

Chapitre 6

DLAs, Ω_{HI} et lentilles gravitationnelles

Et pourtant nulle chose n'est assez passagère pour ne pas laisser une trace, pour ne pas laisser sa pareille.

J.W. von Goethe, "Les affinités électives"

6.1 Position du problème

Les DLAs (de l'anglais Damped Lyman alpha Absorption) sont des raies d'absorption Ly_α saturées présentes dans le spectre de certains QSOs. Ces raies sont produites lorsque la lumière en provenance du quasar traverse une densité de colonne d'hydrogène neutre supérieure à $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Le décalage vers le rouge d'un DLA est un indicateur de la distance cosmologique à laquelle se trouve le nuage absorbant.

Les DLAs apparaissent comme un des puits d'hydrogène gazeux les plus importants de l'Univers (Lanzetta et al. 1995). Dès lors, le recensement des DLAs dans les spectres d'un échantillon sélectionné de QSOs fournit une information précieuse pour mesurer la densité cosmologique d'hydrogène neutre, Ω_{HI} , en fonction du redshift.

Le gaz associé aux DLAs est-il isolé dans le vide intergalactique, ou bien est-il associé à une distribution de matière plus importante (galaxies ou protogalaxies) ? Dans le deuxième cas, des effets de lentille gravitationnelle seront inmanquablement associés aux DLAs et pourront potentiellement corrompre les déterminations de Ω_{HI} : les DLAs étant identifiés au sein d'un échantillon de QSOs, leur fréquence et/ou leurs propriétés vont dépendre de la nature de cet échantillon, à l'instar des associations QSO-galaxies. Deux effets principaux et leur compétition sont prévisibles :

- *L'effet de contournement* : à cause de la convergence de la lentille, les rayons lumineux évitent le centre du déflecteur, où la densité de colonne de l'hydrogène est probablement la plus élevée ;
- *Le biais en amplification* : les quasars brillants ont plus de chances que les autres d'avoir subi une amplification lumineuse (cfr. Chapitres 1, 2, 4 & 5). Dans un échantillon de quasars brillants, le nombre attendu de DLAs est donc plus grand qu'au sein d'un ensemble quelconque de QSOs.

En fait, nous connaissons peu de choses sur l'environnement des DLAs. Nous savons

cependant qu'une densité de colonne d'hydrogène comparable à celle donnant lieu aux DLAs existe dans les galaxies spirales locales à une distance du centre inférieure ou égale au rayon optique b_L (Wolfe et al. 1986). En outre, Wolfe (1995) va plus loin et propose que les DLAs sont associés aux disques des précurseurs des galaxies spirales actuelles ; cette assertion est basée sur un indice frappant : la diminution de la densité cosmologique de gaz neutre depuis des redshifts élevés jusque $z = 0$ mesurée au moyen des DLAs correspond exactement à la consommation de ce gaz par la formation d'étoiles (voir aussi Lanzetta et al. 1995)¹. En outre, l'asymétrie des raies métalliques faibles dans les systèmes DLAs semble témoigner de la rotation d'ensemble d'un disque plutôt que de la dispersion aléatoire de nuages dans un halo (Wolfe 1995).

Dans la suite de ce chapitre, nous supposons que le gaz responsable de la formation des DLAs est confiné dans un disque fin, enfoui dans le potentiel gravitationnel d'un halo, à la manière des disques des galaxies spirales actuelles. Nous discutons les effets de lentille gravitationnelle générés par ce halo sur le nombre de DLAs par unité de redshift, sur la distribution des densités de colonne et sur la détermination de Ω_{HI} . Nous utilisons le modèle de déflecteur SIS. La géométrie du problème est tout à fait comparable à celle des associations QSO-galaxies, mise à part l'influence de l'inclinaison du disque sur la ligne de visée dans la détection des DLAs. On s'attend cependant à un effet plus marqué, car il n'y a pas de contamination : par hypothèse, chaque DLA détecté est associé à un phénomène de lentille. À la Section 6.2, nous présentons les divers concepts relatifs aux DLAs, depuis le profil radial de la densité de colonne jusqu'à la détermination observationnelle de Ω_{HI} . À la Section 6.3, nous discutons la probabilité d'observer un DLA dans le spectre d'un quasar donné, en tenant compte ou non de l'effet de lentille. Les prédictions théoriques sur les grandeurs physiques mesurables sont concentrées à la Section 6.4. À la Section 6.5, nous recherchons les signes observationnels éventuels d'une contamination par des effets de lentille gravitationnelle dans les échantillons disponibles et nous tirons nos conclusions à la Section 6.6.

La matière de ce chapitre a fait l'objet d'un article (Smette, Claeskens & Surdej 1997). Le formalisme présenté ici est considérablement simplifié et est harmonisé avec les notations et les concepts introduits au Chapitre 2.

6.2 Des DLAs à la détermination observationnelle de $\Omega_{\text{HI}}(z)$

6.2.1 Profils radiaux de la densité de colonne dans les galaxies spirales

Pour calculer la section efficace d'absorption, nous avons besoin d'un modèle représentant l'extension de la couche de gaz HI.

¹Cependant, cette observation prédit l'existence de nombreuses étoiles de faible métallicité dans le voisinage du soleil, ce qui n'est pas observé. Cette inconsistance est levée en tenant compte de la présence de *poussières* dans les DLAs. Pei & Fall (1995) montrent en effet que les quasars avec des DLAs sont en moyenne plus rougis que les autres. La présence de poussières dans les systèmes DLAs impliquerait que le recensement de ceux-ci serait incomplet (puisque les échantillons de quasars découverts en optique seraient biaisés en faveur de ceux ne présentant pas de DLA). À partir de la distribution intrinsèque calculée des DLAs et en supposant que le rapport "poussière sur gaz" est proportionnel à la métallicité, Pei & Fall résolvent le problème de faible métallicité à bas redshift et proposent un scénario de formation rapide d'étoiles dans les systèmes DLA pour $z < 1$.

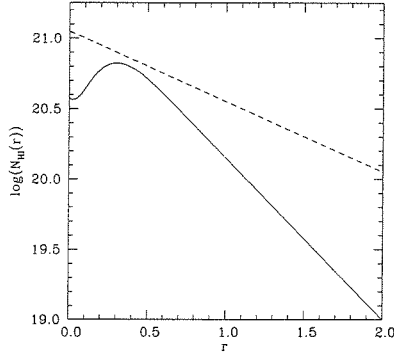


FIG. 6.1: Densité d'hydrogène neutre en fonction du paramètre d'impact normalisé au rayon optique d'une galaxie spirale vue de face. Trait continu : modèle EGH (éq. (6.1b)); trait interrompu : modèle E (éq. (6.1a))

Nous supposons tout d'abord que l'épaisseur de cette couche est négligeable. Deux types de profils pour la densité de colonne N_{HI} ont été identifiés observationnellement pour des disques vus de face : un profil exponentiel dont le maximum a lieu au centre (Broeijl & van Woerden 1994, éq. (6.1a), modèle E) et un profil exponentiel avec présence d'un trou gaussien au centre, qui reflète la déplétion centrale observée dans les galaxies locales (Roberts 1975, Rao & Briggs 1993, éq. (6.1b), modèle EGH) :

$$N_{\text{HI}}(r, i = 0) = 1,124 \cdot 10^{21} \cdot 10^{-r/2} \text{ cm}^{-2}, \quad (6.1a)$$

$$N_{\text{HI}}(r, i = 0) = 2 \cdot 10^{21} \cdot e^{-2,65 r} \left[1 - 0,81 e^{-12,5 r^2} \right] \text{ cm}^{-2}, \quad (6.1b)$$

où $r = b/b_L$, b est le paramètre d'impact au centre de la galaxie vue de face et b_L est son rayon optique, donné en fonction de sa luminosité par la relation de Holmberg (1975) :

$$b_L = b_* \left(\frac{L}{L_*} \right)^{\alpha_{\text{H}}}. \quad (6.1c)$$

Le rayon de Holmberg d'une galaxie de luminosité L_* vaut $b_* = 11 h^{-1}$ kpc et l'exposant $\alpha_{\text{H}} = 5/12$. Nous supposons que ni la relation (6.1c), ni la valeur de b_* n'évoluent avec le redshift.

Les deux profils sont très différents (voir Fig. 6.1). La densité de colonne est supérieure dans le modèle E, quel que soit le paramètre d'impact. La densité de colonne correspondant à la formation d'un DLA est atteinte pour un paramètre d'impact $b_{\text{DLA}} = 1,5 b_L$ dans le modèle E et seulement pour $b_{\text{DLA}} = 0,87 b_L$ dans le modèle EGH.

En outre, dans les 2 modèles précédents, de très hautes densités de colonne ($N > N_{\text{HI}}^{\text{max}} \gtrsim 10^{21}$) ne peuvent être observées que dans des galaxies *inclinées* sur la ligne de visée. Il est donc très important de décrire précisément l'inclinaison des disques afin d'évaluer correctement les perturbations dues au phénomène de lentille gravitationnelle. En supposant que l'épaisseur du disque est négligeable devant son rayon, la densité de colonne observée au travers d'une galaxie inclinée d'un angle i ($i < 90^\circ$) s'écrit :

$$N_{\text{HI}}(r, i) = \frac{N_{\text{HI}}(r, 0)}{\cos i}. \quad (6.2)$$

Remarquons au passage que le modèle E est construit à partir d'un échantillon particulier de galaxies spirales inclinées et possédant un grand disque HI, destiné à mesurer des courbes de rotation. Nous conservons cependant ce modèle afin de tester la sensibilité des effets de lentille vis-à-vis du profil adopté pour $N_{\text{HI}}(r)$.

6.2.2 Nombre de DLAs par unité de redshift

Une quantité souvent employée dans les recensements de DLAs est le nombre de systèmes par unité de redshift, dN/dz . L'évolution du nombre de DLAs en fonction du redshift suit une loi empirique du type suivant :

$$\frac{dN}{dz}(z) = \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 (1+z)^\gamma, \quad (6.3)$$

avec le nombre local de DLAs $(dN/dz)_0 = 0,015 \pm 0,004$ (Rao 1994) et $\gamma = 2,27 \pm 0,25$ (Rao et al. 1995).

