,6

- La relation de Tully-Fisher (respectivement Faber-Jackson) (éq. 2.94) est supposée valable¹ dans les domaines optique et infra-rouge pour décrire la relation entre la luminosité et la dispersion des vitesses dans les galaxies spirales (respectivement elliptiques). Les valeurs de $\sigma_{*,i}$ sont calculées de façon cohérente en fonction de celles adoptées pour les paramètres M_{*,b_j} , en suivant la procédure décrite dans Fukugita et Turner (1991). Pour les galaxies irrégulières, nous avons choisi pour $\sigma_{*,i}$ une valeur fiduciaire de 100 km/s. Les valeurs des $\sigma_{*,i}$ et des γ_i retenues dans notre étude sont résumées dans la Table 5.3.
- Le rayon de cœur b_c des galaxies est relié à leur luminosité par la relation suivante (Kochanek 1996a) :

$$\frac{b_c}{b_{c,*}} = \left(\frac{L}{L_*} \right)^{1,2} \quad (5.1)$$

Dans notre étude, $b_{c,*}$ est considéré comme un paramètre variable. Pour des raisons de simplicité, nous choisirons sa valeur identique pour tous les types de galaxies.

- Du point de vue gravitationnel, les galaxies sont décrites par le modèle de sphère isotherme non singulière (SINS ; Section 2.2.4). Ce modèle est une très bonne approximation pour rendre compte des effets de lentille créés par les galaxies E/S0 et par les halos des galaxies spirales. Il peut produire 1, 2 ou 3 images selon que la source se trouve à l'extérieur, sur, ou à l'intérieur de la caustique radiale. L'inclusion de l'ellipticité du déflecteur n'aurait d'influence que sur les associations à très faible séparation

¹Il semble que l'exposant γ de la relation de Tully-Fisher augmente en infra-rouge (Peletier et Willner 1993).

angulaire, pour lesquelles des images multiples du quasar sont également produites. Les observations sont trop rares à de telles séparations angulaires pour permettre de distinguer l'effet associé à l'ellipticité.

5.3.2 Expression théorique de la surdensité des galaxies

La surdensité théorique des galaxies (de type i , de luminosité $\mathcal{L} = L/L_{*,i}$ et situées au redshift z), attendue dans le voisinage angulaire (entre θ et $\Delta\theta$ arcsecondes) d'un HLQ donné (de redshift z_s et de magnitude b_q), est donnée par le rapport des sections efficaces calculées avec et sans effet de lentille :

$$q_i(z_s, b_q; z, \mathcal{L}, \theta, \Delta\theta) = \frac{\Sigma_{i,GL}(z_s, b_q; z, \mathcal{L}, \theta, \Delta\theta)}{\Sigma_{NL}(z, \theta, \Delta\theta)}. \quad (5.2)$$

La section efficace Σ_{NL} est la surface géométrique comprise entre θ et $\Delta\theta$, centrée sur un point aléatoire de la voûte céleste et située au redshift z . Il s'agit tout simplement d'un anneau :

$$\Sigma_{NL}(z, \theta, \Delta\theta) = \pi D_{OD}^2(z)[(\theta + \Delta\theta)^2 - \theta^2], \quad (5.3)$$

où D_{OD} est la distance angulaire de la galaxie défectrice, et dépend bien entendu du modèle cosmologique adopté.

Lorsque l'on calcule la section efficace centrée sur un quasar, il faut tenir compte des effets de lentille gravitationnelle. Il s'agit donc en fait d'estimer la surface pour laquelle l'image du quasar se trouve entre θ et $\Delta\theta$ arcsecondes de la galaxie. De façon plus précise, puisque des images multiples peuvent être produites dans le cas d'un alignement suffisant, le critère d'association est défini entre la galaxie et l'image la plus brillante du quasar². Les effets de la réduction du champ dans le plan image et du biais en amplification doivent donc être pris en compte (voir Section 2.3). La section efficace avec effet de lentille est donc donnée par la section efficace effective (2.87b), exprimée dans le plan du défecteur. Le défecteur SINS est à symétrie circulaire. Nous définirons x , la coordonnée radiale normalisée dans le plan du défecteur de l'image la plus brillante :

$$x = \frac{D_{OD}(z)\theta}{b_{o,i}(z)}, \quad (5.4a)$$

et pour le rayon de cœur normalisé, nous avons de même :

$$x_c = \frac{b_c}{b_{o,i}}, \quad (5.4b)$$

²En général, l'image n° 1 du modèle SINS (éq. (2.61), (2.62a) ou (2.64a)) est la plus brillante, sauf lorsque le quasar se trouve juste à l'intérieur de la caustique radiale, auquel cas, c'est l'image n° 2 (éq. (2.62b) ou (2.64b)) qui est la plus brillante.

où $b_{o,i}$ est le rayon d'Einstein d'une galaxie de type i au redshift z , calculé en tenant compte de la renormalisation nécessaire pour reproduire la séparation angulaire créée par le modèle SIS (éqs. (2.50c) et (2.66a)). Dès lors, l'équation (2.87b) pour la section efficace effective peut être particularisée pour les associations QSO-galaxies :

$$\Sigma_{i,GL} = \frac{2\pi b_{o,i}(z)}{N_Q(b_q)} \int_x^{x+\Delta x} N_Q(b_q + 2.5 \log A_{tot}(x, x_c)) \frac{x dx}{A(x, x_c)}, \quad (5.4c)$$

où :

$$A_{tot} = \sum_{i=1}^3 |A(x_i(x, x_c))|. \quad (5.4d)$$

et $N_Q(b_q)$ est le nombre différentiel de quasars de magnitude bleue b_q par degré carré sur le ciel. Nous adoptons l'ajustement de Narayan (1989) aux données de Boyle et al. (1988) (voir relation (2.90)).

Les positions $x_i(x)$ des autres images - si elles existent - en fonction de la position de l'image la plus brillante sont obtenues au moyen de l'équation de lentille et de son inversion pour le modèle SINS (voir éq. (2.59) et les relations (2.62a)-(2.64b)). Plus précisément, des images multiples existent si $x_c < 1/2$ et si l'image principale (n° 1) se trouve dans l'intervalle $[x_{min} - x_{max}]$ tel que :

$$\begin{cases} x_{min} = x_1(y=0) = \sqrt{1-2x_c} \\ x_{max} = x_1(y=y_r) = \frac{2^{2/3}}{3} \left[y_r(8x_c + 16 + x_c^2 + \sqrt{x_c(x_c+4)^3}) \right]^{1/3} + \frac{2y_r}{3} \end{cases}, \quad (5.5)$$

où y_r est le rayon de la caustique radiale.

Quant à l'amplification dans le plan image, elle est donnée par la relation (2.67).

Enfin, la surdensité attendue des galaxies dans le voisinage d'un quasar de redshift z_s et de magnitude b_q est calculée en intégrant la relation (5.2) sur le redshift entre l'observateur et la source, sur les luminosités observables et en sommant sur les différents types de galaxies :

$$q_{theo}(z_s, b_q; \theta, \Delta\theta) = \frac{\sum_{i=1}^4 \int_0^{z_s} \int_{\mathcal{L}_{i,inf}}^{\infty} q_i(z_s, b_q; z, \mathcal{L}, \theta, \Delta\theta) \mathcal{N}_i(z, \mathcal{L}) d\mathcal{L} dz}{\sum_{i=1}^4 \int_0^{z_s} \int_{\mathcal{L}_{i,inf}}^{\infty} \mathcal{N}_i(z, \mathcal{L}) d\mathcal{L} dz}. \quad (5.6a)$$

Les nouvelles grandeurs sont définies par les relations suivantes :

- $\mathcal{N}_i(z, \mathcal{L})$ est le nombre de galaxies de type i et de luminosité \mathcal{L} dans l'intervalle de redshift $z, z + dz$:

$$\mathcal{N}_i(z, \mathcal{L}) = \Sigma_{NL} \frac{cdt}{dz} n_i(\mathcal{L}, z), \quad (5.6b)$$

où les expressions de $\frac{cdt}{dz}$ et $n_i(\mathcal{L}, z)$ sont données respectivement par les relations (2.95) et (2.92a-b).

- $\mathcal{L}_{i,inf}$ est la luminosité de la galaxie de type i la plus faible que nous puissions détecter à l'aide de l'instrumentation utilisée. Elle dépend de la distance-luminosité $D_L(z)$ (voir Annexe A), de la correction-K avec évolution Ke_i associée au type i (Pozzetti et al. 1996) et bien sûr de la magnitude limite de détection de l'échantillon :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{i,inf} &= 10^{0.4(M_i^* - M_{sup})}, \\
 M_i^* - M_{sup} &= M_{i,h=1}^* + Ke_i(z) + 5 \log f(z, \Omega_o, \lambda_o) \\
 &\quad - m_{lim} + 42,386, \\
 f(z, \Omega_o, \lambda_o) &= \frac{H_o}{c} D_L(z, \Omega_o, \lambda_o).
 \end{aligned} \tag{5.6c}$$

On remarquera que q_{theo} est formellement *indépendant* de la valeur choisie pour la constante de Hubble H_o .

5.3.3 Signatures théoriques du phénomène de lentille

Dans cette section, nous identifions les signatures du phénomène de lentille gravitationnelle dans les associations entre QSOs et galaxies. De quelle manière l'excès de galaxies dépend-il de la séparation angulaire, du redshift et de la magnitude du quasar, de la magnitude des galaxies ou encore du modèle cosmologique ? Les réponses à ces questions nous permettront de définir une stratégie observationnelle optimisée dans le but de découvrir de telles associations. Dans la suite, nous explorons les effets du rayon de cœur ainsi que du phénomène microlentille et nous évoquons l'influence de la corrélation entre les galaxies.

5.3.3.1 Prédictions au sein du modèle SIS

Par simplicité, nous choisissons de travailler dans le cadre du modèle de lentille SIS ($x_c = 0$) afin de dégager les propriétés principales des associations QSO-galaxies. Nous retenons également des valeurs par défaut réalistes pour les paramètres maintenus constants dans les simulations :

$$\left\{ \begin{array}{l} z_s = 2 \\ b_q = 17 \\ \theta \leq 3'' \\ m_{lim} = 21 \text{ dans la bande } R \\ (\Omega_o, \lambda_o) = (1, 0) \end{array} \right\} M_V \simeq -29 \tag{5.7}$$

i) Sensibilité aux paramètres cosmologiques :

La Fig. 5.1 illustre la probabilité par unité de redshift d'observer une galaxie en z , avec ou sans effet de lentille gravitationnelle. À l'ensemble (5.7) des paramètres par défaut, nous avons ajouté la situation où le modèle cosmologique plat est dominé par la constante cosmologique $(\Omega_o, \lambda_o) = (0, 1)$. La forme approximativement gaussienne de la distribution est induite par la compétition entre l'accroissement avec le redshift du nombre de galaxies par

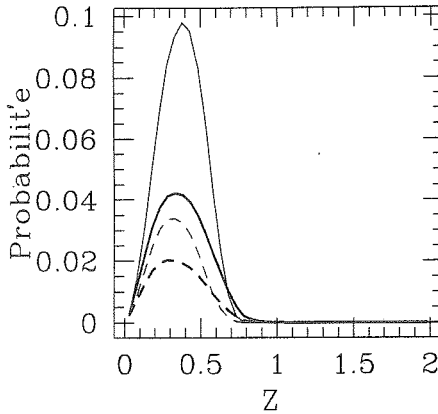


FIG. 5.1: Probabilité par unité de redshift d'observer une galaxie dans le voisinage d'un quasar, dans les conditions par défaut (relations (5.7)) (traits gras) et dans le cas d'un Univers plat dominé par la constante cosmologique $(\Omega_o, \lambda_o) = (0, 1)$ (traits fins). Traits continus : avec effet de lentille ; traits interrompus : sans effet de lentille.

unité de volume propre, et d'autre part la non-détection d'une fraction de plus en plus importante des galaxies à cause de m_{lim} . Premièrement, on observe que le redshift moyen des galaxies en association avec des QSOs est tout à fait similaire à celui des galaxies de champ. Deuxièmement, on note que dans un Univers dominé par λ_o , le nombre absolu de galaxies augmente, mais le redshift moyen ne change pratiquement pas : le volume investigué est plus grand, mais la magnitude apparente augmente aussi plus vite avec z , et l'on retrouve le même genre de compensation. On peut montrer que le redshift moyen est légèrement supérieur dans la cosmologie avec $\lambda_o = 1$, lorsque l'on recherche des associations aux faibles magnitudes ($m_{lim} = 25$ en bande R).