Puisque les absorptions DLAs sont associées aux disques des galaxies spirales, leur nombre est dicté par la fonction de luminosité de Schechter (voir éq. (2.92b)). Comment relier la normalisation ϕ_* de la distribution de Schechter à dN/dz ? Le nombre de DLAs par unité de redshift associés à des galaxies de luminosité L est donné par le nombre de telles galaxies par unité de volume propre (éq. (2.92a)), multiplié par l'élément de longueur cdt/dz et par Σ_{DLA} , la section efficace des DLAs moyennée sur toutes les inclinaisons (Wolfe et al. 1986)² :

$$\Sigma_{\text{DLA}}(L) = \pi \langle b_{\text{DLA}}^2 \rangle = \frac{\pi b_{*,\text{DLA}}^2}{2} \left(\frac{L}{L_*} \right)^{2\alpha_{\text{H}}},$$

où l'on a utilisé la relation de Holmberg (6.1c). Il vient donc :

$$\frac{dN}{dz} = \frac{\pi b_{*,\text{DLA}}^2}{2} (1+z)^3 \frac{cdt}{dz} \phi(L) \left(\frac{L}{L_*} \right)^{2\alpha_{\text{H}}}$$

et, en intégrant sur toutes les luminosités, on obtient finalement à l'aide de la relation (2.95) et pour le cas d'un modèle cosmologique avec $\lambda_0 = 0$:

²Cette moyenne est à l'origine du facteur 1/2 ; cependant, la contribution des lignes de visée traversant des disques suffisamment inclinés pour produire un DLA en dehors de b_{DLA} n'est pas prise en compte. Cette approximation n'est pas trop grave à ce niveau, dans la mesure où elle n'affecte que la normalisation. Un traitement plus rigoureux de l'inclinaison sera nécessaire par la suite.

$$\frac{dN}{dz} = \frac{\pi b_{*,DLA}^2}{2} \phi_* \Gamma(1 + 2\alpha_H + \alpha) \frac{c}{H_0} \frac{1+z}{\sqrt{1+\Omega_o z}}, \quad (6.4)$$

où Γ est la fonction gamma et α l'exposant de la distribution de Schechter.

En comparant les expressions (6.4) et (6.3), on remarque que :

1. ϕ_* s'écrit :

$$\phi_* = \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \left(\frac{11 h^{-1} \text{ kpc}}{b_{*,DLA}} \right)^2 \frac{1,75}{\Gamma(1 + 2\alpha_H + \alpha)} h^3 \text{ Mpc}^3. \quad (6.5)$$

Avec $\alpha = -1,1$ et $(dN/dz)_0 = 0,015$, on calcule la valeur de ϕ_* en fonction de $b_{*,DLA}$: $\phi_* = 0,028 \pm 0,008 h^3 \text{ Mpc}^{-3}$, pour le modèle EGH et $\phi_* = 0,009 \pm 0,002 h^3 \text{ Mpc}^{-3}$ pour le modèle E.

2. Si $\Omega_o = 1$ (respectivement 0), une population de DLAs sans évolution correspond à $\gamma = 1/2$ (respectivement 1). La valeur $\gamma = 2,27$ correspond donc à une forte évolution. Wolfe et al. (1995) rapportent cependant une faible évolution ($\gamma = 1,15 \pm 0,55$), assortie d'une normalisation 3,5 fois plus élevée que celle de Rao (1994). Dans la mesure où nos résultats sont des *rappports* de grandeurs calculées avec ou sans effet de lentille, ils sont très peu sensibles à la valeur exacte choisie pour γ si elle représente une évolution de la *densité* spatiale des galaxies (et nous avons supposé que b_L n'évolue pas) ; ils sont également *indépendants* de la valeur adoptée pour ϕ_* .

6.2.3 Distance d'absorption et distribution de la densité de colonne

i) Distance d'absorption

En raison de l'expansion de l'Univers, la densité *propre* d'une population d'objets dont la densité *comobile* est constante augmente avec le redshift (éq. (2.92a)). Il y a donc plus de chances qu'un rayon lumineux rencontre un DLA sur une distance de, par exemple, 1 Mpc située à $z = 2$ que sur la même distance située à $z = 0,1$. Afin de pouvoir comparer les distances sondées par des recensements de DLAs à bas et à haut redshifts, on définit la "distance d'absorption", ΔX , qui est une grandeur *comobile*.

L'élément de distance dX est l'élément de distance parcouru par la lumière au redshift z , pondéré par $(1+z)^3$, qui est la dépendance de la densité propre en fonction du redshift d'une population dont la densité spatiale comobile est constante (cfr. éq. (2.92a)) ; il est tout à fait équivalent de dire que dX est l'élément de distance comobile dD_c au redshift z , pondéré par la dépendance en fonction de z de la section efficace comobile d'absorption (= section efficace propre $\ast(1+z)^2$)³ :

$$dX = \frac{H_0}{c} (1+z)^3 \frac{cdt}{dz} dz = \frac{H_0}{c} (1+z)^2 \frac{dD_c}{dz} dz = \frac{(1+z)^2 dz}{\sqrt{Q(z)}}. \quad (6.6)$$

³La section efficace propre est constante si l'on suppose l'absence d'évolution intrinsèque de b_L .

Le facteur H_0/c a été introduit pour obtenir une grandeur sans dimension ; les relations pour $\frac{dD_c}{dz}$ et $Q(z)$ sont explicitées à l'Annexe A (éqs. (A.55) et (A.46)).

ii) *Distribution de la densité de colonne*

Par définition, la distribution de densité de colonne $f(N, X)$ est telle que $f(N, X) dN dX$ représente le nombre d'absorbants dont la densité de colonne est comprise dans l'intervalle $[N, N + dN]$ et dont la distance d'absorption X est incluse dans l'intervalle $[X, X + dX]$. Autrement dit, si $\Delta P(N, X)$ est la probabilité ($\ll 1$) que le rayon lumineux passe au travers d'un absorbant avec une densité de colonne comprise entre N et $N + \Delta N$ sur une distance d'absorption ΔX , la fonction $f(N)$ théorique vaut :

$$f(N) = \frac{1}{\Delta X} \frac{\langle \Delta P(N, X) \rangle}{\Delta N}, \quad (6.7)$$

où $\langle \rangle$ signifie la moyenne sur tous les rayons et toutes les inclinaisons du disque conduisant à une densité de colonne dans l'intervalle $[N, N + \Delta N]$; ΔN est défini positif.

Quant à la probabilité ΔP , elle est estimée avec et sans effet de lentille gravitationnelle à la Section 6.3.

Pour des absorbants situés à la même distance, la distribution de densité de colonne en l'absence du phénomène de lentille gravitationnelle (lignes de visées aléatoires) est uniquement reliée au profil radial $N_{\text{HI}}(r)$ (défini par l'éq. (6.1a) ou (6.1b)). Lorsque ce profil radial est strictement décroissant⁴ (par exemple le modèle E), on peut identifier un comportement analytique générique pour $f(N)$ (Milgrom 1988) :

$$f(N) \propto f_1(N) \chi_{[N_{\min}, N_{\text{HI}}^{\max}]} + \left(\frac{N_{\text{HI}}^{\max}}{N} \right)^3 \chi_{[N_{\text{HI}}^{\max}, \infty[}, \quad (6.8)$$

où χ est la fonction de Heaviside, $N_{\min} \sim 10^{19} \text{cm}^{-2}$ est la densité de colonne minimale considérée dans la détection des DLAs et N_{HI}^{\max} est la densité de colonne maximale observable lorsque le disque est vu de face. Le régime en N^{-3} pour $N > N_{\text{HI}}^{\max}$ est *indépendant* de la forme exacte du profil $N_{\text{HI}}(r)$.

Démontrons cette relation afin de nous familiariser avec le problème géométrique de l'inclinaison.

Par définition, $f(N)$ est proportionnelle à la section efficace associée à la densité de colonne N , en tenant compte de l'inclinaison aléatoire du disque dans l'espace (à 3 dimensions). Choisissons le profil fonctionnel suivant pour $N_{\text{HI}}(r)$:

$$N_{\text{HI}}(r) = N_{\text{HI}}^{\max} \xi(r), \quad (6.9)$$

où $\xi(r)$ est une fonction continûment décroissante.

⁴Plus généralement, $N_{\text{HI}}(r)$ doit être monotone pour constituer un bon changement de variable, mais une augmentation de $N_{\text{HI}}(r)$ avec r semble peu probable physiquement.

Pour une valeur donnée de N et pour chaque valeur de r supérieure à r_{min} , il existe un angle i tel que la relation (6.2) soit vérifiée ; r_{min} obéit à la condition suivante :

$$\begin{cases} r_{min} = 0 & \text{si } N > N_{HI}^{max} \\ \xi(r_{min}) = N/N_{HI}^{max} & \text{si } N < N_{HI}^{max} \end{cases} .$$

Grâce aux expressions (6.2) et (6.9), l'angle i peut s'écrire comme suit :

$$i(N, r) = \arccos \left(\frac{N_{HI}^{max}}{N} \xi(r) \right) . \quad (6.10)$$

Pour obtenir $f(N)$, il suffit d'intégrer sur r la section efficace locale $d\Sigma(r, i)$ pondérée par la probabilité d'observer l'angle i :

$$f(N)dN \propto dN \int_{r_{min}}^{\infty} d\Sigma(i(N, r), r) p(i(N, r)) \frac{di(N, r)}{dN} ,$$

où :

- L'élément de section efficace, correspondant à un contour d'iso-densité de colonne, est une couronne circulaire rendue elliptique par l'effet de la projection d'angle i . Cette projection réduit sa surface d'un facteur $\cos i$:

$$d\Sigma = 2\pi r \cos i \, dr . \quad (6.11)$$

- La probabilité d'observer l'inclinaison i découle de toutes les orientations spatiales possibles avec un angle i . Celles-ci forment un cône d'ouverture i . Dans le système naturel des coordonnées sphériques, il vient simplement :

$$p(i) \, di = \frac{R^2 \sin i \, di \int_0^{2\pi} d\varphi}{R^2 \int_0^\pi \sin i \, di \int_0^{2\pi} d\varphi} = \frac{1}{2} \sin i \, di . \quad (6.12)$$

N.B. : Le facteur 1/2 disparaît si on normalise sur l'intervalle $0 - \pi/2$ au lieu de l'intervalle $0 - \pi$.

En remplaçant i en fonction de N et de r par la relation (6.10), on obtient finalement la relation analytique générique :

$$f(N) \, dN \propto \frac{(N_{HI}^{max})^2 \, dN}{N^3} \int_{r_{min}}^{\infty} r \xi^2(r) \, dr . \quad (6.13)$$

On identifie bien le comportement en N^{-3} lorsque $N > N_{HI}^{max}$, quel que soit le profil $\xi(r)$.

D'autre part, dans le cas du modèle E, $\xi(r) = e^{-r}$ et il vient pour la fonction $f_1(N)$ de la relation (6.8) :

$$f_1(N) \, dN \propto \frac{dN}{N} \left(1 + 2 \ln \frac{N_{HI}^{max}}{N} \right) .$$

Dans le cas du modèle EGH, il n'y a pas de résultat analytique, mais $f(N)$ peut encore être décrite par des lois de puissance : une approximation empirique fournit $f_1(N) = (N_{HI}^{max}/N)^{1,25}$ et le comportement aux très hautes densités de colonne est à nouveau en N^{-3} (voir plus loin, Fig. 6.3).

6.2.4 Densité cosmologique d'hydrogène neutre Ω_{HI}

La densité cosmologique comobile d'hydrogène neutre, Ω_{HI} , est définie comme le rapport entre la densité comobile de HI et la densité critique actuelle, $\rho_{c,0}$:

$$\Omega_{\text{HI}}(z) = \frac{\rho_{\text{comobile,HI}}(z)}{\rho_{c,0}}.$$

La densité comobile de HI est simplement déterminée à partir d'un recensement de DLAs, en divisant la densité de colonne totale par la distance d'absorption comobile totale ΔX sondée :

$$\rho_{\text{comobile,HI}}(z) = m_{\text{H}} \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{DLA}}} N_i}{c/H_0 \Delta X},$$

où la somme porte sur tous les systèmes d'absorption dans un intervalle de redshift centré sur z , et m_{H} est la masse de l'atome d'hydrogène.

Ainsi donc, le paramètre de densité cosmologique observé s'écrit finalement comme suit :

$$\Omega_{\text{HI}}^{\text{obs}}(z) = \frac{H_0}{c} \frac{m_{\text{H}}}{\rho_{c,0}} \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{DLA}}} N_i}{\Delta X}. \quad (6.14)$$

Théoriquement, si $f(N)$ est connue pour l'intervalle de redshift considéré, on peut calculer la valeur de $\Omega_{\text{HI}}(z)$ en transformant la somme discrète de l'équation (6.14) en une intégrale équivalente sur le domaine des densités de colonne :

$$\Omega_{\text{HI}}^{\text{théo}}(z) = \frac{H_0}{c} \frac{m_{\text{H}}}{\rho_{c,0}} \int_{N_{\text{min}}}^{\infty} N f(N) dN. \quad (6.15)$$

6.3 Probabilité d'observation d'un DLA

Dans cette section, nous précisons les formules nécessaires au calcul de la probabilité d'observation a priori d'un DLA, ΔP , avec ou sans la prise en compte du phénomène de mirage gravitationnel. Cette probabilité ΔP est ensuite utilisée dans la formule (6.7) pour déterminer $f(N)$, puis les grandeurs dN/dz et $\Omega_{\text{HI}}(z)$.

Remarque formelle importante :

Étant donné que le profil de la densité de colonne n'est pas nécessairement monotone en fonction du paramètre d'impact normalisé r (cfr. modèle EGH), il n'y a pas de relation univoque entre r et N . En toute généralité, il n'est donc pas possible d'écrire ΔP directement en fonction de N . Par contre, ΔP (voir ci-après) et N (éqs. (6.1a-6.1c),(6.2)) s'expriment naturellement en fonction des grandeurs géométriques r et i , ce qui permet de répartir ultérieurement les ΔP en fonction de N de façon numérique, en supposant que le rayon optique b_L n'évolue pas avec le redshift.

Nous rechercherons donc dans les sections suivantes la probabilité d'absorption dans une couronne circulaire située entre r et $r + \Delta r$, et inclinée d'un angle compris entre i et $i + di$. L'épaisseur Δr de la couronne est choisie de l'ordre de 0,001, de manière à conserver une bonne résolution sur la densité de colonne.

6.3.1 Probabilité sans effet de lentille gravitationnelle

La probabilité géométrique que la ligne de visée vers un quasar de redshift z_s et de magnitude b_q traverse, avec un paramètre d'impact normalisé compris entre r et $r + \Delta r$, une galaxie inclinée d'un angle i sur le plan du ciel s'écrit :

$$\Delta P_{NL}(z_s, b_q; r, \Delta r, i) = \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \int_{L_{min}}^{L_{max}} \frac{c dt}{dz} \Sigma_{NL}(r, \Delta r, i; L) n(L, z) dL p(i) di, \quad (6.16)$$

où les différentes grandeurs sont définies comme suit :

- $z_{min} - z_{max}$ est l'intervalle de redshift dans lequel on recherche les DLAs.
- L'intervalle $L_{min} - L_{max}$ vaut théoriquement $0 - \infty$ puisque les galaxies ne doivent pas être détectées directement pour identifier les DLAs ; en pratique, nous avons choisi $L_{min} = 0,1L_*$ et $L_{max} = 10L_*$ pour des raisons de stabilité numérique.
- $c dt/dz$ est l'accroissement de la distance lumière ; il est donné théoriquement par la relation (2.95), mais il peut être remplacé par l'expression empirique $c/H_o(1+z)^\gamma$ pour rendre compte de l'évolution observée, si celle-ci n'affecte que la densité spatiale des absorbants (voir Section 6.2.2).
- Σ_{NL} est la surface de la couronne circulaire, réduite par l'inclinaison (cfr. éq. (6.11)). Au premier ordre en Δb , il vient :

$$\Sigma_{NL}(r, \Delta r, i, L) = 2\pi b(r, L)\Delta b(\Delta r, L) \cos i, \quad (6.17)$$

où $b(r, L) = r b_L(L)$ et $\Delta b(r, L) = \Delta r b_L(L)$ sont donnés par la relation de Holmberg (6.1c). Par hypothèse, b_L n'évolue pas, et donc Σ_{NL} ne dépend pas du redshift.

- $n(L, z)$ est le nombre de galaxies spirales de luminosité L au redshift z et par unité de volume. Pour une population spatialement uniforme, il s'écrit en fonction de la distribution de Schechter $\phi(L)$ au moyen de la relation (2.92a). L'exposant α dans l'expression (2.94) de $\phi(L)$ vaut -1,1. La valeur numérique du paramètre L_* (ou M_*) est sans importance, puisqu'on intègre sur toutes les galaxies. Le paramètre de normalisation ϕ_* est calculé à partir de la relation (6.5) ; il n'intervient que pour l'estimation des grandeurs absolues et n'influence pas nos résultats, qui sont essentiellement des rapports de grandeurs calculées avec ou sans effet de lentille gravitationnelle.
- $p(i) = \sin i$ est la probabilité d'observer l'inclinaison i , normalisée entre 0 et $\pi/2$ (cfr. éq. (6.12)).

La configuration géométrique dont la probabilité est décrite par l'équation (6.16) correspond à une densité de colonne comprise entre $N(r, i)$ et $N(r + \Delta r, i)$. Il suffit d'investiguer toutes les valeurs de r et de i pour construire petit à petit la probabilité moyenne, $\langle \Delta P_{NL} \rangle$ associée à chaque intervalle de densité de colonne. $\langle \Delta P_{NL} \rangle$ n'est pas seulement indépendant de z_s et de b_q , mais aussi de la constante de Hubble H_o .

6.3.2 Probabilité avec effet de lentille gravitationnelle

Le disque absorbant responsable des DLAs est probablement immergé dans le potentiel gravitationnel d'un halo massif. Dans le but de déterminer les effets de lentille gravitationnelle induits par ce dernier, nous adopterons le modèle de déflecteur SIS (voir Section 2.2.3). Nous supposerons valable la loi de Tully-Fisher, qui relie empiriquement la luminosité des galaxies spirales à la dispersion des vitesses dans le halo (éq. (2.94)); l'exposant γ de cette loi vaut 2,6 et le paramètre $\sigma_* = 144$ km/s, en accord avec Fukugita et Turner (1991).

Le modèle de lentille SIS forme deux images d'un quasar lorsque le désalignement avec l'observateur est moindre que le rayon angulaire d'Einstein du déflecteur. Nous considérons dans la suite que pour être détecté significativement, le DLA doit affecter l'image *principale* du quasar.

Recherchons à nouveau la probabilité que la ligne de visée vers (l'image principale d') un quasar de redshift z_s et de magnitude b_q traverse, avec un paramètre d'impact normalisé compris entre r et $r + \Delta r$, une galaxie inclinée d'un angle i sur le plan du ciel. L'expression⁵ est formellement identique à celle de la situation géométrique (6.16), où l'on a remplacé Σ_{NL} par Σ_{GL} :

$$\Delta P_{GL}(z_s, b_q; r, \Delta r, i) = \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \int_{L_{min}}^{L_{max}} \frac{c dt}{dz} \Sigma_{GL}(r, \Delta r, i; z, L) n(L, z) dL p(i) di, \quad (6.18)$$

où Σ_{GL} est la section efficace "effective" avec effet de lentille gravitationnelle; elle tient compte simultanément de l'effet de contournement et du biais en amplification grâce à la relation (2.87a). Elle s'écrit comme suit dans le plan du déflecteur :

$$\Sigma_{GL} = \frac{b_o^2(z, L)}{N_q(b_q)} \int_{S_x(i)} \frac{N_q(b_q + 2, 5 \log A_{tot}(x))}{A(x)} dx_1 dx_2, \quad (6.19a)$$

où :

– b_o est le rayon d'Einstein du modèle SIS (éq. (2.50c)) :

$$b_o = \frac{4\pi\sigma^2 D_{OD} D_{DS}}{c^2 D_{OS}}. \quad (6.19b)$$

– $x = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}$ est le paramètre d'impact de l'image principale, en unité du rayon d'Einstein :

$$\begin{cases} x = r \frac{b_L}{b_o} \\ \Delta x = \Delta r \frac{b_L}{b_o} \end{cases}, \quad (6.19c)$$

et on doit nécessairement avoir $x > 1$. x dépend de z et de L . La section efficace Σ_{GL} dépend du redshift, même si b_L n'en dépend pas.

⁵L'équation (6.18) est équivalente à la relation (2.97); nous tenons compte ici de l'inclinaison i et $C_{sel} = 1$ car on ne recherche pas d'images multiples avec des séparations angulaires importantes.