La Fig. 5.2 montre les surdensités théoriques attendues pour différentes cosmologies et les conditions (5.7). Le graphique de gauche, qui est en fait le rapport des probabilités avec et sans effet de lentille (cfr. Fig. 5.1), montre non seulement que la surdensité augmente avec le redshift, mais également la différenciation entre les modèles cosmologiques. Cependant, lorsque l'on compare avec la Fig. 5.1, on remarque que cette différenciation a lieu dans la queue de la distribution, c'est-à-dire là où l'on attend peu d'objets. Il s'agit ici du premier exemple d'un comportement récurrent dans la problématique des associations QSO-galaxies : plus la signature est forte et moins il y a de chance de l'observer... En pratique, nous ne disposons pas des redshifts des galaxies en association étroite avec les QSOs (qui, plus est, sont très rares), et il faut donc considérer la surdensité de l'ensemble des galaxies détectables sur la ligne de visée du quasar (cfr. éq. 5.6a). Le résultat est représenté en fonction de la valeur de λ_o sur le graphique de droite de la Fig. 5.2 : la surdensité croît légèrement dans un Univers de plus en plus dominé par la constante cosmologique. Dans la mesure où le type de galaxie ne peut être identifié sur les images, il faut considérer la courbe en trait gras. L'augmentation *relative* de la surdensité reste cependant faible et très difficile à mettre en évidence au moyen d'une quantité réduite d'observations.

En résumé, la surdensité des galaxies dans le voisinage des QSOs est donc assez *insensible*

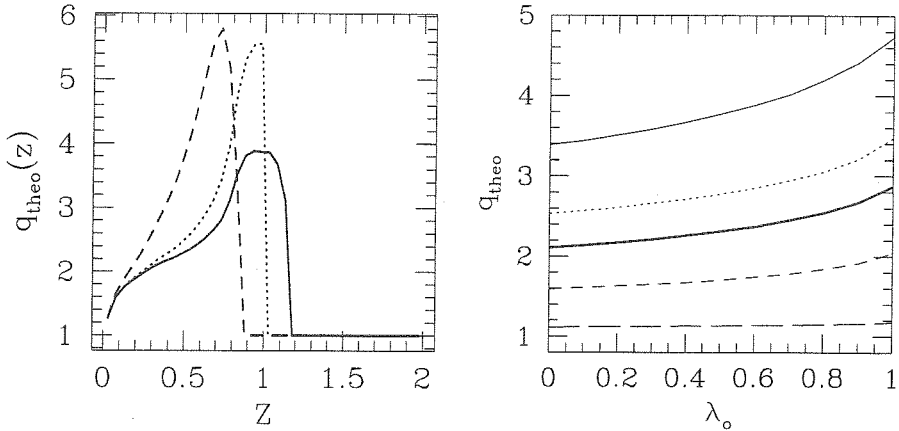


FIG. 5.2: Surdensités théoriques attendues des galaxies en association avec des quasars, pour les conditions par défaut (5.7) et pour différentes cosmologies. À gauche : surdensités des galaxies en fonction de leur redshift, pour $(\Omega_o, \lambda_o) = (1, 0)$ (trait continu), $(\Omega_o, \lambda_o) = (0, 0)$ (trait pointillé) et $(\Omega_o, \lambda_o) = (0, 1)$ (trait interrompu) ; à droite : surdensités intégrées sur la ligne de visée (éq. 5.6a) en fonction de λ_o (avec $\Omega_o + \lambda_o = 1$), pour les galaxies elliptiques (trait continu), lenticulaires (trait pointillé), spirales (trait interrompu court), irrégulières (trait interrompu long) et tous types confondus (trait continu gras).

à la valeur adoptée pour les paramètres cosmologiques. Bien que cette constatation plaide en faveur d'une stabilité des résultats à venir eu égard au modèle cosmologique, elle ôte l'espoir d'employer les associations QSO-galaxies dans le but d'améliorer les contraintes obtenues sur Ω_o et λ_o à l'aide de la statistique des images multiples. On se souviendra également que la surdensité est formellement indépendante de H_o .

ii) *Sensibilité aux critères de sélection :*

Les Figs. 5.3a-d illustrent les comportements de la surdensité des galaxies observées dans le voisinage de quasars, en fonction de 4 paramètres ; ces paramètres peuvent servir de critères de sélection dans la recherche de telles associations.

Le diagnostic suivant est posé à partir de l'analyse des courbes des Figs. 5.3a-d :

1. Sur les 4 figures, les signatures des galaxies elliptiques sont les plus fortes. Malheureusement, celles-ci sont les plus rares ; de plus, comme cela a déjà été mentionné plus haut, il est difficile de distinguer observationnellement la morphologie des galaxies distantes sur les images CCD disponibles. Les courbes en trait gras, calculées pour tous types de galaxies confondus, sont donc celles à prendre en considération. Elles tiennent compte de l'effet polluant des galaxies proches et peu massives qui sont de médiocres défecteurs gravitationnels mais qui contaminent les comptages.

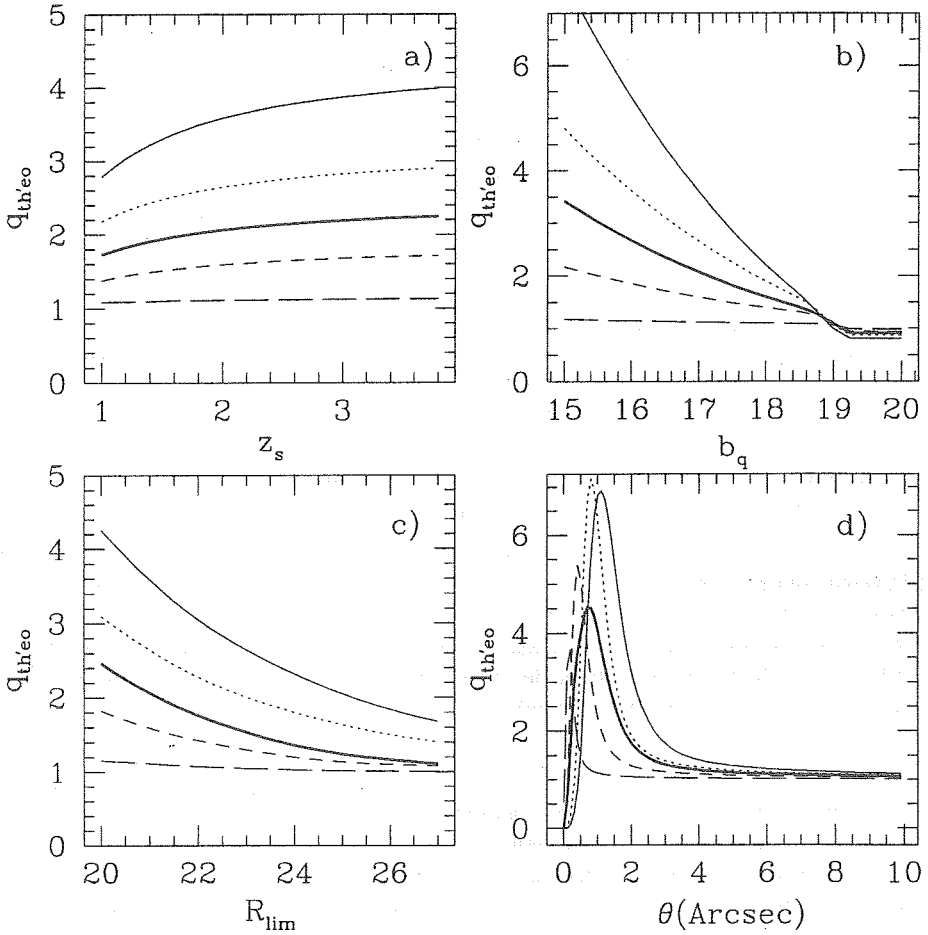


FIG. 5.3: Signatures théoriques du phénomène de lentille gravitationnelle dans les associations QSO-galaxies (modèle SIS), en fonction (a) de z_s , (b) de b_q , (c) de R_{lim} et (d) de θ . Les paramètres constants sont fixés à leur valeur par défaut (relation (5.7)). La Fig. (d) est calculée pour une couronne infiniment fine de rayon θ . Définition des traits : voir légende Fig. 5.2.

2. Lorsque le redshift du quasar-source est suffisamment élevé ($z_s \gtrsim 1$), les galaxies détectées ont nécessairement un redshift inférieur. À ce moment, la surdensité croît légèrement avec le redshift du quasar-source (Fig. 5.3a). La raison est le faible agrandissement du rayon d'Einstein avec z_s (éq. (2.50c)).
3. La surdensité est beaucoup plus élevée pour les quasars brillants (Fig. 5.3b). C'est la signature du biais en amplification (voir Sections 1.3 et 2.3.3).
4. La surdensité augmente lorsque la magnitude limite est peu profonde (Fig. 5.3c) car on ne détecte alors en moyenne que les galaxies les plus lumineuses, donc les plus massives (relation de Tully-Fisher, éq. (2.94)), et ainsi les plus efficaces dans leurs effets de lentille. Malheureusement, ces galaxies sont aussi les plus rares...
5. Un pic de surdensité se produit en fonction de la séparation angulaire pour $\theta \simeq 2''$ (Fig. 5.3d). Cette valeur correspond au rayon angulaire d'Einstein moyen. Pour les séparations angulaires plus grandes, l'amplification lumineuse est moindre; d'autre part, il est impossible de trouver l'image principale du QSO à une distance angulaire de la galaxie inférieure à son rayon angulaire d'Einstein (modèle SIS, voir Section 2.2.3).
6. On remarque sur les 4 figures (Figs. 5.3a-d) que la signature est d'autant plus forte que le nombre attendu d'associations est faible.

En résumé, la surdensité est maximale pour les galaxies *brillantes* présentes dans le voisinage *immédiat* (quelques secondes d'arc) des quasars *distants* et *brillants*, c'est-à-dire *intrinsèquement très lumineux* (Highly Luminous Quasars, HLQs). Des échantillons satisfaisant ces conditions sont par nature peu profonds et incomplets vis-à-vis de la distribution en flux des quasars. On note que tous les échantillons présentés dans la Table 5.1 sont assez favorables à la découverte d'une surdensité de galaxies dans le voisinage des QSOs. Cependant, les signatures les plus fortes apparaissent lorsque le nombre absolu d'associations est faible. Un compromis devra être atteint pour définir la meilleure stratégie observationnelle (voir Section 5.4).

5.3.3.2 Influence du noyau de cœur

La présence d'un noyau non singulier dans le modèle sphérique isotherme (modèle SINS, voir Section 2.2.4) renforce l'effet du biais en amplification par la présence de la caustique radiale.

Cette influence est visible sur la Fig. 5.4. En effet, un accroissement notable de la surdensité est associé à l'existence d'un rayon de cœur important. La position typique du pic de surdensité n'est pas déplacée, puisque par construction la renormalisation du rayon d'Einstein dans le modèle SINS conserve la séparation angulaire entre les images obtenue dans le modèle SIS (voir Section 2.2.4). Signalons au passage que Zhu et al. (1997) dans leur article sur les associations QSO-galaxies négligent la renormalisation du rayon d'Einstein et parviennent à la conclusion opposée, que la présence d'un noyau non singulier *diminue* la surdensité attendue.