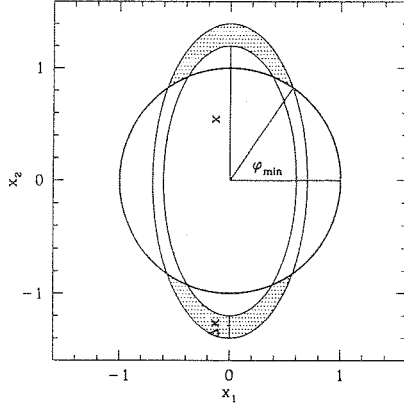


FIG. 6.2: Section efficace dans le plan du ciel et en unité du rayon d'Einstein donnant lieu à une densité de colonne constante comprise entre $N_{\text{face}}/\cos i$ et $(N_{\text{face}} + \Delta N_{\text{face}})/\cos i$, où N_{face} est la densité de colonne pour le disque vu de face (zone hachurée). L'inclinaison $i = 60^\circ$. Le cercle d'Einstein b_o est en trait gras et φ_{min} est défini par la relation (6.20b).

- $N_q(b_q)$ est le nombre de quasars de magnitude b_q par unité de surface sur le ciel (éq. (2.90)).
- A est l'amplification de l'image principale et A_{tot} est l'amplification totale :

$$A_{\text{tot}} \begin{cases} = A = x/(x-1) & \text{si } x \geq 2 \\ = 2/(x-1) & \text{si } 1 \leq x < 2 \end{cases} \quad (6.19d)$$

- $S_x(i)$ est la section efficace géométrique dans le plan du défecteur (ou plan du ciel). Il s'agit ici de la couronne elliptique créée par l'inclinaison d'un angle i de la couronne circulaire d'épaisseur Δx . Le demi grand axe et le demi petit axe du contour intérieur et extérieur valent x , $x \cos i$ et $x + \Delta x$, $(x + \Delta x) \cos i$ respectivement. Plus précisément, il faut distinguer 3 cas (voir Fig. 6.2) :

1. $x + \Delta x < 1$: la couronne elliptique se trouve entièrement à l'intérieur du rayon d'Einstein, et $S_x(i) = 0$;
2. $x + \Delta x > 1$ et $(x + \Delta x) \cos i < 1$: seule la partie de la couronne elliptique avec $\varphi > \varphi_{\text{min}}$ est permise à cause de l'effet de contournement (zone hachurée de la Fig. 6.2) ;
3. $(x + \Delta x) \cos i > 1$: toute la surface de la couronne elliptique est accessible ($\varphi_{\text{min}} = 0$).

Il est *essentiel* de conserver la géométrie elliptique de la couronne et de ne pas remplacer celle-ci par une couronne circulaire de rayon moyen équivalent. Une telle procédure aurait pour conséquence de supprimer toutes les densités de colonne produites aux fortes inclinaisons, pour lesquelles le rayon *moyen* de l'ellipse devient inférieur au rayon d'Einstein. Nous discuterons plus loin (Section 6.4.1) la conséquence de ce traitement simplifié sur les résultats de Bartelmann et Loeb (1996).

À l'aide des définitions précédentes, on peut écrire la formule explicite pour le calcul de Σ_{GL} en coordonnées polaires :

$$\Sigma_{GL}(x, x + \Delta x, i; z, L) = \frac{4b_o^2(z, L)}{N_q(b_q)} \int_{\varphi_{min}}^{\pi/2} d\varphi \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{N_q(b_q + 2, 5 \log A_{tot}(x'))}{A(x')} x' dx', \quad (6.20a)$$

où :

$$\varphi_{min}(x + \Delta x, i) = \arccos \sqrt{\frac{(x + \Delta x)^2 - 1}{\tan^2 i}}, \quad (6.20b)$$

si $1 < x + \Delta x < 2$;

$$x_{min}(x, \varphi, i) = \sup \left(\frac{x}{\sqrt{1 + \tan^2 i \cos^2 \varphi}}, 1 \right), \quad (6.20c)$$

$$x_{max}(x + \Delta x, \varphi, i) = \sup \left(\frac{x + \Delta x}{\sqrt{1 + \tan^2 i \cos^2 \varphi}}, 1 \right). \quad (6.20d)$$

La probabilité d'absorption dépend maintenant du redshift et de la magnitude des quasars observés ; elle est toujours indépendante de H_o .

Détails de calcul des relations (6.20b-d).

Il suffit d'écrire en coordonnées sphériques (b, θ, φ) l'équation de la trace d'un disque incliné d'un angle i sur la ligne de visée OZ, dans le plan du ciel OXY.

La première étape consiste à relier l'angle θ à l'inclinaison i et à l'angle φ , qui est aussi l'angle polaire dans le plan du ciel. Au moyen de la relation des cosinus dans le triangle sphérique défini par l'axe de symétrie du disque, la direction OZ et l'azimuth φ , il vient :

$$\tan \theta = \frac{1}{\tan i \cos \varphi}.$$

Les coordonnées (x, y) de l'ellipse en fonction de (b, i, φ) s'obtiennent alors aisément au moyen de la transformation des coordonnées sphériques en coordonnées cartésiennes, après avoir remplacé $\sin \theta$ grâce à la relation précédente :

$$\begin{cases} x = \frac{b}{\sqrt{\tan^2 i \cos^2 \varphi + 1}} \cos \varphi = b(\varphi) \cos \varphi \\ y = \frac{b}{\sqrt{\tan^2 i \cos^2 \varphi + 1}} \sin \varphi = b(\varphi) \sin \varphi \end{cases}$$

Ces relations fournissent directement les formules (6.20c) et (6.20d).

Pour obtenir la relation (6.20b), il suffit de calculer l'intersection de l'ellipse avec un cercle de rayon b_o , c'est-à-dire d'isoler φ dans la relation $b(\varphi) = b_o$ (et $b/b_o = x$).

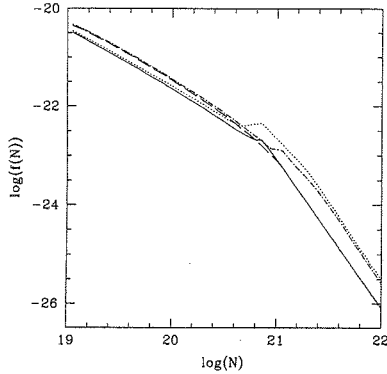


FIG. 6.3: Logarithme de la densité de colonne pour des DLAs situés à $z = 0,5$ devant des QSOs de redshift $z_s = 2, 5$ et de magnitude $b_q = 16$. Modèle EGH : sans/avec effet de lentille (trait continu/pointillé); modèle E : sans/avec effets de lentille (trait interrompu/alterné). $\Delta z = 0,01$ et $\Omega_o = 1$. Extrait de Smette, Claeskens et Surdej 1997.

6.4 Prédictions théoriques

À partir des relations donnant les probabilités d'absorption (éqs. (6.16) et (6.18)) et la distribution de la densité de colonne $f(N)$ (éq. (6.7)), il est possible d'estimer les signatures du phénomène de lentille gravitationnelle sur les grandeurs $f(N)$, dN/dz et Ω_{HI} . Les différentes prédictions sont présentées dans cette section.

6.4.1 La distribution de la densité de colonne $f(N)$

La Fig. 6.3 montre les profils de la distribution de densité de colonne, avec et sans effet de lentille gravitationnelle, et pour les modèles E et EGH. Les profils ont été calculés pour des DLAs situés à $z = 0, 5$, devant des QSOs avec $z_s = 2, 5$ et $b_q = 16$. Notre analyse soulève les points suivants :

1. Si l'on compare les courbes de $f(N)$ sans effet de lentille avec la courbe observée par Rao & Briggs (1993), on note que $f_1(N)$ est plus pentu et que le point d'inflexion $N_{\text{HI}}^{\text{max}}$ a lieu pour une densité de colonne légèrement plus faible au sein de notre modèle EGH. Il en résulte que la distribution de la densité de colonne évaluée en $\log N = 19$ est environ 3 fois plus grande dans notre modèle. Ce désaccord trouve vraisemblablement son origine dans la normalisation et dans l'évolution possible en fonction du redshift du nombre et/ou de la section efficace des DLAs. Nous laissons ce point problématique sans réponse, dans la mesure où il n'affecte pas nos prédictions, qui dépendent du rapport de grandeurs mesurées avec ou sans effet de lentille gravitationnelle.
2. Même en l'absence d'effet de lentille, la courbe de $f(N)$ présente une "bosse" dans le modèle EGH : elle est due au fait que $N_{\text{HI}}(r)$ possède un maximum.

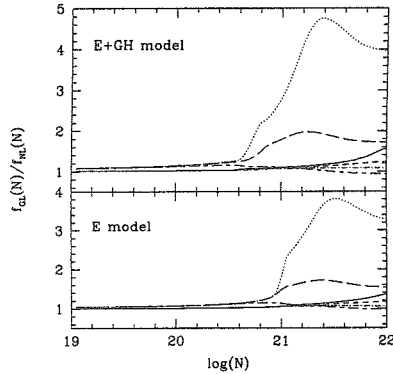


FIG. 6.4: Influence du phénomène de lentille gravitationnelle sur la distribution des densités de colonne de DLAs situés devant un QSO de redshift $z_s = 2,5$ pour les modèles EGH (haut) et E (bas); $z_{\text{DLA}} = 0,5/z_{\text{DLA}} = 2,0$ et $b_q = 16$ (traits pointillés/continus), 18 (traits interrompus longs/courts), 20 (traits alternés courts-longs/courts-point). $\Delta z = 0,01$ et $\Omega_o = 1$ (Smette et al. 1997).