Quelle valeur faut-il adopter pour $b_{c,*}$? Plusieurs données observationnelles indépendantes suggèrent que la taille du noyau doit être très réduite : de l'ordre de $250 h^{-1}$ pc. Cette valeur

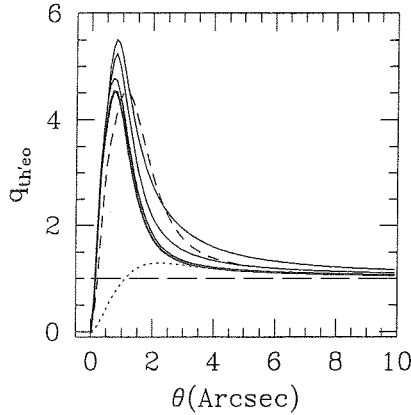


FIG. 5.4: Influence du rayon du noyau de cœur sur le profil radial différentiel de la surdensité des galaxies. Trait gras : profil de référence dans le modèle SIS ; traits fins : continus, de bas en haut : modèles SINS avec $b_{c,*} = 0, 2, 1$ et 2 kpc ; trait interrompu : modèle SIS avec $\sigma_{*,DM} = \sqrt{1,5}\sigma_*$; trait pointillé : modèle SIS après exclusion des images multiples. Valeurs par défaut des paramètres : éq. (5.7).

est corroborée par les contraintes obtenues par la statistique des images multiples (absence de triplets, Wallington & Narayan 1993), par l'étude de galaxies (Kochanek 1996a) et par des observations avec le HST du noyau des galaxies (Crane et al. 1993). La Fig. 5.4 montre qu'un noyau de taille raisonnable, compatible avec les observations, entraîne une modification négligeable du profil attendu de la surdensité des galaxies en fonction de la séparation angulaire. Ainsi donc, bien que la présence d'un noyau de taille suffisante puisse réconcilier les prédictions théoriques et les observations de surdensités élevées, une telle hypothèse serait en contradiction avec plusieurs autres observations. Cette constatation étant faite, nous utiliserons dans la suite de notre étude le modèle SIS pour estimer les surdensités théoriques.

Une autre renormalisation – controversée celle-là³ – concerne l'introduction d'un facteur $\sqrt{1,5}$ pour calculer la dispersion des vitesses dans le halo à partir de la dispersion des vitesses observée des étoiles (Turner et al. 1984). Le résultat est représenté par la courbe en trait interrompu de la Fig. 5.4 : le profil de surdensité est translaté horizontalement ($\theta \propto \sigma_*^2$). La surdensité maximale reste inchangée mais pour une séparation angulaire donnée (entre $1,5$ et $4''$), la surdensité attendue est accrue. Rappelons que la statistique des images multiples (Chapitre 4) ne favorise pas une telle renormalisation.

Enfin, il est crucial de réaliser que les surdensités les plus élevées ont lieu aux faibles séparations angulaires et qu'elles sont inmanquablement associées à des images multiples. La fréquence des associations étroites ($\sim 2''$) est donc comparable à celle des images multiples de quasars ($\lesssim 0,01$, voir Chapitre 4). Le profil en pointillé de la Fig. 5.4 montre la surdensité attendue dans le modèle SIS après l'élimination des associations avec images mul-

³Voir note au bas de la page 43 dans la Section 2.2.3.

tiples, c'est-à-dire des mirages gravitationnels proprement dits. En réalité, certaines images multiples peuvent passer inaperçues, leur flux étant noyé dans celui de la galaxie ou absorbé par cette dernière. Par conséquent, la courbe en trait gras est la surdensité *maximale* attendue.

5.3.3.3 Influence du phénomène de microlentille

Le paramètre d'impact d'une image de quasar formée à moins de $10''$ d'une galaxie située à $z = 0,5$ est inférieur à $35 h^{-1}$ kpc. Il est donc comparable à la taille de la galaxie ou de son halo. Suite à la structure éventuellement "granuleuse" du halo des galaxies (constitué d'étoiles et/ou d'objets compacts), l'image du quasar peut subir une amplification supplémentaire lors du passage d'un de ces microdéflecteurs sur la ligne de visée. Cette amplification supplémentaire serait à l'origine d'un renforcement du biais en amplification et donc du phénomène d'association entre quasars et galaxies.

Narayan (1989) a montré d'une manière élégante et qualitative que c'est effectivement ce qui se passe, mais l'accroissement de la surdensité théorique n'est pas suffisant pour expliquer les surdensités observées les plus importantes (par exemple Webster et al. 1988). En nous basant sur le formalisme développé à la Section 2.4, nous avons repris l'approche du problème directement en terme de séparations angulaires (au lieu de l'amplification) et pour le cas d'un échantillon incomplet de QSOs.

Pour incorporer le phénomène de microlentille dans le calcul de la surdensité des galaxies, il suffit de remplacer l'expression (5.4c) de la section efficace effective par la relation suivante :

$$\Sigma_{i,GL} = \frac{2\pi b_{o,i}(z)}{N_Q(b_q)} \int_x^{x+\Delta x} \frac{x dx}{A_M(x, x_c)} \int_{A_{M\mu,o}(x,x_c)}^{\infty} P(A_{M\mu}, x) N_Q(b_q + 2, 5 \log A_{tot}(A_{M\mu}, x)) dA_{M\mu} \quad (5.8a)$$

qui est obtenue grâce à l'équation (2.109b).

$A_M(x, x_c)$ est l'amplification due au macrodéflecteur (éq. (2.67) dans le cas général du modèle SINS), $A_{M\mu}$ est l'amplification due aux effets conjugués du phénomène de microlentille et de microlentille sur l'image n° 1 et A_{tot} est donnée par la somme sur toutes les images des amplifications individuelles :

$$A_{tot}(A_{M\mu}, x) = A_{M,\mu} + |A_M(x_2(x, x_c))| + |A_M(x_3(x, x_c))|. \quad (5.8b)$$

Enfin, $A_{M\mu,o}(x, x_c) = A_M(x, x_c)/2$ et la distribution de probabilité $P(A_{M\mu}, x)$ est donnée par la relation (2.115).

Afin de maximiser l'importance de l'effet microlentille, nous calculerons $P(A_{M\mu}, x)$ en supposant que toute la masse du halo est sous forme d'objets compacts.

Les profils de la surdensité avec et sans effet de microlentille sont présentés dans le cadre du modèle SIS sur le graphique de gauche de la Fig. 5.5. Il ressort que, grâce à la distribution de probabilité en $1/A_{M\mu}^3$ aux hautes amplifications, le phénomène de microlentille augmente

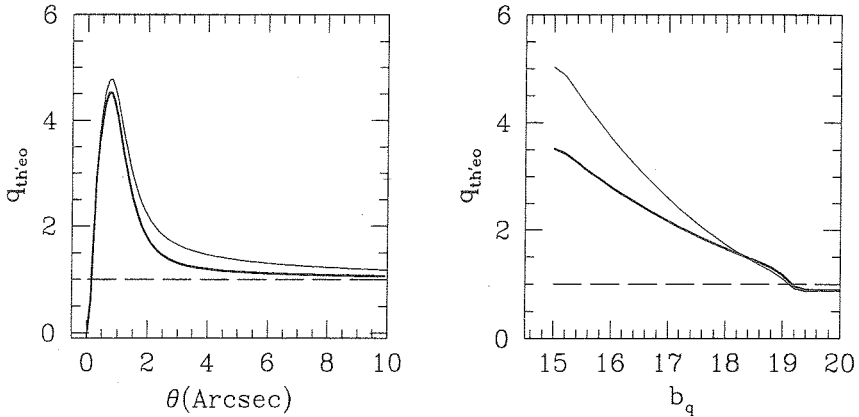


FIG. 5.5: Influence du phénomène de microlentille sur le profil radial de la surdensité (à gauche) et en fonction de la magnitude du quasar (à droite). Traits gras : modèle SIS de référence (sans microlentille); traits fins : modèle SIS où toute la matière est sous forme d'objets compacts (avec microlentille). Les paramètres constants ont les valeurs par défaut des relations (5.7).

la surdensité attendue des galaxies par un facteur à peu près constant jusque $\theta \sim 10''$. Cependant, ce facteur dépend fortement de la magnitude apparente du quasar (voir graphique de droite de la Fig. 5.5). Ainsi, l'existence même du phénomène de microlentille ne peut-elle être identifiée que dans un échantillon de quasars *très brillants*. Si tous les quasars observés sont plus brillants que $b_q \sim 16,5$, le phénomène de microlentille est capable d'augmenter la surdensité observée de plus de 50%; pour $b_q \gtrsim 18,5$ le biais en amplification n'est pas modifié, en raison du coude dans la distribution intrinsèque des quasars (éq. (2.90)). Dans nos échantillons, la magnitude apparente moyenne $\langle b_q \rangle$ des quasars se situe entre 17,5 et 18. À ces magnitudes, l'amplification supplémentaire induite par effet de microlentille augmente la surdensité attendue des galaxies de seulement 10% environ. Cela signifie en outre qu'il faudrait un très grand nombre d'observations pour décider si réellement le phénomène de microlentille a lieu ou non, c'est-à-dire si le halo des galaxies contient ou non de la matière sombre sous forme d'objets compacts.

Dans les comparaisons entre les observations et les prédictions, nous négligerons donc la faible contribution du phénomène de microlentille.

5.3.3.4 Influence de la corrélation galaxie-galaxie

Nous avons supposé, par hypothèse, que les galaxies sont *isolées* et uniformément et aléatoirement réparties dans l'espace (dans le système de coordonnées comobiles). Or, nous savons que les positions des galaxies sont corrélées : la chance d'observer une seconde galaxie dans le voisinage d'une galaxie donnée est supérieure à la chance d'observer une galaxie dans le voisinage d'un point du ciel choisi au hasard.

A priori, la corrélation galaxie-galaxie a deux conséquences : elle perturbe la distribution

des galaxies observées dans l'environnement angulaire des quasars et elle modifie le modèle théorique de lentille, dans la mesure où l'influence de la galaxie la plus proche de la galaxie-lentille est importante. Ainsi donc, la prise en compte du phénomène de corrélation doit être faite à la fois sur le plan observationnel et sur le plan de la modélisation, si l'on veut tenter de réconcilier les prédictions théoriques et les observations de surdensité de façon cohérente.

Du point de vue théorique, on peut montrer simplement que la corrélation entre les galaxies visibles ne modifie pas quantitativement le modèle de lentille individuelle. Il suffit de comparer la distance la plus probable entre deux galaxies (en tenant compte de la corrélation spatiale) et le rayon d'Einstein d'une galaxie individuelle typique. Recherchons dans ce but la distribution de probabilité pour la distance du plus proche voisin (PPV). Dans le cas d'une distribution spatiale uniforme ($\rho(r) = n_o$), la probabilité que le PPV se trouve à l'intérieur du cercle de rayon r ne dépend pas de la position du centre de ce cercle ; elle s'écrit (voir par exemple Thompson 1956) :

$$P_{PPV}(< r) = 1 - e^{-4/3\pi n_o r^3},$$

et la distribution radiale s'obtient par différentiation de la relation précédente :

$$P_{PPV,unif}(r) = 4\pi n_o r^2 e^{-4/3\pi n_o r^3}. \quad (5.9)$$

En présence d'une fonction de corrélation $\xi(r)$, la densité spatiale attendue des galaxies dans le voisinage d'une autre galaxie s'écrit $\rho(r) = n_o(1 + \xi(r))$. La fonction $\xi(r)$ mesure l'écart local à l'uniformité. La distribution de probabilité de la distance du plus proche voisin,

$$P_{PPV}(r) = 4\pi \rho(r) r^2 e^{-4\pi \int_0^r \rho(r') r'^2 dr'},$$

s'explique de la manière suivante :

$$P_{PPV,correl}(r) = P_{PPV,unif}(r) f(r), \quad (5.10a)$$

où :

$$f(r) = (1 + \xi(r)) e^{-4\pi n_o \int_0^r \xi(r') r'^2 dr'} = \left(1 + \left(\frac{r_o}{r}\right)^{1,8}\right) e^{-\frac{4\pi}{1,2} n_o r_o^{1,8} r^{1,2}}. \quad (5.10b)$$

La dernière identité est calculée à l'aide de la relation observée $\xi(r) = \left(\frac{r_o}{r}\right)^{1,8}$, $r_o = 4h^{-1}$ Mpc (Groth & Peebles 1977). En toute rigueur, cette loi n'est plus valable pour $r \rightarrow 0$, mais le résultat obtenu est conservateur dans le sens où l'on montre que l'effet reste faible malgré que l'on surestime la corrélation.