3. Le phénomène de lentille gravitationnelle ne modifie pas fortement les pentes de la distribution de $f(N)$. Il s'agit plutôt d'une translation des courbes, plus prononcée pour $N > N_{\text{HI}}^{\text{max}}$, d'où l'amplification de la "bosse" et la montée rapide de l'excès des systèmes à fortes densités de colonne, produits par des galaxies fortement inclinées (Fig. 6.4).
4. Les effets sont plus marqués pour le modèle EGH, car $N_{\text{HI}}(r)$ décroît plus rapidement avec r , ce qui amplifie les biais de sélection.
5. Quel que soit le modèle adopté pour $N_{\text{HI}}(r)$, la courbe de $f(N)$ ne présente pas de pic marqué ni de rapide décroissance en fonction de N , qui correspondraient à la suppression des systèmes à haute densité de colonne, comme cela est prédit théoriquement par Bartelmann et Loeb (1996). Leur prédiction est erronée pour la raison suivante : les auteurs calculent un rayon moyen $\langle r(N_{\text{HI}}) \rangle$ pour la densité de colonne N_{HI} en tenant compte des différentes inclinaisons, mais *sans* pondérer *simultanément* par le biais en amplification (cfr. facteur $N_q(b_q + 2, 5 \log A_{\text{tot}})/N_q(b_q)$ dans le calcul de Σ_{eff}). Leurs calculs fournissent une section efficace à symétrie circulaire, équivalente à la section efficace géométrique, mais la section efficace effective déduite ensuite est incorrecte (puisque \mathcal{S}_x a changé, cfr. éq. (6.19a)). Il s'ensuit le résultat physiquement aberrant que toutes les densités de colonne produites avec un paramètre d'impact *moyen* inférieur au rayon d'Einstein sont indétectables.

Nos résultats montrent au contraire que le phénomène de lentille *favorise* la détection des hautes densités de colonne.

6. Comme attendu en raison du biais en amplification, et comme l'indiquent les différentes courbes de la Fig. 6.4, le phénomène de lentille affecte plus fortement les QSOs brillants.

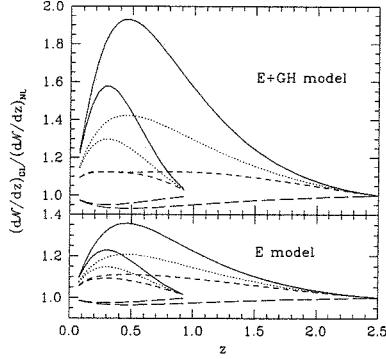


FIG. 6.5: Influence du phénomène de lentille gravitationnelle sur le nombre de DLAs par unité de redshift, en fonction de z ($\Delta z = 0,05$), pour les modèles EGH (haut) et E (bas), et dans les spectres de quasars avec $z_s = 1$ ou $z_s = 2,5$ et $b_q = 16$ (traits continus), 18 (traits pointillés), 19 (traits interrompus courts), 20 (traits interrompus longs); $\Omega_o = 1$ (Smette et al. 1997).

6.4.2 Le nombre de DLAs par unité de redshift dN/dz

Le nombre de DLAs par unité de redshift est obtenu théoriquement par la relation suivante :

$$dN/dz = \Delta X \int_{N_{\text{DLA}}}^{\infty} f(N, z) dN, \quad (6.21)$$

où $f(N, z)$ est la distribution de la densité de colonne calculée dans un intervalle étroit de redshift centré sur z .

La Fig. 6.5 présente le rapport $(\frac{dN}{dz})_{\text{GL}} / (\frac{dN}{dz})_{\text{NL}}$ en fonction du redshift; l'intervalle de redshift est de 0,05. Les conclusions suivantes peuvent être tirées :

- Les DLAs situés à $z \sim 0,5$ sont les plus affectés par le phénomène de lentille; c'est aussi à ce redshift que les déflecteurs sont les plus efficaces pour créer des images multiples de sources distantes ($z_s \geq 1$).
- Plus un quasar est brillant et distant, plus il a de chances de présenter un DLA dans son spectre. On retrouve ici la sensibilité accrue des HLQs aux effets de lentilles gravitationnelles (voir aussi la statistique des images multiples et des associations avec des galaxies aux Chapitres 4 et 5). Pour un quasar avec $b_q > 19,15$, l'effet de contournement l'emporte sur celui du biais en amplification et on s'attend à observer *moins* de DLAs si le phénomène de lentille gravitationnelle est actif.
- Le nombre de DLAs peut être surestimé de 90% au sein du modèle EGH dans les situations les plus favorables au phénomène de lentille : pour $z_{\text{DLA}} \sim 0,5$ et pour un HLQ avec $z_s \geq 1$ et $b_q \sim 16$; ce chiffre descend à 35% pour le modèle E dans les mêmes conditions.

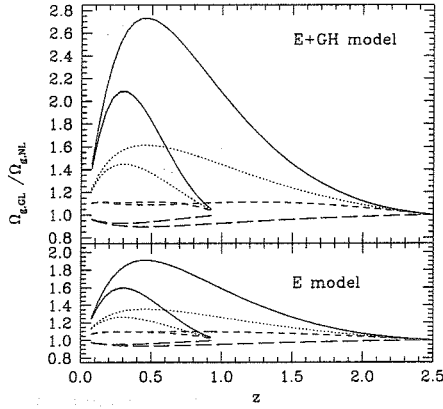


FIG. 6.6: Influence du phénomène de lentille gravitationnelle sur la détermination de Ω_{HI} en fonction de z ($\Delta z = 0,05$), pour les modèles EGH (haut) et E (bas), et au moyen de quasars avec $z_s = 1$ ou $z_s = 2,5$ et $b_q = 16$ (traits continus), 18 (traits pointillés), 19 (traits interrompus courts), 20 (traits interrompus longs); $\Omega_o = 1$ (Smette et al. 1997, $\Omega_g \equiv \Omega_{\text{HI}}$).

6.4.3 La densité cosmologique Ω_{HI}

Le comportement générique de $\Omega_{\text{HI,GL}}/\Omega_{\text{HI,NL}}$ est comparable à celui de $(\frac{dN}{dz})_{\text{GL}}/(\frac{dN}{dz})_{\text{NL}}$ (voir Fig. 6.6).

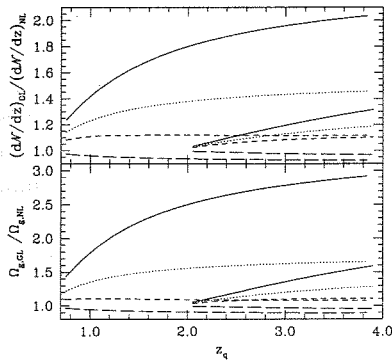


FIG. 6.7: Influence du phénomène de lentille gravitationnelle sur la détermination de $\frac{dN}{dz}$ (en haut) et de Ω_{HI} (en bas), en fonction du redshift z_s du quasar, pour des DLA's dans la gamme de redshift $0,3 < z < 0,7$ et $1,7 < z < 2,0$, pour $b_q = 16$ (traits continus), 18 (traits pointillés), 19 (traits interrompus courts) et 20 (traits interrompus longs). Utilisation du modèle EGH; (Smette et al. 1997, $\Omega_g \equiv \Omega_{\text{HI}}$ et $z_q \equiv z_s$).

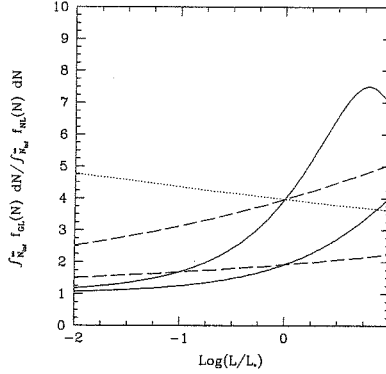


FIG. 6.8: Influence du phénomène de lentille gravitationnelle sur le nombre de DLAs avec $\log N > 20,3$ (courbes inférieures) ou $\log N > 21$ (courbes supérieures) en fonction de la luminosité de la galaxie (modèle EGH, $z_{\text{DLA}} = 0,5$; $z_s = 2,5$; $b_q = 16$). Traits continus : $\gamma = 2,6$, $\alpha_H = 5/12$; traits interrompus : $\gamma = 4,0$, $\alpha_H = 5/12$; trait pointillé : $\gamma = 2,6$, $\alpha_H = 4/5$, $\log N > 21$ (Smette et al. 1997).

Dans la situation la plus extrême ($z_{\text{DLA}} \sim 0,5$, $z_s = 2,5$, $b_q = 16$), des augmentations de 170% et de 90% de la valeur mesurée de Ω_{HI} sont attendues au sein des modèles EGH et E, respectivement. Les surestimations baissent à 60% et 30% respectivement si $b_q = 18$.

La détermination de Ω_{HI} à haut redshift ($z_{\text{DLA}} \sim 2$) n'est pas significativement perturbée par les effets de lentille gravitationnelle (au maximum 10%). Cette relative insensibilité de Ω_{HI} vis-à-vis des effets de lentille contraste avec l'importante surdensité attendue pour les systèmes avec une densité de colonne élevée (jusqu'à un facteur presque égal à 5, voir Fig. 6.4). Cela est dû au fait que la distribution des densités de colonne avec $N > N_{\text{HI}}^{\text{max}}$ a une dépendance en N^{-3} , alors qu'elle varie comme $N^{-1,2}$ pour les systèmes avec $N < N_{\text{HI}}^{\text{max}}$. La surdensité la plus élevée affecte des systèmes nettement moins nombreux⁶.

On peut montrer facilement à l'aide de la relation (6.8) et du modèle EGH qu'en l'absence du phénomène de lentille, bien que 80% des contributions à Ω_{HI} proviennent de systèmes avec $N > N_{\text{DLA}}$, 43% d'entre elles sont dues aux systèmes avec $N_{\text{DLA}} < N < N_{\text{HI}}^{\text{max}}$ et 57% seulement viennent des systèmes fortement inclinés, avec $N > N_{\text{HI}}^{\text{max}}$.

La Fig. 6.7 montre la dépendance des facteurs correctifs $(\frac{dN}{dz})_{\text{GL}} / (\frac{dN}{dz})_{\text{NL}}$ et $\Omega_{\text{HI,GL}} / \Omega_{\text{HI,NL}}$ en fonction du redshift et de la magnitude du quasar d'arrière-plan. Il apparaît clairement que les effets sont les plus marqués pour des DLAs situés à un redshift modéré, devant des HLQs.

6.4.4 La luminosité des galaxies responsables des DLAs

Si les (hypothétiques) galaxies responsables des DLAs sont identiques aux galaxies de champ et si elle devaient être détectées (voir une première tentative par Le Brun et al. 1997),

⁶Nous retrouvons ici un comportement générique découvert lors de notre étude des associations QSO-galaxies : plus une signature du phénomène de lentille est forte, plus le nombre d'objets qui en témoignent est réduit.

quelle serait la modification apparente de leur distribution de luminosité ? La réponse réside dans la compétition entre le rayon optique et le rayon d'Einstein de la galaxie en fonction de la luminosité (relations de Holmberg et de Tully-Fisher) : si le rayon d'Einstein croît plus vite que le rayon optique, les galaxies lumineuses seront privilégiées, sinon, on mesurera une surdensité de galaxies faibles. La grandeur-clé est définie par :

$$\frac{b_o}{b_L} \propto \left(\frac{L}{L_*} \right)^{2/\gamma - \alpha_H}$$

Les valeurs adoptées dans cette étude ($\gamma = 2,6$ et $\alpha_H = 5/12$) impliquent que $2/\gamma - \alpha_H = 0,35$ et que les galaxies lumineuses sont favorablement biaisées. On s'attend dans ce cas à une surdensité supérieure à 12% pour des galaxies avec $L > L_*$ et $z = 2$ situées devant des HLQs ($z_s = 2,5$, $b_q = 16$). La Fig. 6.8 représente la quantité $\int_{N_{\min}}^{\infty} f_{GL}(N)dN / \int_{N_{\min}}^{\infty} f_{NL}(N)dN$ pour plusieurs valeurs des paramètres γ et α_H .

6.5 Traces observationnelles du phénomène de lentille

Dans cette section, nous investiguons tout d'abord l'ampleur attendue du phénomène de lentille sur la détermination effective de Ω_{HI} réalisée au moyen de recensements de DLAs récemment publiés dans la littérature. Ensuite, nous vérifions à l'aide de quelques tests statistiques si un biais est réellement présent au sein des observations. Enfin, nous évoquons la possibilité de sélectionner des quasars présentant un DLA dans leur spectre dans le but de découvrir de nouveaux mirages gravitationnels et nous présenterons quelques résultats préliminaires.

6.5.1 Surestimations observationnelles attendues de dN/dz et de Ω_{HI}

Les rapports $O_{dN/dz} = (dN_{GL}/dz)/(dN_{NL}/dz)$ et $O_{\Omega_{HI}} = \Omega_{HI_{GL}}/\Omega_{HI_{NL}}$ ont été estimés à l'aide de notre modèle dans 4 échantillons de QSOs destinés à la recherche de DLAs et publiés dans la littérature :

1. L'échantillon de recherche de DLAs à des redshifts modérés ($z_{DLA} \sim 0,5$), observé avec le satellite *International Ultraviolet Explorer* (IUE) (Lanzetta et al. 1995) ; cet échantillon contient 177 quasars, avec $\langle z_s \rangle = 0,63$ et $\langle v_q \rangle = 15,7$.
2. L'échantillon de recherche de DLAs à haut redshift, compilé par Lanzetta et al. 1991 (L91) ; les spectres de 157 QSOs ont été explorés pour la recherche de DLAs. Nous avons éliminé de nos calculs 20 quasars pour lesquels la magnitude n'est pas disponible dans le catalogue de Véron-Cetty & Véron ($\langle z_s \rangle = 2,9$, $\langle v_q \rangle = 18,3$).
3. La recherche de DLAs au sein de 228 quasars extraits du LBQS par Wolfe et al. (1995) ($\langle z_s \rangle = 2,2$, $\langle v_q \rangle = 18,2$).
4. L'échantillon de 43 QSOs avec des systèmes en absorption Mg_{II} dans lequel Rao et al. (1995) ont identifié des DLAs (RTB ; $\langle z_s \rangle = 1,2$, $\langle v_q \rangle = 16,3$).

Les rapports $O_{dN/dz}$ et $O_{\Omega_{HI}}$ sont calculés à partir des distributions $f_{NL}(N)$ et $f_{GL}(N)$ associées aux différents échantillons, au moyen des relations (6.15) et (6.21). Quant aux distributions de la densité de colonne attendues dans les échantillons, elles sont obtenues en généralisant la formule (6.7) :

TAB. 6.1: Estimations numériques des effets de lentille au sein des différentes recherches observationnelles de DLAs. Pour les échantillons L91 et LBQS, les grandeurs ont été calculées pour des DLAs situés dans l'intervalle $1,6 < z_{\text{DLA}} < 2$.

	$O_{dN/dz}$ (E)	$O_{\Omega_{\text{HI}}}$ (E)	$O_{dN/dz}$ (EGH)	$O_{\Omega_{\text{HI}}}$ (EGH)
IUE	1,08	1,19	1,19	1,32
L91	1,03	1,04	1,05	1,07
LBQS	1,02	1,04	1,05	1,07
RTB	1,08	1,19	1,19	1,34

$$f(N) = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\text{QSO}}} \langle \Delta P_i(N) \rangle / \Delta N}{\sum_{i=1}^{n_{\text{QSO}}} (X(z_{i,\text{max}}) - X(z_{i,\text{min}}))}, \quad (6.22)$$

où :

- n_{QSO} est le nombre de quasars dans l'échantillon ;
- $z_{i,\text{min}}$ et $z_{i,\text{max}}$ définissent les limites de l'intervalle de redshift dans lequel on investigate la présence de DLAs le long de la ligne de visée du $i^{\text{ème}}$ QSO ; cet intervalle peut soit être fixé volontairement dans le but d'étudier $f(N)$ à un redshift bien précis, soit être imposé physiquement par la longueur d'onde détectable la plus courte (z_{min}) et le redshift du QSO (z_{max}).

Les résultats numériques pour les modèles E et EGH sont présentés à la Table 6.1. Ils montrent que :

1. Globalement, les estimations observationnelles de Ω_{HI} ne devraient pas être polluées par d'importants effets de lentille gravitationnelle.
2. Les recherches de DLAs à haut redshift dans les échantillons L91 et LBQS sont particulièrement peu affectées par le phénomène de lentille gravitationnelle. Cela est dû à deux causes principales : i) les magnitudes moyennes des QSOs dans ces deux échantillons sont faibles ($b_q \sim 18,3$ et $\sim 18,7$ respectivement) car les DLAs sont détectables dans des spectres avec un faible rapport S/N ; cela implique que le biais en amplification est peu important ; ii) le redshift des DLAs détectés depuis le sol doit nécessairement être élevé ($z > 1,63$), à cause de l'absorption atmosphérique ; il en résulte que le redshift du DLA est comparable à celui du quasar d'arrière-plan ($z_s \sim 2,5$), ce qui minimise à nouveau les effets de lentille (voir Fig. 6.6).
3. Les échantillons IUE et RTB sont davantage affectés par le phénomène de lentille car les quasars sont plus brillants (pour des raisons techniques liées à l'observation) et les DLAs sont recherchés dans une gamme de redshift mieux appropriée. La surestimation de Ω_{HI} ne dépasse cependant pas 35%.

6.5.2 Y-a-t-il un biais détectable dans l'échantillon IUE ?

Dans cette section, nous recherchons une signature du phénomène de lentille gravitationnelle dans l'échantillon IUE. Comme l'effet attendu n'affecte pas tout l'échantillon de façon

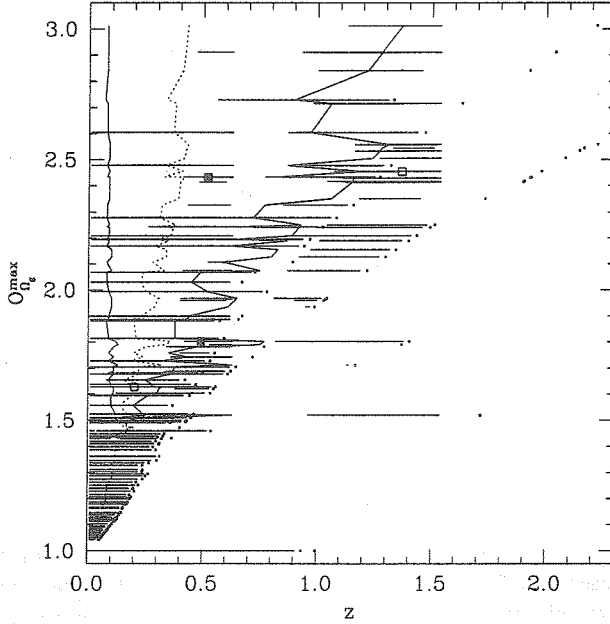


FIG. 6.9: Répartition des observations de l'échantillon IUE en fonction de la surdensité maximale $O_{\Omega_{HI}}^{\max}$ pour le modèle EGH (voir texte). Les lignes droites horizontales représentent les intervalles de redshift à l'intérieur desquels des DLAs ont été recherchés ; les points correspondent aux redshifts des quasars ; l'abscisse correspond à $O_{\Omega_{HI}}^{\max}$. La ligne en trait pointillé indique le redshift de $O_{\Omega_{HI}}^{\max}$ pour chaque QSO, tandis que la courbe brisée en trait continu définit le domaine à l'intérieur duquel la surdensité $O_{\Omega_{HI}} > 1,48$. Les carrés représentent les DLAs observés, avec, en noir, les densités de colonne supérieures à $10^{20,6} \text{ cm}^{-2}$.

uniforme, mais dépend notamment de la magnitude et du redshift du QSO, et du redshift du DLA, nous sélectionnons, sur l'ensemble des lignes de visée investiguées dans l'échantillon, les tronçons de redshift où l'effet est le plus fort, c'est-à-dire où la surdensité $O_{\Omega_{HI}}$ est supérieure à une certaine valeur (O_{lim}) (on l'appellera domaine \mathcal{D}_{max}). Nous définissons un autre domaine, où les effets de lentille attendus sont moindres (\mathcal{D}_{min}). Afin d'éviter les effets éventuels d'évolution, les deux domaines doivent posséder un redshift moyen comparable (condition A) ; si l'on ajoute la condition de similarité des longueurs des intervalles de redshift (condition B), les distances d'absorption, et donc les probabilités a priori d'observer un DLA sans effet de lentille, seront approximativement égales dans les deux domaines.

Pour l'échantillon IUE, la condition A implique la restriction de l'intervalle de recherche des DLAs au domaine de redshift compris entre 0,15 et 0,8 ; la condition B impose la valeur du seuil : $O_{lim} = 1,48$.