Les distributions de probabilité de la distance au PPV avec et sans effet de corrélation sont représentées à la Fig. 5.6, pour $n_o = 0,01h^3 \text{ Mpc}^{-3}$. La distance moyenne du PPV est de $730 h^{-1} \text{ kpc}$ et la plus probable est de $200h^{-1} \text{ kpc}$. Cette dernière vaut environ 40 fois le rayon d'Einstein d'une galaxie elliptique de luminosité L_* ($b_o \simeq 5h^{-1} \text{ kpc}$). Il s'ensuit que dans le modèle SIS, un rayon lumineux typique passant à $3b_o$ de la galaxie principale subit une amplification supplémentaire de la part du PPV de 3% à peine. Ce résultat est identique

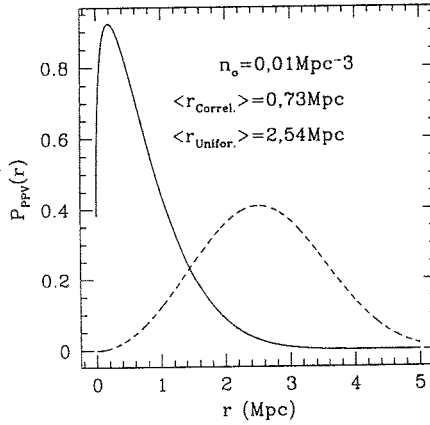


FIG. 5.6: Distributions de probabilité de la distance du plus proche voisin, avec (trait continu) et sans (trait interrompu) effet de corrélation.

à celui obtenu par Wu et al. (1996) au terme de simulations modélisant le déflecteur par une sphère isotherme singulière (SIS) et un plan de matière dû à la contribution du PPV (en négligeant les effets du cisaillement associé).

Une autre ligne d'arguments permet d'affirmer que l'effet de la corrélation est négligeable et que le modèle de galaxies individuelles est une très bonne approximation dans le calcul de la surdensité des galaxies. La quantité de matière associée au PPV doit être suffisamment petite pour ne pas perturber la séparation angulaire moyenne des images multiples, qui est observée en accord avec les prédictions du modèle SIS (Surdej et al. 1993a, Claeskens et al. 1996b, Chapitre 4). Or une augmentation de 30% de la surdensité provoquée par le PPV induirait également une augmentation de 12% de la séparation angulaire entre les images.

Du point de vue observationnel, l'effet de corrélation (200 kpc = quelques dizaines d'arc-secondes) se double de la tendance des galaxies au "clustering" c'est-à-dire à former de petits groupes avec de faibles séparations angulaires (quelques secondes d'arc). Il n'y a pas de test statistique évident qui permette de quantifier l'importance de ces phénomènes dans nos échantillons et de séparer l'effet d'amas et les projections aléatoires. La raison en est que les échantillons sont peu profonds et la taille des champs CCD est réduite (quelques arcmin carrés). Le nombre relatif de galaxies varie fortement d'un champ à l'autre et les effets de bord sont importants. Ainsi donc, la corrélation entre les galaxies aux très faibles séparations angulaires affecte les comptages ; c'est une source de bruit qui contamine le nombre de galaxies mesuré dans le voisinage des quasars.

5.4 Le nombre minimum d'observations nécessaires

Nous utiliserons dans cette section le modèle de lentille SIS constitué seulement de gaz et de poussière (pas d'objets compacts), puisque les influences du noyau de cœur et de l'effet microlentille se sont révélées négligeables.

5.4.1 Introduction

Nous avons vu à la fin de la Section 5.3.3 que la surdensité maximale est attendue pour des galaxies brillantes, situées à quelques secondes d'arc des HLQs. Ces quasars sont distants et brillants : la longue ligne de visée et le biais important en amplification maximisent les chances d'observer des mirages gravitationnels, et donc des galaxies à grande proximité angulaire. Cependant, les galaxies brillantes dans un voisinage angulaire restreint sont très rares. Dès lors, la détectabilité de la surdensité des galaxies en association avec les quasars résulte de la compétition statistique entre l'ampleur de la surdensité et le petit nombre des associations observées.

Dans ce contexte, quelle stratégie observationnelle faut-il suivre ? Celle qui permet de détecter le phénomène de surdensité de façon statistiquement *significative* à partir du nombre le plus petit possible d'observations. Cette minimisation fournit en effet un compromis sur la magnitude limite de détection des galaxies et sur la taille optimale de la zone de recherche autour des HLQs. Le nombre minimum d'observations est imposé par l'amplitude maximale des barres d'erreur observationnelles attendues, ou, autrement dit, par le rapport signal-sur-bruit souhaitable dans la détection de la surdensité.

5.4.2 Procédure

Soit un échantillon représentatif de HLQs de redshift $z_s = 2$ et de magnitude $b_q = 17$ (c'est-à-dire $M_V \simeq -29$). Pour chaque valeur de la magnitude limite de détection des galaxies (m_{lim}) et pour chaque valeur du rayon du voisinage circulaire autour des HLQs (dans lequel on recherche les associations), on calcule au moyen de simulations Monte-Carlo le nombre de HLQs qu'il faut observer pour détecter la surdensité des galaxies avec une confiance statistique de 1σ . Les simulations sont basées sur les paramètres des fonctions de luminosité de Schechter de la Table 5.2 et sur les prédictions en fonction de θ et de m_{lim} du modèle de lentille SIS (éq. (5.6a)). Ces simulations permettent de générer typiquement 10000 champs de galaxies centrés sur un HLQ et par conséquent affectés du phénomène de lentille gravitationnelle. La surdensité dans le cercle de rayon angulaire θ et centré sur le HLQ est obtenue par le rapport entre le nombre observé de galaxies dans ce cercle et le nombre attendu. Le nombre attendu est estimé à partir du nombre total de galaxies détectées sur l'ensemble des champs après l'exclusion du cercle intérieur de $10''$. Cette normalisation est donc elle-même entachée d'un bruit poissonnien. Les simulations sont répétées 500 fois dans les bandes passantes R et K' ($2,2\mu\text{m}$), pour des champs circulaires de tailles comparables à celles des champs observés à l'aide des détecteurs actuels (soit un rayon de $60''$ en R et de $20''$ en K'). Les résultats sont présentés à la Fig. 5.7.

5.4.3 Analyse

Comparaison avec une étude de Schneider (1989)

Les résultats sont beaucoup moins optimistes que ceux annoncés par Schneider (1989). En effet, environ 150 HLQs de magnitude absolue $M_V \sim -29$ doivent être observés en bande R avec un magnitude limite $m_{lim} = 23$ pour détecter la signature du phénomène de lentille. Une détection réellement significative à 3σ réclamerait un échantillon encore 9 fois plus grand environ, c'est-à-dire plus grand que le nombre actuellement connu de HLQs.

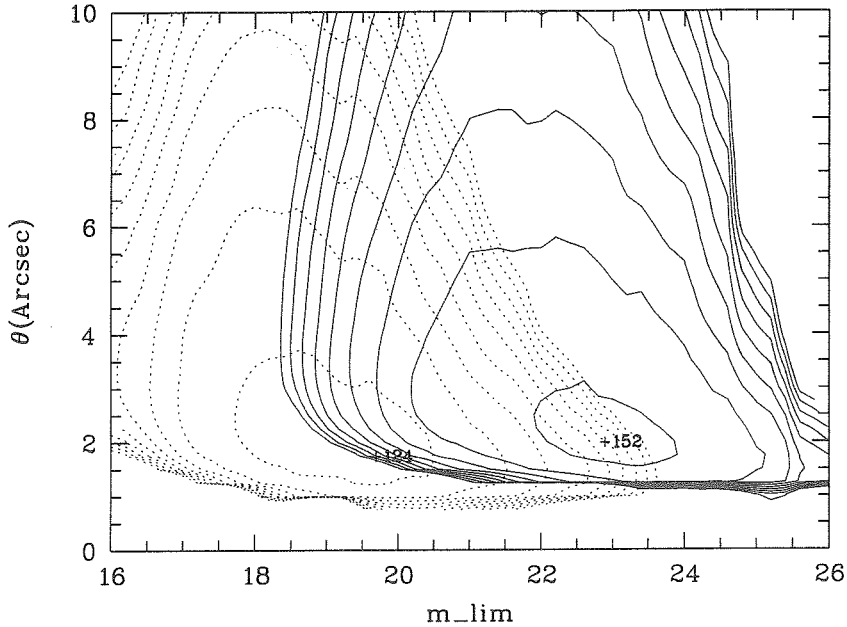


FIG. 5.7: Nombre minimum d'observations de HLQs ($M_V \sim -29$) pour détecter la surdensité de galaxies avec un degré de confiance de 1σ dans la bande R (traits continus) et dans la bande K' (traits interrompus). Premiers contours à $N_{min} + 50$, puis incrément de 100 entre deux contours successifs.

Quoique nous ayons négligé l'effet microlentille qui a tendance à rendre (légèrement) plus facile la détection de la surdensité, nous pensons que nos prédictions sont plus réalistes que celles faites par Schneider, pour les raisons suivantes :

1. Nous avons tenu compte de l'effet polluant des galaxies peu massives sur les comptages : toutes les galaxies détectées ne sont pas des lentilles gravitationnelles efficaces. Dans l'article de Schneider, toutes les galaxies sont des elliptiques ($\phi_* = 0,03 h^3 \text{Mpc}^{-3}$, $\sigma_* = 250 \text{ km/s}$) ; elles sont 4,5 fois plus efficaces que l'ensemble des galaxies considéré dans notre travail et présenté aux Tables 5.2 et 5.3 (l'efficacité étant évaluée par la grandeur $\sum_i \phi_{*,i} \sigma_{*,i}^4$ (cfr. éq. (2.103b))).
2. La correction-K avec évolution en luminosité dans un filtre donné contribue à sélectionner les galaxies détectables en fonction du redshift. Les galaxies elliptiques souffrent plus que les galaxies spirales de la correction-K évolutive dans les bandes B et R , mais l'inverse est vrai dans la bande K' . Schneider ne tient pas compte de la bande spectrale dans laquelle on observe les associations QSO-galaxies.
3. Le bruit statistique supplémentaire introduit par la normalisation est automatiquement inclus dans nos simulations ; il contribue à l'élargissement des barres d'erreur attendues.
4. La fonction de comptage des quasars sur le ciel, $N_q(b_q)$, retenue par Schneider est

plus pentue que celle utilisée dans notre travail ($\alpha = 1,04$ et $\beta = 0,4$ au lieu des valeurs 0,86 et 0,28 respectivement (voir (2.90)), d'où une augmentation du biais en amplification et un nouveau renforcement de l'effet de lentille gravitationnelle attendu.

Signalons que le nombre minimum d'observations illustré à la Fig. 5.7 est une borne inférieure car les simulations n'incluent pas l'influence du phénomène d'amas qui contamine les observations ni l'incomplétude des échantillons du point de vue des comptages de galaxies (influence de la longueur focale du télescope, de la méthode de réduction des images et de classification des objets,...). Dans la mesure où l'incomplétude ne dépend pas de la position de la galaxie, la surdensité moyenne mesurée est inchangée, mais le nombre plus réduit d'associations réellement observées nécessite un échantillon plus grand.

Conséquences observationnelles

Tous les échantillons de quasars pour lesquels la recherche d'associations a été poursuivie contiennent beaucoup moins d'objets que le nombre minimum statistiquement requis, exception faite de l'échantillon de Webster & Hewett (voir Table 5.1). À notre avis, il s'agit là de la raison principale de la dispersion des résultats observationnels publiés. Quant au résultat annoncé par Webster & Hewett, nous en reparlerons dans le cadre de la discussion présentée à la Section 5.5.

On savait déjà que la détection *significative* d'une surdensité de *quasars* dans le voisinage de galaxies requiert un vaste échantillon de plus de 10 000 galaxies (voir par exemple Schneider 1987c). Dans le cas contraire, lorsque la sélection s'opère sur les quasar-sources, l'échantillon peut être environ 6 fois plus petit. Cela provient du beaucoup plus grand nombre de galaxies que de quasars par degré carré sur le ciel. Cependant, le nombre de HLQs est modéré, si bien que surgit à nouveau une difficulté pratique qui limite les possibilités de mettre en évidence le phénomène d'association sans ambiguïté.

Le minimum d'observations a lieu dans un régime de séparations angulaires typique de celui de la *formation d'images multiples*. Les échantillons orientés vers la recherche de mirages gravitationnels sont donc les meilleurs pour investiguer la problématique des associations QSO-galaxies. Cela corrobore la remarque faite dans l'analyse de la Fig. 5.4.

La présence de contours fermés à la Fig. 5.7 trahit la compétition entre l'importance de la surdensité et le nombre absolu d'associations détectables dans l'échantillon. On remarque par exemple que 300 observations sont nécessaires pour révéler (à 1σ) la surdensité des galaxies à moins de $3''$ des HLQs, soit pour $R_{lim} = 21,5$ ou soit pour $R_{lim} = 24$. Les galaxies faibles ajoutent autant de bruit que de signal ! Il n'est donc pas judicieux de réaliser des images CCD trop profondes, puisque leur obtention consomme plus de temps de télescope.

Bande K' versus bande R

D'emblée, la Fig. 5.7 montre que les observations en bande *K'* sont beaucoup plus adéquates pour mettre en relief le phénomène de surdensité : non seulement leur nombre minimum requis est moindre, mais la profondeur souhaitable de l'échantillon en bande *K'* est inférieure de 3 magnitudes à celle imposée en bande *R*. Cet état de fait trouve son origine dans les couleurs des galaxies et dans les corrections-K qui favorisent la détection des galaxies massives situées à haut redshift (les lentilles potentielles) par rapport à celle des ga-

laxies locales peu lumineuses (sources de contamination des comptages). Malheureusement, cet avantage théorique de la bande K' n'est pas conservé au télescope ! En effet, à cause du très haut niveau d'intensité du ciel et du fond thermique dans le proche infra-rouge de la bande K' , le temps d'intégration pour atteindre une magnitude donnée est nettement plus important que dans la bande R . À l'aide de nos observations réalisées avec le télescope de 2,2 m de l'ESO/MPI dans la bande K' avec la caméra infra-rouge IRAC2-b et dans la bande R avec une caméra CCD, nous avons estimé que le temps de télescope est environ 3 fois plus long pour atteindre $K' = 19$ plutôt que $R = 23$ (pour un même rapport signal-sur-bruit et une même résolution angulaire). Dans le même ordre d'idées, il apparaît plus efficace de poser moins longtemps et d'observer plus de quasars (dans la limite du nombre disponible de quasars et de la perte de temps entre 2 pointages successifs du télescope).

Conclusions

Le phénomène d'association QSO-galaxies est détectable à 3σ de la manière la plus efficace au moyen d'un échantillon d'environ 1500 HLQs observés en bande R^4 . Les galaxies doivent être comptées jusque $R_{lim} = 23$, et dans un voisinage de $2 - 3''$ des HLQs, ce qui implique l'utilisation de méthodes de déconvolution ou de soustraction de PSFs.

5.5 Observations et résultats

Dans cette section, nous présentons l'analyse de trois échantillons de HLQs (E1, E2 & E3) ainsi que de leur union U , dans le but de détecter un éventuel excès de galaxies dans le voisinage angulaire des QSOs. Nous avons sélectionné ces trois échantillons de quasars lumineux de manière à minimiser l'existence de biais morphologiques en leur sein. Leur union totalise 219 objets différents. Pour une plus ample description du processus de sélection, des instrumentations utilisées et des caractéristiques moyennes des HLQs, nous renvoyons le lecteur intéressé au Chapitre 3 (Section 3.3 et Table 3.8). Il suffit de rappeler ici que E1 est constitué de 87 HLQs, observés en bande R avec le NTT, E2 de 73 HLQs imagés en bande R avec le télescope de 2,2m ESO/MPI et E3 de 83 HLQs observés en bande K' , également avec le télescope de 2,2m ESO/MPI.

Nous décrivons tout d'abord l'analyse d'images réalisée afin de détecter et de compter les galaxies ; nous présentons ensuite les résultats et, finalement, nous les comparons à l'ensemble des résultats publiés et aux prédictions théoriques.

5.5.1 Analyse d'images

Comptages des galaxies

La détection et les comptages de galaxies sur les champs individuels forment évidemment une étape cruciale dans la mise en évidence du phénomène d'association. Ces opérations doivent être menées le plus proprement et le plus objectivement possible. Les algorithmes

⁴Les autres bandes spectrales optiques sont également moins efficaces que la bande R , à cause de la courbe de réponse des détecteurs CCDs ; en outre dans la bande B , les faibles galaxies bleues contaminent davantage les comptages.

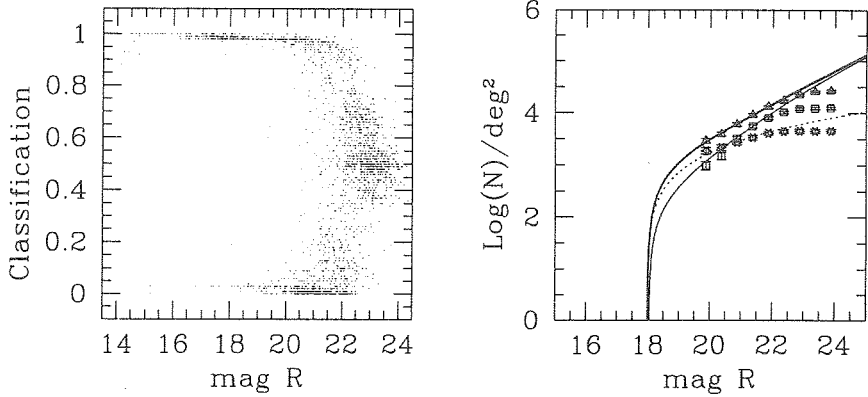


FIG. 5.8: Estimation de la magnitude limite pour l'échantillon E1. À gauche : estimateur de la classification étoile(1)/galaxie(0) en fonction de la magnitude pour chacune des détections ; à droite : comptages observés des galaxies (symbole de carré), des étoiles (symbole d'étoile) et de leur somme (symbole de triangle) et comptages attendus (trait continu fin (Pozzetti et al. 1996), trait interrompu (Bahcall & Soneira 1980, pour une latitude galactique de 70°) et trait continu gras, respectivement).

de recherche et de classification automatiques sont systématiques, mais de mauvaises classifications peuvent avoir lieu, spécialement aux faibles rapports signal-sur-bruit (S/N). La reconnaissance visuelle est efficace pour identifier des objets faibles, mais elle est tributaire de biais subjectifs et d'a priori. Nous avons combiné les deux approches en vérifiant visuellement la détection et l'identification des sources faibles produites par le programme "SExtractor".

"SExtractor" est un programme d'extraction de sources développé par Bertin et Arnouts (1996). Il a été spécialement conçu pour détecter et réaliser la photométrie de sources non stellaires. La classification des objets en étoiles ou en galaxies est décidée par une technique appelée "réseau de neurones". À chaque objet est associé un estimateur continu, compris entre 1 (étoile) et 0 (galaxie). Les valeurs qui se rapprochent de 0,5 correspondent à des classifications erronées ou incertaines. Dans ces situations, une inspection visuelle permet éventuellement de trancher, particulièrement dans le cas d'objets faibles et étendus ; dans la bande K' , les galaxies sont plus compactes et les vérifications visuelles n'améliorent pas la classification automatique.

Ainsi donc, pour chaque image de chaque échantillon, après avoir éliminé une bande de 10 pixels sur les bords du champ CCD pour éviter de biaiser contre la détection d'objets étendus, un catalogue d'objets est dressé par "SExtractor".

Magnitudes limites

L'évaluation de la magnitude limite atteinte dans chaque échantillon est également critique. Tout d'abord, il s'agit d'un paramètre du modèle théorique servant à prédire la surdensité attendue ; ensuite, il est important d'obtenir des comptages complets pour comparer le nombre de galaxies observées près des quasars et le nombre total détecté sur l'ensemble des

TAB. 5.4: Magnitudes limites de détection des galaxies dans les 3 échantillons de HLQs. Pour plus d'informations sur les HLQs, voir Table 3.8 (Chapitre 3).

Echantillon	N_{Obs}	m_{lim}
E1	87	$R \sim 22$
E2	73	$R \sim 21,5$
E3	83	$K' \sim 17,5$
U	219	-

champs.

Des conditions photométriques régnaient lors des observations des échantillons E2 et E3, de même que pour l'échantillon E1 (dans ce dernier cas, les conditions météorologiques prévalant lors des observations purent être retrouvées grâce aux archives du télescope Suisse à La Silla; communication privée de M. Burnet). Des calibrations photométriques furent faites chaque nuit à l'aide d'étoiles standards (Graham 1982 et Landolt 1992 pour la bande R , et Van der Bliik et al. 1996 pour la bande K'). Les points zéro sont stables pendant la durée des campagnes individuelles d'observations. Une fois le point zéro corrigé des effets de l'extinction atmosphérique, "SExtractor" fournit la magnitude des objets détectés sur le champ du CCD. Il s'agit de "magnitudes d'ouvertures", adaptées à des objets étendus. Le premier moment du flux est calculé sur une ouverture elliptique, automatiquement estimée à partir des paramètres de forme de la galaxie. À partir du premier moment, la magnitude totale peut être obtenue (Kron 1980).

Les magnitudes limites peuvent être estimées de plusieurs façons. Cependant, la limite la plus forte est imposée par notre capacité à distinguer les galaxies des étoiles. Pour identifier cette limite au sein d'un échantillon donné et bénéficier d'un meilleur rapport S/N, nous avons fusionné tous les catalogues des champs individuels dudit échantillon en un "super-catalogue". Cette opération est licite dans le sens où les observations sont homogènes en termes du temps d'exposition et du seeing au sein d'un même échantillon. La magnitude limite au sens défini plus haut peut ensuite être estimée de deux manières différentes : i) soit par la magnitude à laquelle le lieu des étoiles et celui des galaxies se confondent sur un graphique représentant l'estimateur étoile/galaxie en fonction de la magnitude ; ii) soit en comparant les comptages observés en fonction de la magnitude avec les comptages empiriques (par exemple Pozzetti et al. (1996) pour les galaxies et Bahcall & Soneira (1980) pour les étoiles de la Voie Lactée). Comme l'illustre la Fig. 5.8 dans le cas de E1, les 2 méthodes fournissent des résultats comparables. Les magnitudes limites présentées dans la Table 5.4 correspondent à des comptages de galaxies complets à 90% environ par rapport aux comptages attendus. L'erreur sur les magnitudes limites est estimée à environ 0,5 magnitude.

Afin d'éviter de biaiser les observations, il est essentiel dans l'analyse qui suit de rejeter tous les objets plus faibles que la magnitude limite de l'échantillon parent.

Soustractions de PSFs

Comme cela a déjà été souligné aux Chapitres 3 et 4, la soustraction de la fonction d'étalement du point (Point Spread Function, ou PSF en anglais) permet d'améliorer la détection d'objets faibles situés très près (≤ 2 FWHM) d'une source ponctuelle, comme

c'est le cas pour les galaxies proches des quasars. En outre, la photométrie d'objets étendus superposés aux quasars (et plus faibles que ceux-ci de 2 mag. au maximum) reste possible (voir Fig. 3.7). Cette technique ne fonctionne bien que pour des images correctement échantillonnées (typiquement $\text{FWHM} \geq 3$ pixels), et si une PSF numérique peut être définie à partir d'étoiles brillantes mais non saturées présentes dans le champ. Pour ces raisons, seules 63 images de l'échantillon E2 ont pu être analysées par soustraction de PSF⁵. Le programme utilisé a été développé par Remy (1997).

Quant aux échantillons E1 et E3, ils ont été inspectés visuellement afin de rechercher des objets très proches des QSOs et qui auraient échappé à la détection de SExtractor. À cause de la pauvre dynamique résultante (voir Fig. 3.7), des galaxies plus faibles que $R \sim 20$ dans E1 ne peuvent pas être détectées à moins de $2''$ des QSOs. Les comptages à $R_{lim} = 22$ ne peuvent donc pas être effectués en deçà de $2''$. Dans l'échantillon E3, nous avons redécouvert de la sorte la galaxie lentille responsable du dédoublement de l'image du quasar HE1104-1805 (Remy et al. 1998).

5.5.2 Résultats observationnels

Surdensités

Dans cette section, nous présentons les résultats observationnels dérivés de l'analyse des trois échantillons E1-E3 et de l'échantillon combiné U. La Fig. 5.9 compare les surdensités observées aux prédictions théoriques.

La surdensité observée à l'intérieur d'un cercle centré sur les HLQs est estimée en divisant le nombre de galaxies détectées dans ce cercle au sein de l'échantillon par le nombre attendu de galaxies ; celui-ci est obtenu à l'aide du comptage global des galaxies, réalisé sur l'ensemble des champs à l'exclusion des cercles de $10''$ de rayon centrés sur les QSOs (où la surdensité attendue est élevée). Seules les galaxies dont la magnitude est inférieure ou égale à m_{lim} sont prises en compte.