La Fig. 6.9 permet de visualiser le domaine à l'intérieur duquel la surdensité $O_{\Omega_{HI}}$ est supérieure à 1,48 (\mathcal{D}_{max}) ; le trait en pointillé indique l'abscisse de la surdensité maximale pour chaque QSO (sommets des courbes de la Fig. 6.6). L'intégration des intervalles de

redshifts observés à l'intérieur et à l'extérieur de \mathcal{D}_{\max} valent $\Delta z_{\max} \simeq \Delta z_{\min} \simeq 10,3$ et les redshifts moyens sont $\langle z_{\max} \rangle \simeq \langle z_{\min} \rangle \simeq 0,387$ (il en découle que $\Delta X_{\max} \simeq \Delta X_{\min} \simeq 12,3$).

La Fig. 6.9 montre également que les recherches de DLAs à faible redshift dans le spectre de QSOs de redshifts modérés (là où la surdensité est importante) ne sont pas continues, mais qu'elles sont parfois entravées par l'existence de systèmes appelés "limites de Lyman"⁷. Cette perte désensibilise l'échantillon IUE aux effets de lentille.

Le nombre de DLAs

Il est étonnant que les 3 DLAs de l'échantillon IUE dont le redshift est inférieur à 0,8 se trouvent précisément dans le domaine \mathcal{D}_{\max} , et un seul DLA possède un redshift au-delà de 0,8, alors que le nombre de DLAs par unité de redshift augmente avec z .

Ce résultat est-il statistiquement significatif ? Si l'on considère uniquement la répartition des DLAs (3/3 dans \mathcal{D}_{\max} et 0/3 dans \mathcal{D}_{\min} , alors que la probabilité d'observation dans chaque domaine est de 0,5 sous l'hypothèse d'uniformité), on obtient par la loi binomiale que la configuration peut être réalisée par hasard avec 12,5% de chance. Il ne s'agit donc pas d'une réalisation significativement improbable. Par contre, si l'on tient compte en outre du nombre de DLAs, et que l'on utilise la normalisation déduite d'un échantillon a priori non affecté par des effets de lentille (par exemple le LBQS), on trouve que la probabilité conjointe d'observer à la fois 3 DLAs dans \mathcal{D}_{\max} et 0 dans \mathcal{D}_{\min} n'est que de 1,7%. En effet, le taux poissonnien d'occurrence d'un DLA dans le domaine \mathcal{D} peut être estimé à partir de la relation :

$$\begin{aligned} \tau_{\mathcal{D}} &= \sum_{i=1}^{n_{QSO}} \int_{z_{i,\min}}^{z_{i,\max}} \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 (1+z)^{\gamma} dz \simeq n_{QSO} \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 (1+\langle z \rangle)^{\gamma} \Delta z \\ &\simeq 10,3 \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 (1,387)^{\gamma}, \end{aligned}$$

où $z_{i,\min}$ et $z_{i,\max}$ définissent l'intervalle de redshift inclus dans le domaine \mathcal{D} et pour lequel des DLAs ont été recherchés dans le spectre du $i^{\text{ème}}$ QSO. Avec $dN/dz = 0,055$ et $\gamma = 1,15$ (Wolfe et al. 1995)⁸, on a $\tau_{\mathcal{D}} = 0,8$ pour chacun des domaines. Il suffit alors de multiplier les probabilités de Poisson associées à chaque domaine.

La configuration observée est donc peu compatible à la fois avec l'hypothèse d'uniformité et avec la normalisation des inventaires de DLAs à haut redshift ; cela indique l'influence possible du phénomène de lentille. Cependant, lorsqu'on modifie les taux poissonniens individuels par les rapports $O_{dN/dz}$ de la Table 6.2 (modèle EGH) relatifs à chaque domaine, la probabilité d'observer 3 DLAs dans \mathcal{D}_{\max} et 0 dans \mathcal{D}_{\min} est de 3%. Ainsi donc, si de telles observations devaient être confirmées à l'aide d'échantillons plus vastes, l'effet de surdensité serait supérieur à celui attendu à l'aide de notre modèle de lentille.

⁷Il s'agit de systèmes absorbant tous les photons plus énergétiques que la limite d'ionisation au redshift considéré (i.e. $912(1+z)\text{Å}$). Cela entraîne une dépression dans le spectre comparable au "break à 4000 Å" provoqué par l'absorption depuis le niveau de Balmer.

⁸Avec les valeurs publiées par Rao (1994) et Rao et al. (1995), la probabilité d'observer la configuration est encore plus faible (0,3%).

TAB. 6.2: Estimations numériques des effets de lentille dans les domaines \mathcal{D}_{\max} et \mathcal{D}_{\min} de l'échantillon IUE.

	$O_{dN/dz}$ (E)	$O_{\Omega_{\text{HI}}}$ (E)	$O_{dN/dz}$ (EGH)	$O_{\Omega_{\text{HI}}}$ (EGH)
\mathcal{D}_{\max}	1,18	1,43	1,43	1,79
\mathcal{D}_{\min}	1,08	1,19	1,19	1,32

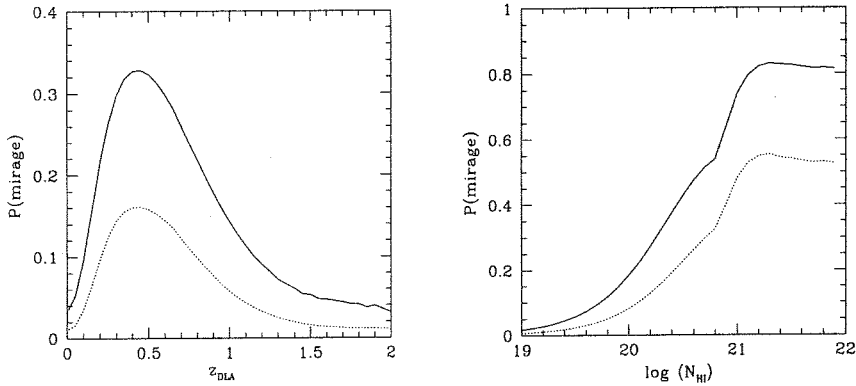


FIG. 6.10: Probabilité qu'un quasar de redshift $z_s = 2,5$ et de magnitude $b_q = 16$ (traits continus) ou 18 (traits pointillés), et présentant un DLA dans son spectre, soit un mirage constitué de deux images (modèle EGH) : à gauche : en fonction de z_{DLA} pour $\log N_{\text{HI}} = 20, 3$; à droite : en fonction de $\log N_{\text{HI}}$, pour $z_{\text{DLA}} = 0, 5$.

La détermination de Ω_{HI}

La Table 6.2 indique que la surestimation de Ω_{HI} attendue dans le domaine \mathcal{D}_{\max} de l'échantillon IUE est au maximum de 79% ; elle descend à 32% dans le domaine \mathcal{D}_{\min} .

Bien que le petit nombre de DLAs ne permette pas d'obtenir des résultats significatifs, on peut estimer par curiosité la valeur observationnelle de Ω_{HI} dans les deux domaines, à l'aide de la formule (6.14). Dans le domaine \mathcal{D}_{\max} , les 3 DLAs entraînent $\Omega_{\text{HI}}^{\text{obs}} = 1,33 \cdot 10^{-3} h^{-1}$ ($\Omega_o = 1$) ; dans le domaine \mathcal{D}_{\min} , il n'y a pas de DLA, mais seulement un système avec $N_{\text{HI}} = 10^{20,1} \text{ cm}^{-2}$, qui conduirait à la valeur $\Omega_{\text{HI}}^{\text{obs}} = 0,98 \cdot 10^{-4} h^{-1}$, soit 13 fois inférieure à la mesure effectuée dans le domaine \mathcal{D}_{\max} . À nouveau, on remarque l'influence possible du phénomène de lentille, mais son intensité dépasserait celle prévue par notre modèle si ces résultats étaient confirmés dans un échantillon plus vaste de DLAs.

6.5.3 DLAs et images multiples

Les images des quasars présentant un DLA dans leur spectre, et pour lesquels la surdensité O est élevée, sont susceptibles d'être multiples. D'après notre modèle, la probabilité qu'un tel quasar soit dédoublé en plusieurs images par l'effet de lentille gravitationnelle associé au

TAB. 6.3: Probabilités individuelles d'observation d'un mirage au sein d'un échantillon de 15 DLAs (Le Brun et al. 1997, 1998 (Réf. 1) et Smette et al. en préparation 1999 (Réf. 2)). Lorsque N_{HI} n'est pas connu, $N_{\text{HI}} = N_{\text{HI,DLA}} = 10^{20,3} \text{ cm}^{-2}$.

Quasars avec DLA	z_s	V_q	z_{DLA}	N_{HI}	P (%)	Réf.
E 0302-223	1,400	16,4	1,010	20,39	4,2	1
PG0117+213	1,500	16,1	0,576	20,30	15,6	2
PHL 1226	0,404	16,9	0,160	20,30	3,9	2
PKS0420-01	0,915	17,0	0,633	20,30	2,4	2
PKS0454+03	1,345	16,5	0,860	20,69	6,0	1,2
3C 196	0,871	17,8	0,437	20,80	5,2	1,2
Q1209+107	2,191	17,8	0,630	20,20	10,5	1,2
PKS1229-02	1,038	16,8	0,395	20,75	17,7	1
PG1247+268	2,043	15,6	1,223	19,80	1,8	2
3C 286	0,849	17,2	0,692	21,25	3,6	1,2
PG1329+412	1,937	17,2	0,519	20,80	33,8	2
MC1331+170	2,084	16,7	0,745	20,30	15,3	1,2
3C 336.0	0,927	17,5	0,472	20,30	3,7	2
PG2112+059	0,457	15,8	0,204	20,40	8,3	2
3C 446	1,404	17,2	0,484	20,90	30,3	2

DLA lui-même peut valoir jusque 30% dans la situation la plus favorable ($z_{\text{DLA}} \sim 0,5$, $z_s = 2,5$ et $b_q = 16$, voir graphique de gauche de la Fig. 6.10). D'autre part, pour z_{DLA} fixé, plus la densité de colonne est élevée, plus la probabilité augmente car le paramètre d'impact moyen diminue. Le graphique de droite de la Fig.6.10 illustre la probabilité attendue pour $z_{\text{DLA}} = 0,5$ (et $z_s = 2,5$, $b_q = 16$). Un plateau apparaît pour les très fortes densités de colonnes, qui sont produites uniquement par des systèmes très inclinés sur la ligne de visée. La probabilité d'observer un mirage atteint environ 80% si un HLQ présente une absorption à $z_{\text{DLA}} = 0,5$, avec une densité de colonne supérieure à 10^{21} cm^{-2} .