Les courbes théoriques et leurs barres d'erreur ont été calculées pour chaque échantillon à partir de la moyenne et de la dispersion à 1σ de 1000 simulations Monte-Carlo. Pour chaque simulation, un nombre aléatoire de galaxies est généré suivant une distribution de Poisson, dont la valeur moyenne coïncide avec le nombre observé dans l'échantillon⁶. Ces galaxies sont ensuite réparties au hasard, selon le profil de surdensité théorique calculé pour l'échantillon. Ce profil théorique est calculé en généralisant la formule (5.6a) à tout l'échantillon :

$$q_{\text{échant}}(\theta, \Delta\theta) = \frac{\sum_{n=1}^{N_{\text{obs}}} \sum_{i=1}^4 \int_0^{z_{sn}} \int_{\mathcal{L}_{i,inf}}^{\infty} q_i(z_{sn}, b_{qn}; z, \mathcal{L}, \theta, \Delta\theta) \mathcal{N}_i(z, \mathcal{L}) d\mathcal{L} dz}{\sum_{n=1}^{N_{\text{obs}}} \sum_{i=1}^4 \int_0^{z_{sn}} \int_{\mathcal{L}_{i,inf}}^{\infty} \mathcal{N}_i(z, \mathcal{L}) d\mathcal{L} dz}. \quad (5.11)$$

Enfin, le champ ainsi simulé est traité de la même manière que les observations pour estimer la surdensité.

⁵À cette occasion, J03.13 s'est révélé être un candidat mirage gravitationnel ; une galaxie de magnitude $R = 22$ a été détectée à $2,2''$ du QSO B30.05 et une autre superposée au quasar HE1122-1648.

⁶Le nombre absolu de galaxies prévu à l'aide de notre modèle est en accord avec le nombre observé. Cela signifie que la description des galaxies est cohérente et que le choix des paramètres de Schechter, des couleurs des galaxies et l'estimation des magnitudes limites sont réalistes.

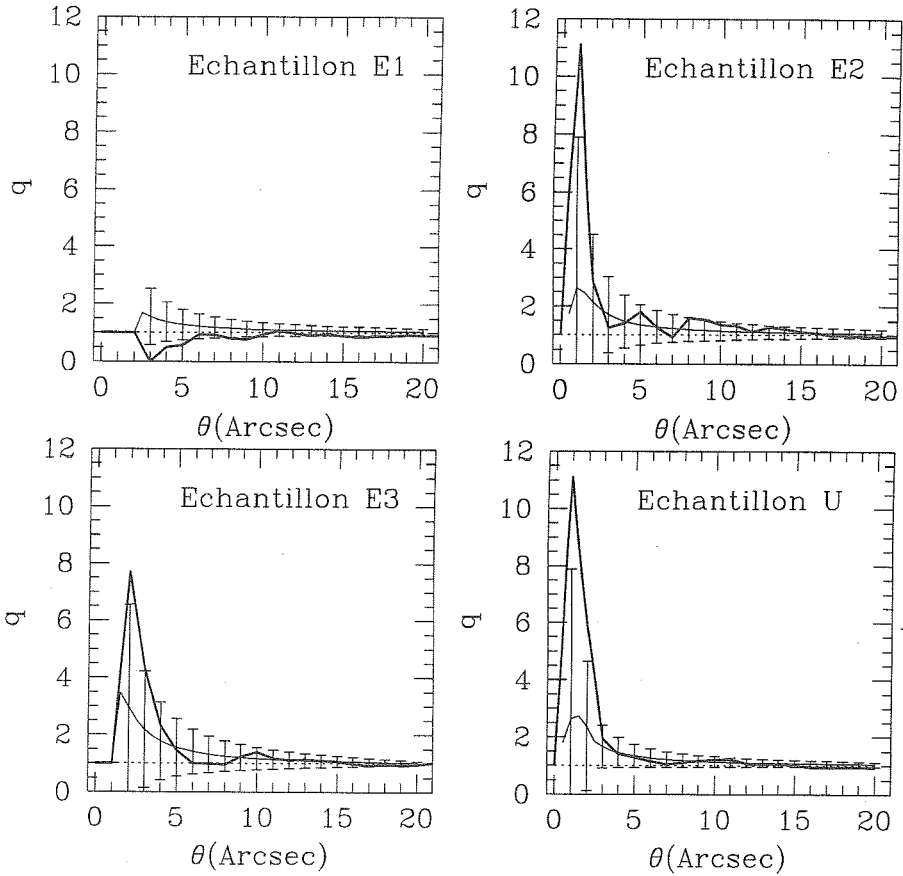


FIG. 5.9: Surdensités à l'intérieur d'un cercle de θ arcsec, $q(\leq \theta)$, pour les échantillons de HLQs E1-E3 et U. Traits gras : observations; traits fins et barres d'erreur à 1σ : résultats de 1000 simulations Monte-Carlo réalisées avec le modèle SIS et pour les magnitudes limites de la Table 5.4; traits pointillés : modèle uniforme, pour lequel les barres d'erreur sont comparables à celles du modèle SIS.

Les barres d'erreur théoriques de la Fig. 5.9 résultent uniquement du bruit poissonnien affectant la distribution des galaxies. Ni le phénomène d'amas, ni l'incertitude sur les paramètres du modèle ne sont pris en compte. Les barres d'erreur présentées sont une estimation minimale des barres d'erreur réelles.

Il faut remarquer également que les associations sont considérées à l'intérieur des cercles centrés sur les HLQs et non dans des anneaux ou des couronnes. Les barres d'erreur présentées à la Fig. 5.9 ne sont donc *pas* mutuellement indépendantes.

Aucune surdensité anormale *significative* n'est visible sur la Fig. 5.9. En effet, le signal

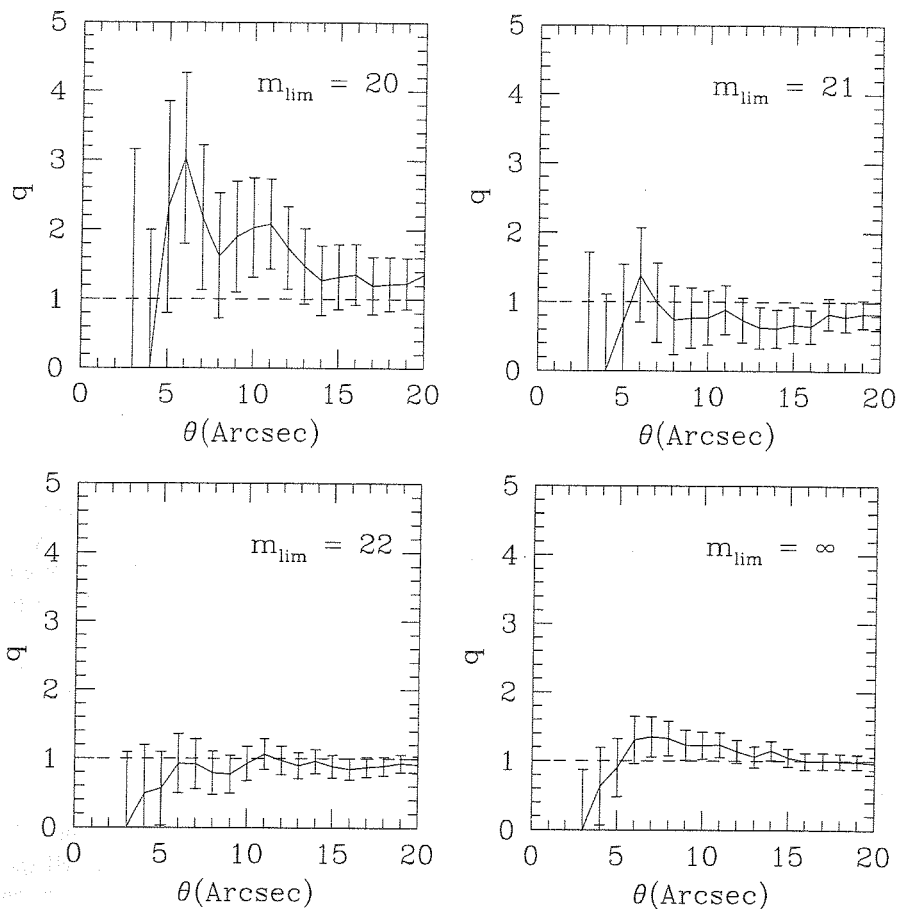


FIG. 5.10: Surdensités observées dans l'échantillon E1 à l'intérieur de θ et pour différentes valeurs de la magnitude limite m_{lim} . Les barres d'erreur sont définies par $\sigma = \sqrt{1/N_{unif}}$ où N_{unif} est le nombre calculé en distribuant uniformément les galaxies détectées.

observé ne dévie jamais de plus de 2σ de la courbe théorique. Il faut signaler également que le pic élevé de surdensité dans l'échantillon E2 est dû à une seule galaxie... Quant à l'échantillon U, les possibilités réduites de soustraire des PSFs imposent sa constitution en fonction de θ : 63 HLQs extraits de E2 pour $\theta \leq 1''$, 93 HLQs extraits de E2+E3 pour $1'' \leq \theta \leq 2''$ et 219 HLQs de E1+E2+E3 pour $\theta > 2''$.

Nous avons également appliqué quelques tests statistiques afin de vérifier l'éventuel désaccord des données avec l'hypothèse d'uniformité. Aucun de ces tests n'a révélé un comportement significativement différent de celui attendu lorsque les galaxies sont distribuées uniformément. L'insensibilité du test de Kolmogorov-Smirnov est prévisible dans la mesure où ce test n'est pas bien adapté au type de fluctuations attendues (qui sont relatives plutôt qu'ab-

solues). Le test développé par Thomas et al. (1995) et basé sur la statistique du plus proche voisin n'est guère plus concluant en raison des petits nombres mis en jeu. Enfin, à l'instar de l'étude de Van Drom et al. (1993), le test de Student a été appliqué afin de comparer le nombre moyen de galaxies dans un anneau ($3'' \leq \theta \leq 13,7''$) centré sur les HLQs et dans un même anneau centré sur un point distant du champ, choisi aléatoirement. Le résultat reste négatif, quelles que soient la taille de l'anneau, la valeur de la magnitude limite ou encore la méthode de sélection des galaxies (automatique ou assistée visuellement)⁷. En guise d'illustration, la Fig. 5.10 montre les variations de la surdensité observée dans l'échantillon E1, pour différentes valeurs de la magnitude limite (les barres d'erreur valent $\sqrt{1/N_{unif}}$ où N_{unif} est le nombre calculé en distribuant uniformément les galaxies détectées). L'identification des galaxies a été assistée visuellement. Aucun changement significatif ne s'opère si l'on fait appel à la classification purement automatique de SExtractor. Dans aucun cas nous ne détectons de surdensité statistiquement significative. Une sélection renforcée des HLQs selon leur flux optique ou radio ne change pas le verdict; seules les barres d'erreur sont accrues en raison du nombre d'objets plus limité encore.

En résumé, nos nouvelles observations, basées sur 3 échantillons aussi peu contaminés que possible par des biais morphologiques, sont statistiquement compatibles avec l'hypothèse de lentille gravitationnelle. La taille modérée des échantillons est en effet à l'origine de grandes barres d'erreur. Vu la faible *différence* entre les nombres absolus de galaxies prévus avec et sans effet lentille, ces barres d'erreur sont comparables sous les deux hypothèses. Statistiquement, il n'est en fait pas possible de distinguer la distribution observée des galaxies d'une distribution aléatoire uniforme ou d'une distribution induite par le phénomène de lentille gravitationnelle.

Galaxies en association

Dans l'échantillon combiné U, 56 galaxies distinctes sont détectées à moins de $10''$ d'un HLQ (voir Table 5.5). En principe, l'étude comparée de ces galaxies et de ces HLQs avec l'ensemble des galaxies et des HLQs de l'échantillon peut révéler les signatures du phénomène de lentille gravitationnelle. Les résultats sont les suivants :

- la magnitude moyenne de ces galaxies en association n'est pas significativement différente de celle des galaxies de champ; on s'attendrait à ce qu'elle soit plus faible.
- Dans les échantillons optiques (E1 et E2), les HLQs associés aux galaxies sont intrinsèquement plus brillants d'environ 0,25 mag que la moyenne. Cette tendance est attendue par effet de lentille, mais n'est pas significative au vu de la dispersion interne des magnitudes absolues ($\sigma = 0,8$ mag). De plus, cette tendance est inversée dans l'échantillon infra-rouge E3.
- Dans l'échantillon E1, 31 galaxies se trouvent en association avec seulement 19 HLQs différents. Ce comportement, bien visible à partir de la Table 5.5, trahit le phénomène d'amas. Ce dernier ne peut être corrigé dans les données. L'effet n'est pas visible à la Fig. 5.9 car la moitié des galaxies possède une magnitude plus faible que m_{lim} .

En résumé, l'analyse des galaxies en association souffre également de la statistique des

⁷Des résultats statistiques significatifs doivent être stables lorsque les paramètres de l'analyse sont légèrement variés. Notre nouvelle analyse de E1 comparée à celle de Van Drom et al. (1993) prouve que les résultats sont instables et donc peu significatifs.

petits nombres et ne révèle pas de véritable signature de lentille. Cependant, les QSOs à proximité desquels se trouvent les galaxies constituent un bon sous-échantillon au sein duquel l'effet microlentille pourrait être étudié spectroscopiquement.

TAB. 5.5: Associations QSO-galaxies identifiées à moins de $10''$ dans les échantillons E1-E3. La magnitude des galaxies est en bande R pour E1 et E2 et en bande K' pour E3.

HLQs	z_s	b_g	M_V	$\Delta\theta('')$	m_{gal}
E1					
PK S 2126-15	3,266	17,00	-28,8	9,18	21,51
PK S 2126-15	3,266	17,00	-28,8	7,63	22,77
PK S 2126-15	3,266	17,00	-28,8	3,43	22,23
PK S 2126-15	3,266	17,00	-28,8	5,74	20,71
Q 2204-408	3,155	17,57	-28,3	8,08	19,20
Q 2204-408	3,155	17,57	-28,3	6,92	22,86
PK S 2212-299	2,706	17,44	-28,5	6,39	22,86
PK S 2212-299	2,706	17,44	-28,5	7,47	23,00
*Q 0002-422	2,758	17,21	-28,8	8,11	22,54
*UM 148	2,993	17,90	-28,3	8,62	21,89
*UM 148	2,993	17,90	-28,3	9,13	21,80
*Q 0453-423	2,661	17,06	-28,8	6,52	22,34
*PB 7348	1,330	17,50	-27,1	3,33	21,48
*PB 7348	1,330	17,50	-27,1	5,96	22,28
PK S 1311-270	2,199	17,43	-28,1	4,19	19,38
PK S 0125-41	1,099	17,25	-26,9	5,67	22,70
PK S 0244-128	2,201	18,40	-27,0	5,89	22,68
PK S 0244-128	2,201	18,40	-27,0	4,69	22,39
PG 1522+101	1,324	16,20	-28,4	5,44	18,07
PG 1522+101	1,324	16,20	-28,4	9,72	19,24
*Q 0057-3550	1,587	17,87	-27,1	8,65	22,85
*01 01-353	2,200	17,30	-28,1	6,35	21,50
*01 01-353	2,200	17,30	-28,1	6,50	21,75
UM 18	1,900	16,21	-29,1	5,74	21,83
*UM 232	2,125	17,70	-27,9	4,36	22,66
*UM 249	1,468	18,10	-26,7	7,43	21,23
*UM 249	1,468	18,10	-26,7	7,86	22,10
*UM 45	1,982	18,40	-27,1	9,20	21,83
4C 09.01	1,909	17,70	-27,7	9,73	22,26
*Q 22409-3702	1,820	17,20	-28,1	7,47	22,03
*Q 22409-3702	1,820	17,20	-28,1	9,33	21,69
E2					
*B30.05	2,810	18,00	-28,1	2,20	22,00
*HE 0940-1050	3,054	16,60	-29,4	7,21	20,70

Suite page suivante...

...suite de la page précédente

HLQs	z_s	b_q	M_V	$\Delta\theta('')$	m_{gal}
*HE 1122-1648	2,400	16,50	-29,0	0,25	19,20
*R1 0.30	1,735	16,20	-28,9	3,56	20,62
*R1 2.24	2,220	17,20	-28,2	7,99	19,97
*HE 1258-1627	1,709	17,90	-27,2	4,97	20,41
*HE 1347-1715	1,829	17,10	-28,2	9,16	21,30
*R1 6.21	2,540	17,70	-28,0	8,13	19,73
*R1 5.03	3,100	18,70	-27,3	7,08	20,70
*R1 6.06	2,000	17,19	-28,3	8,00	18,03
*R1 7.08	2,450	17,30	-28,3	7,72	21,40
*A2 7.05	3,040	18,00	-28,1	4,56	21,14
*C2 9.08	1,840	17,50	-27,8	7,69	21,41
E3					
*C 05.07	2,370	17,78	-27,7	1,66	17,53
Q 2204-408	3,170	17,57	-28,3	7,56	15,67
Q 2050-359	3,490	18,34	-27,6	9,93	17,96
*Q 0009+0219	2,660	18,00	-27,9	8,77	17,15
*Q 2058-333	3,170	18,99	-26,9	7,32	19,15
*Q 2111-4335	1,708	16,70	-28,4	6,73	16,96
*Q 2111-4335	1,708	16,70	-28,4	2,96	14,60
*C 29.01	3,000	17,60	-28,6	4,60	18,79
PK S 0858-279	2,152	17,00	-28,5	9,40	17,50
*H3 2.02	2,350	18,10	-27,4	8,88	15,89
*G3 0.04	2,630	18,00	-27,8	8,14	17,18
*J 03.13	2,800	17,08	-29,0	9,45	17,74
HE 1104-1805	2,320	16,50	-29,0	1,04	16,50

5.5.3 Intercomparaison générale observations-théorie

Afin de procéder à une comparaison générale entre les différents résultats publiés dans la littérature (cfr. Table 5.1) et les prédictions théoriques, il est nécessaire de renormaliser chaque observation à une situation de référence. Supposons que cette situation de référence corresponde par exemple à l'observation en bande rouge ($R_{lim} = 21$) d'un HLQ de redshift $z_s = 2$ et de magnitude $b_q = 17$ ($M_V \sim -29$); les lentilles sont modélisées par des galaxies SIS constituées de gaz et de poussière (donc exemptes d'effet de microlentille) et sont plongées dans un Univers d'Einstein-de Sitter. Sous ces hypothèses, la surdensité théorique en fonction de la séparation angulaire peut être calculée. Les surdensités observationnelles sont toujours estimées en comptant les galaxies dans des couronnes (intervalles radiaux). Nous avons discrétisé nos observations au sein de E1-E3 en un cercle central ($\theta \leq 3''$) et en 3 anneaux de même surface angulaire ($3'' < \theta \leq 13,7''$; $13,7'' < \theta \leq 19,1''$ et $19,1'' < \theta \leq 23,3''$; cfr. Van Drom et al. 1993). Les abscisses des surdensités observées sont choisies égales au rayon moyen de l'intervalle angulaire considéré ($< \theta >$). Le facteur de normalisation de chaque donnée individuelle est fourni par le rapport entre la surdensité calculée en $< \theta >$ au sein du modèle de référence et celle calculée avec le même

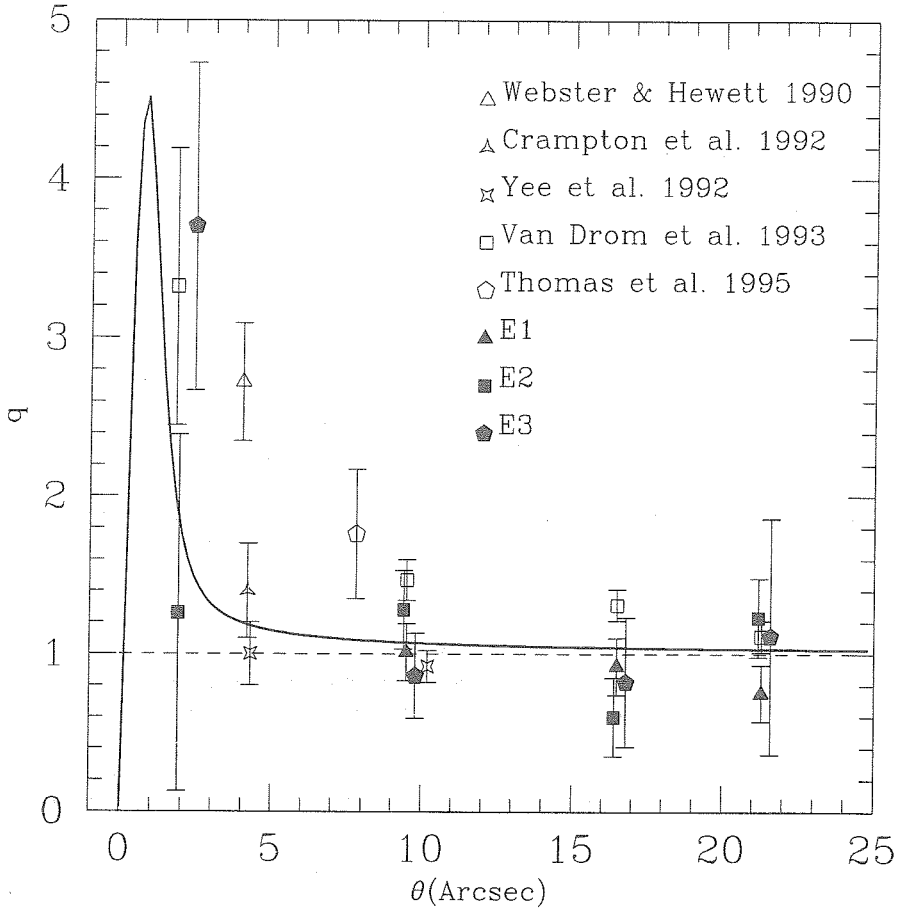


FIG. 5.11: Compilation des données observationnelles renormalisées, et comparaison avec les prédictions théoriques (trait continu ; modèle de lentille SIS et modèle cosmologique d'Einstein - de Sitter) ; voir détails dans le texte.

modèle de lentille et le même modèle cosmologique, mais pour les conditions d'observation (échantillon, bande spectrale, magnitude limite et intervalle radial). Enfin, les barres d'erreur ont été estimées au moyen de N_{unif} , le nombre attendu de galaxies en l'absence du phénomène de lentille, suivant la relation $\sigma = \sqrt{1/N_{unif}}$.

L'échantillon de Webster & Hewett (1990) a été défini comme l'ensemble des 887 quasars de redshift supérieur à 0,5 présents dans le catalogue du LBQS (Large Bright QSO Survey, Hewett et al. 1994, 1995) ; la magnitude limite $b_j = 21,5$ a été adoptée.

Les résultats sont présentés à la Fig. 5.11. Les principales caractéristiques sont les suivantes :

TAB. 5.6: Comparaison des χ^2 réduits pour le modèle de référence (1), les modèles avec microlentille (2 & 4) et/ou avec constante cosmologique (3 & 4). I : toutes les données ; II : après élimination des données déviantes (Webster & Hewett 1990 et Van Drom et al. 1993)

	1 (Référence)	2 (μ)	3 ($\lambda_o = 1$)	4 ($\mu \& \lambda_o = 1$)
I	2,78	2,63	2,54	2,64
II	1,31	1,40	1,26	1,74

- La tendance générale des données est de suivre le profil théorique : la surdensité augmente à mesure que l'on se rapproche du déflecteur ($\theta > 1''$).
- On observe de grandes barres d'erreur parce que le nombre absolu de galaxies reste très réduit (spécialement dans l'échantillon infra-rouge E3).
- Les données *significativement* déviantes sont, par ordre d'importance décroissante, celles de Webster & Hewett (1990) (4σ), de Van Drom et al. (1993) ($3,1\sigma$ entre $3''$ et $13,7''$ et $2,7\sigma$ entre $13,7''$ et $19,1''$) et de Thomas et al. (1995) ($1,65\sigma$). En l'absence du point de Webster & Hewett et des deux points "litigieux" de Van Drom et al., un test du χ^2 montre que les données sont statistiquement compatibles avec l'hypothèse du phénomène de lentille gravitationnelle ($P \sim 17\%$), mais nettement moins avec l'hypothèse d'uniformité ($P \sim 4\%$).
- Le phénomène de microlentille et la présence d'une constante cosmologique augmentent légèrement la surdensité attendue. Cependant, comme le montre la Table 5.6, leurs effets individuels ou conjugués sont nettement moindres en terme de χ^2 que celui des données déviantes. L'adéquation des données est marginalement meilleure pour le modèle cosmologique plat, dominé par λ_o (21% de chance de réalisation aléatoire contre 17% pour le modèle de référence, après élimination des données déviantes). Les barres d'erreur sont trop importantes pour pouvoir discriminer entre ces différents modèles.