Les séparations angulaires attendues entre les images sont inférieures à la seconde d'arc et les images secondaires pourraient souffrir une extinction par la poussière située dans le noyau de la galaxie spirale voisine de la ligne de visée. Pour ces deux raisons, il faut observer dans le proche infra-rouge avec le HST. La découverte de mirages gravitationnels engendrés par des DLAs fournirait un moyen unique de déterminer la masse de la structure associée au gaz neutre ; elle serait également une validation de notre modèle, à savoir que les DLAs sont associés à des protogalaxies massives déjà formées.

L'identification possible à l'aide du HST (et de la WFPC II) des galaxies responsables d'un DLA dans le spectre de 7 QSOs par Le Brun et al. (1997) et un programme de recherche d'images multiples au sein d'un échantillon de 13 QSOs avec un DLA au moyen de la caméra infra-rouge NICMOS (également à bord du télescope spatial) par Smette et al. (1999) constituent les deux premières tentatives réalisées dans cette direction. Aucun des 15 QSOs différents observés ne présente d'images multiples (Le Brun et al. 1998 et Smette et al. 1999, en préparation). Le Brun et al. (1998) montrent que ce résultat négatif est attendu au sein des 7 QSOs observés, à partir des positions et des luminosités des galaxies supposées

responsables des DLAs. Les probabilités individuelles P pour chacun des 15 QSOs sont consignées dans la Table 6.3. La probabilité poissonnienne totale d'observer au moins un mirage vaut 49% au sein de l'échantillon de 7 DLAs (Réf. 1), et 84% pour l'échantillon total de 15 DLAs. La non-détection de mirages parmi les 15 DLAs n'est donc pas statistiquement significative.

6.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons analysé de façon quantitative les effets de lentille théoriquement attendus, tant sur la détection des DLAs dans un échantillon de quasars, que sur la détermination observationnelle de la densité spatiale des DLAs et de la densité cosmologique d'hydrogène neutre Ω_{HI} . Nous avons également examiné les données existantes afin d'y discerner une éventuelle trace du phénomène de lentille. Dans cette optique, nous avons fait usage des hypothèses suivantes :

1. Les DLAs sont provoqués par des disques se trouvant dans le potentiel gravifique des progéniteurs des galaxies spirales. Cette hypothèse s'appuie sur la coïncidence entre le contenu en gaz HI déduit à haut redshift au moyen des DLAs et celui sous forme d'étoiles à l'époque actuelle (Wolfe 1995), sur le profil de raie en absorption (Wolfe 1995, Prochaska & Wolfe 1996), et sur l'extension des DLAs ($\sim b_L$), mesurée à partir de deux lignes de visée (Smette et al. 1995) ou de sources radio étendues d'arrière-plan (Foltz et al. 1988). D'autre part, le quasar multiple B0218+357 présente dans son spectre un DLA associé à la lentille, qui est une galaxie spirale. Des études récentes visant à identifier directement les contreparties optiques des DLAs (Le Brun et al 1997, Rao et al. 1998) montrent que ceux-ci pourraient être associés à une plus grande variété de galaxies. La galaxie spirale représente cependant un déflecteur de masse "moyenne".
2. Les relations de Tully-Fisher et de Holmberg n'évoluent pas. Il est cependant probable qu'une évolution des galaxies à grand redshift modifie les exposants de ces lois. L'effet le plus important sur nos résultats proviendrait d'une augmentation du rayon optique b_L , puisque le biais en amplification diminue si le paramètre d'impact augmente. On notera néanmoins que les effets de lentille les plus importants ont lieu pour $z_{\text{DLA}} \sim 0,5$, où l'évolution est sans doute plus modérée.
3. Le profil radial de la densité de colonne est choisi selon deux modèles déduits de l'observation de la raie d'hydrogène en émission à 21 cm dans les galaxies spirales locales (E et EGH). Aucune information n'est connue concernant l'évolution de ce profil à haut redshift. Il est même possible que les fortes densités de colonne soient produites par des nuages de gaz denses et locaux, auxquels sont plus sensibles les faisceaux étroits en provenance des QSOs que les observations à faible résolution angulaire dans la raie à 21 cm.
4. Le potentiel gravifique associé aux halos des galaxies spirales est représenté par le modèle SIS. Cependant, la présence d'ellipticité dans la distribution de matière est révélée par les nombreux mirages à 4 images (voir Chapitre 4). Le biais en amplification associé à ces mirages est plus élevé que celui du modèle SIS, mais leurs valeurs sont comparables pour les images uniques. Les prédictions des effets de lentille au sein du modèle SIS ne sont donc pas exagérées.

5. La galaxie spirale associée au DLA est la seule responsable de l'amplification lumineuse. Il s'agit d'une simplification. La présence d'une autre galaxie (notamment une elliptique) ailleurs sur la ligne de visée amplifie "artificiellement" le flux du quasar et diminue le biais qui associe celui-ci à la présence d'un DLA (car le QSO est en vérité plus faible qu'il n'apparaît). Cette situation est rarissime. Par contre, la contribution d'un amas contenant la galaxie responsable du DLA augmenterait le biais en amplification car plus de matière serait indirectement associée au DLA. Enfin, le phénomène de microlentille provoqué par les étoiles de la galaxie a été négligé, bien qu'il soit corrélé à la formation d'un DLA. Des systèmes fortement inclinés pourraient être favorisés grâce à l'augmentation du biais en amplification. Le phénomène de microlentille sera pris en considération dans une étude ultérieure.
6. Le biais en amplification est calculé à partir du comptage de QSOs par Boyle et al. (1988). Si l'absence de coude dans cette distribution (Hawkins & Véron 1995) devait être confirmée, la découverte de DLAs et la détermination de Ω_{HI} cesseraient de dépendre de la magnitude des QSOs via les effets de lentille gravitationnelle. Bien que la statistique des images multiples soit sensible à ce paramètre (Chapitre 4), il faudra sans doute attendre les résultats des premiers recensements automatisés de quasars pour pouvoir trancher entre les 2 modèles.
7. Les effets d'extinction liés à la présence de poussières dans les DLAs (Fall & Pei 1993) sont négligés. Si de tels effets se produisent, les quasars possédant un DLA sur leur ligne de visée apparaîtront de préférence plus rougis et plus faibles. Bien que ce comportement soit opposé à celui provoqué par le biais en amplification, il ne l'annule pas nécessairement. En effet, si la poussière est concentrée au centre du DLA, le phénomène de contournement annule son influence ; si l'extinction affecte le comptage des QSOs, alors les quasars les plus atteints sont exclus de l'échantillon spectroscopique dans lequel les DLAs sont recherchés et la poussière n'influence pas directement les résultats présentés ici (par contre, l'échantillon n'étant pas complet, l'extinction modifie les mesures observationnelles de Ω_{HI} , spécialement à bas redshift où la quantité de poussière est vraisemblablement plus importante (Pei & Fall 1995)). Extinction et amplification lumineuses sont corrélées et doivent être prises en compte de manière cohérente.

En attendant que les effets de l'extinction et du phénomène de microlentille soient pris en compte dans une prochaine étude, résumons les résultats atteints au cours de ce chapitre :

1. Le profil radial de densité de colonne EGH conduit à des effets de lentille gravitationnelle environ 2 fois plus prononcés que le modèle exponentiel E. Le modèle EGH est plus réaliste pour décrire les galaxies locales (Roberts, 1975).
2. Les recherches observationnelles de DLAs à haut redshift menées jusqu'à présent sont peu sensibles aux effets de lentille gravitationnelle. Cela provient essentiellement du fait que les DLAs peuvent être détectés dans un spectre de faible rapport S/N et que par suite, la magnitude des quasars ($b_q \sim 18,5$) se trouve près du coude de la distribution, là où le biais en amplification est inefficace. De plus, les DLAs sont investigués depuis le sol dans une gamme de redshifts juste inférieurs au redshift du QSO. Ainsi, la surestimation de la densité cosmologique d'hydrogène, Ω_{HI} , ne dépasse 15% que pour

seulement 3% de la zone de redshifts explorée par le LBQS. À plus faible redshift (échantillon IUE), les effets de lentille sont un peu plus importants, mais la correction à apporter à Ω_{HI} reste inférieure à 35%.

3. Le phénomène de lentille gravitationnelle modifie de façon importante le comptage des DLAs de redshift $z \sim 0,5$ situés en face de quasars brillants et distants ($z_s = 2,5$, $b_q = 16$). En effet, dans de telles conditions, le nombre de DLAs par unité de redshift est surestimé de 90%, les systèmes avec des densités de colonne supérieures à 10^{21} cm^{-2} sont en excès d'un facteur 4 et la quantité cosmologique de gaz neutre associée aux DLAs est surestimée de 170%.
4. Si les exposants des lois de Tully-Fisher et de Holmberg valent respectivement $\alpha_{\text{TF}} = 2,6$ et $\alpha_H = 5/12$, une surdensité de galaxies brillantes ($L > L_*$) est attendue dans l'identification des contreparties optiques des DLAs (cette surdensité s'élève à 12% pour des DLAs situés à $z_{\text{DLA}} = 2$, devant des quasars brillants).
5. Un test statistique a été conçu pour déceler la présence du phénomène de lentille dans l'échantillon IUE de recherche de DLAs à bas redshifts. Le nombre de DLAs est trop petit pour tirer des conclusions définitives, mais il semble indiquer un excès de DLAs dans le domaine des redshifts les plus bas. Si cet excès devait être confirmé dans un plus vaste échantillon, il dépasserait même les prédictions de notre modèle de lentille.
6. L'apparition d'un DLA dans le spectre d'un quasar peut s'accompagner de la formation d'images multiples ($\Delta\theta < 1''$), avec environ 30% de chance dans les situations les plus favorables ($z_{\text{DLA}} \sim 0,5$; $z_s = 2,5$ et $b_q = 16$). À leur tour, les images multiples renseignent sur la masse et la structure de la distribution de matière associée au DLA. Des premières observations en infra-rouge avec le HST d'une dizaine de DLAs n'ont révélé malheureusement aucune image double. Ce résultat n'est cependant pas encore significatif en raison de la taille restreinte de l'échantillon.
7. En cours de réalisation de cette étude, nous avons pris connaissance d'un travail portant sur le même sujet, par Bartelmann et Loeb (1996). Une erreur de traitement du biais en amplification discrédite une partie de leurs résultats.