Discussion des points déviantes

Les données déviantes peuvent être regardées a priori comme les plus sujettes à un biais de sélection éventuel.

1. Webster & Hewett (1990) :

Il est possible qu'un biais de sélection morphologique affecte l'échantillon de Webster & Hewett (1990). En effet, celui-ci est en partie sélectionné sur base de la morphologie des candidats QSOs et était à l'origine orienté vers la découverte de nouveaux mirages gravitationnels (Webster et al. 1988). Certains candidats-mirages soupçonnés sur les cartes de pointage ont pu se révéler être des galaxies en association étroite avec des images uniques de quasars et, de la sorte, biaiser l'échantillon en faveur d'une surdensité. De plus, certaines associations pourraient éventuellement être des associations physiques de galaxies situées au redshift du quasar, car l'échantillon inclut tous les QSOs de redshift supérieur à $z_s = 0,5$.

2. Van Drom et al. (1993) :

L'échantillon de Van Drom et al. (1993) est constitué de l'échantillon E1 et d'un autre, formé au moyen des premières observations destinées à la recherche de lentilles gravitationnelles au sein de la population des HLQs (Programme-clé de l'ESO). Ce dernier échantillon pourrait également être affecté d'un biais de sélection morphologique visant à maximiser les chances de découverte des lentilles. Cependant, une surdensité significative est également détectée par les auteurs dans E1, dans l'anneau compris entre 3'' et 13,7''. Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, nous ne parvenons pas à reproduire ce résultat, même en gardant tous les objets plus faibles que la magnitude limite. S'agit-il d'une conspiration statistique ? Il se pourrait que la valeur publiée de la surdensité pour l'anneau compris entre 13,7'' et 19,1'' soit erronée et vaille en réalité⁸ $1,0 \pm 0,1$.

3. Thomas et al. (1995) :

Cet échantillon, sélectionné au départ pour la recherche de systèmes en absorption est probablement moins affecté par des biais de sélection morphologique. Il est également beaucoup plus petit. Quoique la surdensité observée ne soit pas trop significativement déviante, il est assez typique de remarquer que le résultat dépend fortement de la magnitude limite adoptée. Le signal disparaît lorsque m_{lim} est légèrement plus brillant, alors que la signature devrait être renforcée (Thomas et al. 1995). Il s'agit sans doute là d'une instabilité statistique due aux petits nombres mis en jeu.

En conclusion, les données collectées dans la littérature et prises dans leur ensemble ne contredisent pas les prédictions de la théorie des lentilles gravitationnelles. Cependant, des résultats significatifs sont difficilement accessibles, car ils requièrent un grand nombre d'observations non biaisées. Cette difficulté s'oppose à une assertion de Schneider (1989) : selon lui, la surdensité de galaxies autour des QSOs est beaucoup plus facile à détecter que la surdensité de quasars dans le voisinage des galaxies. Certes, les galaxies sont plus nombreuses, mais certaines sont des lentilles peu efficaces et elles contaminent les comptages. D'autre part, les effets du modèle cosmologique et du phénomène de microlentille passent à peu près inaperçus. Enfin, la confirmation des points déviants (notamment celui de Webster & Hewett (1990), qui résulte du plus gros échantillon) impliquerait la ruine de l'explication de la surdensité observée à l'aide uniquement du phénomène de lentille produit par des galaxies isolées.

5.6 Observations automatisées et perspectives futures

Les observations astronomiques traditionnelles sont souvent teintées de biais de sélection subjectifs ou visant à maximiser les chances de découvertes d'objets rares. Il est alors difficile de se faire une idée des propriétés d'ensemble d'une population d'objets dont les membres les plus marginaux ont été préférentiellement observés. À ce mode d'observations que l'on pourrait baptiser d'"artisanal" est en train de succéder un mode "industriel" d'observations automatisées, qui écumement systématiquement des fractions non négligeables

⁸Calcul fait à partir d'une table de détection des galaxies produite par Van Drom et al. (communication privée).

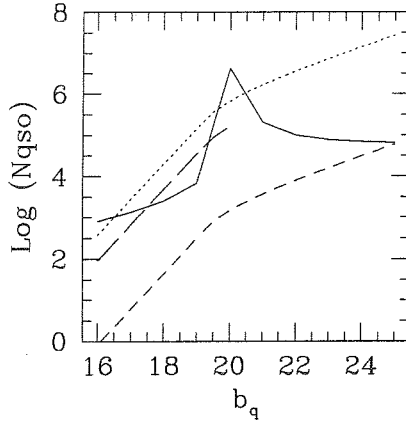


FIG. 5.12: Nombre total de QSOs plus brillants que la magnitude b_q : (i) requis pour détecter une surdensité de galaxies à 3σ (pour $z_s = 2$, $\theta \leq 3''$ et $R_{lim} = 23$) (trait plein) ; (ii) attendus dans le catalogue du LMT (trait interrompu court), dans celui du SDSS (trait interrompu long) ; (iii) présent sur l'ensemble de la voûte céleste (extrapolation des comptages de Boyle et al. (1988 ; trait pointillé).

de la voûte céleste. On peut s'attendre à ce qu'une telle procédure conduise à la constitution d'échantillons et de catalogues d'objets beaucoup plus grands et surtout beaucoup plus complets. Quel serait l'apport de telles observations dans la problématique des associations QSO-galaxies ? Nous évoquons ci-dessous les attentes des observations qui seront ou sont réalisées au moyen du projet de télescope à miroir liquide (en anglais Liquid Mirror Telescope, LMT) et du "Sloan Digital Sky Survey" (SDSS).

Le LMT est un télescope zénithal dont le miroir tournant de 4 m est constitué d'une fine couche de mercure. Grâce à la rotation de la Terre, la zone du ciel à haute latitude galactique imagée s'élève à environ 90 degrés carrés si ce télescope fixe possède un champ de 0,5 degré et est installé à la latitude de l'observatoire de La Silla (Latitude $\sim -29^\circ$). L'extrapolation des comptages de quasars de Boyle et al. (1988) jusque $b_q < 24$ permet de prédire qu'environ 20 000 nouveaux quasars devraient être découverts à l'aide du LMT (voir Surdej & Claeskens 1997). Cependant, le nombre de quasars brillants découverts est restreint, et on ne devrait pas détecter de surdensité significative de galaxies. La Fig. 5.12 montre en effet le nombre requis à 3σ pour détecter une surdensité de galaxies provoquée par le phénomène de lentille gravitationnelle. Quelle que soit la magnitude, ce nombre est toujours supérieur au nombre attendu de quasars dans le catalogue du LMT. On remarque d'ailleurs un pic pour $b_q \sim 20$: à cette magnitude, on ne devrait pas détecter de surdensité dans un échantillon limité en flux, car le biais en amplification compense juste l'effet de réduction de champ. Pour des magnitudes plus faibles, ce dernier effet l'emporte et on attend théoriquement une *sous*-densité de galaxies.

Une recherche de quasars à l'échelle de la voûte céleste entière est donc nécessaire à la mise en évidence significative du phénomène d'association QSO-galaxies. Le SDSS (Gunn 1995, Loveday 1996) identifiera tous les QSOs présents sur un quart du ciel ($\sim 10\,000$ degrés carrés) et plus brillants que $b_q \sim 20$. La Fig. 5.12 montre qu'entre $b_q \sim 18$ et $b_q \sim 19$, la sur-

densité de galaxies devrait apparaître dans le SDSS. Elle ne sera visible qu'après inspection de chaque QSO en imagerie à haute résolution angulaire...

Si un excès significatif de galaxies devait néanmoins être observé au sein des observations du LMT, ou pour des quasars plus faibles que $b_q \sim 19 - 20$, une cause physique différente du phénomène de lentille gravitationnelle devrait être invoquée pour expliquer la corrélation observée.

5.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons revu le problème de l'excès apparent des galaxies dans le voisinage angulaire immédiat des quasars distants, dans le cadre du phénomène de lentille gravitationnelle induit par des galaxies isolées. Nous avons adopté les hypothèses de travail suivant lesquelles les galaxies sont des sphères isothermes non singulières (SINS) et les quasars sont des sources ponctuelles dont la fonction de comptage par unité de surface sur le ciel est intrinsèque. Nos résultats principaux sont les suivants :

1. La surdensité maximale est attendue pour des galaxies brillantes, situées à de très faibles séparations angulaires ($2 - 3''$) de quasars distants et brillants, donc intrinsèquement très lumineux (HLQs). Les fortes surdensités sont associées à des événements rares. La surdensité des galaxies est étroitement corrélée à la formation d'images multiples.
2. Le phénomène d'association QSO-galaxies est peu sensible au choix des paramètres cosmologiques.
3. Le phénomène de microlentille et la présence d'un noyau de cœur augmentent quelque peu la surdensité attendue.
4. Certaines surdensités observées (par exemple Webster & Hewett 1990) ne peuvent pas être reproduites par la théorie, même en incluant le phénomène de microlentille ou un noyau de cœur de taille réaliste (~ 250 pc). Le modèle SIS s'avère finalement être une très bonne approximation.
5. La compétition entre l'ampleur de la surdensité et le petit nombre absolu d'associations entraînent un optimum au niveau du choix de la magnitude limite de détection au sein de l'échantillon et de la taille du voisinage de recherche des galaxies autour des HLQs. Cet optimum correspond au nombre minimum d'observations nécessaires à la détection significative du phénomène de surdensité. Pour une statistique à 3σ , la stratégie observationnelle consiste à imager à haute résolution angulaire environ 1500 HLQs ($M_V \sim -29$) en bande R , de manière à pouvoir détecter des galaxies jusque $R = 23$ à environ $2''$ des quasars. L'imagerie dans le proche infra-rouge est théoriquement plus efficace, puisqu'on sélectionne préférentiellement les galaxies distantes et massives contre les galaxies locales et plus petites. En pratique cependant, les observations en bande R demandent moins de temps de télescope.
6. Les échantillons de HLQs doivent être soigneusement sélectionnés de façon à exclure au maximum la présence de biais non contrôlés, affectant par exemple la morphologie des sources. Nous avons présenté trois nouveaux échantillons (E1-E3, soient 219 HLQs différents) que nous pensons être très peu biaisés. Nous avons également défini une magnitude limite basée sur notre pouvoir de classification des objets en tant

qu'étoiles ou galaxies. Les surdensités observées dans ces trois échantillons ne sont pas significatives, étant données les barres d'erreur théoriques attendues.

7. Nous avons procédé à une comparaison entre les prédictions théoriques et l'ensemble des surdensités publiées dans la littérature, après avoir normalisé ces dernières à des conditions d'observation identiques (concernant la magnitude limite, la bande passante et le redshift et la magnitude des HLQs). Dans l'ensemble, les observations sont en accord avec les prédictions théoriques, à l'exception du résultat de Webster & Hewett (1990) et de certains résultats de Van Drom et al. (1993). Les désaccords ponctuels pourraient provenir d'un biais de sélection morphologique dans ces échantillons. Si de futures observations devaient confirmer ces données déviantes, soit la distribution de matière donnant lieu au phénomène de lentille gravitationnelle devrait être revue, soit une toute autre raison physique devrait être invoquée pour tenter d'expliquer l'excès de galaxies dans le voisinage des quasars.
8. Les futures observations automatisées du ciel (par exemple le SDSS) fourniront de vastes échantillons complets de quasars, à partir desquels il sera possible de quantifier la surdensité des galaxies au moyen d'imagerie à haute résolution angulaire.
9. Le phénomène d'association QSO-galaxies reste un faible effet de mirage gravitationnel ; il est beaucoup moins sensible aux paramètres cosmologiques (λ_0) et aux paramètres astrophysiques des galaxies que la statistique des images multiples des quasars.