

à un redshift z_{met} , absorbant dans son référentiel à une longueur d'onde λ_{met} . L'absorption produite est observée à $\lambda_{\text{obs1}} = \lambda_{\text{met}}(1 + z_{\text{met}})$, mais sera reconstruite à un redshift $z_{\text{abs}} = \lambda_{\text{obs1}}/\lambda_{\text{Ly}\alpha} - 1 \neq z_{\text{met}}$. De plus, la présence d'hydrogène neutre au redshift du métal z_{met} produit aussi une absorption, à une longueur d'onde $\lambda_{\text{obs2}} = \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1 + z_{\text{met}})$. Ainsi, à chaque raie d'absorption de métal, interprétée comme de l'absorption Ly α , est associée une autre raie d'absorption Ly α . Ceci produit une fausse corrélation le long de la ligne de visée, à une séparation caractérisée par le rapport $\lambda_{\text{met}}/\lambda_{\text{Ly}\alpha}$. Cet effet est très visible dans la fonction de corrélation à une dimension : lorsque l'on corrèle des pixels d'une même forêt (voir figure 5.19). L'effet est aussi visible dans la fonction de corrélation à trois dimensions le long de la ligne de visée ($r_{\perp} < 4 h^{-1}$ Mpc) (voir figure 6.1).

Un autre contaminant présent dans la forêt Ly α sont les HCD (High Column Density). Les HCD sont des absorbeurs possédant une densité de colonne¹, notée² $\log n_{\text{HI}}$, supérieure à $1,6 \times 10^{17}$ atome/cm² (ROGERS et al. 2017). Ces absorbeurs très denses produisent de très fortes absorptions. Ils correspondent à des systèmes effondrés, comme le gaz présent dans ou autour des galaxies. Leur fonction de corrélation est donc beaucoup plus grande que celle du Ly α . **De plus, du fait de leur très grande densité, les profils d'absorption des HCD sont très élargis** : les queues de la distribution lorentzienne caractéristique des absorptions atomiques ne peuvent plus être négligées. Ces profils d'absorption peuvent être alors modélisés par un profil de Voigt. Les DLA (pour *Damped Ly α Absorber*) sont les HCD pour lesquels la densité de colonne est supérieure à 2×10^{20} atome/cm². La figure 1.20 montre le spectre de deux quasars possédant un DLA, ainsi que les profils de Voigt ajustés. Ces HCD sont tellement denses qu'ils peuvent être identifiés dans les spectres. Dans l'analyse du MAS DES BOURBOUX et al. 2020, les DLA identifiés sont modélisés par un profil de Voigt, puis, tous les pixels pour lesquels la fraction de flux transmis est inférieure à 0,80 sont masqués, les autres sont corrigés grâce au profil de Voigt. Les HCD pour lesquels la densité de colonne est inférieure à 2×10^{20} atome/cm² ne sont pas identifiables. Ils ne peuvent donc pas être masqués. Cependant, leur présence doit être modélisée dans le modèle de la fonction de corrélation. Le traitement des HCD est détaillé dans la section 5.4.1.

Pas clair. la forme Lorentzienne de la section efficace et donc de tau n'est pas modifiée, seule l'amplitude est augmentée
mais quand on fait exp - tau, cela fait que le profil d'absorption est complètement saturé dans un gamme significative en lambda, et que les ailes ne sont pas négligeables.

https://en.wikipedia.org/wiki/Voigt_profile :
il me semble que le profil de Voigt c'est pour tau pas pour l'absorption ou F

1. La densité de colonne mesure la quantité de matière intégrée le long de la ligne de visée. Elle est mesurée en atome/cm².

2. Le terme n_{HI} dénote désormais la densité de colonne, exprimée en atome/cm². À ne pas confondre avec la densité d'hydrogène neutre.

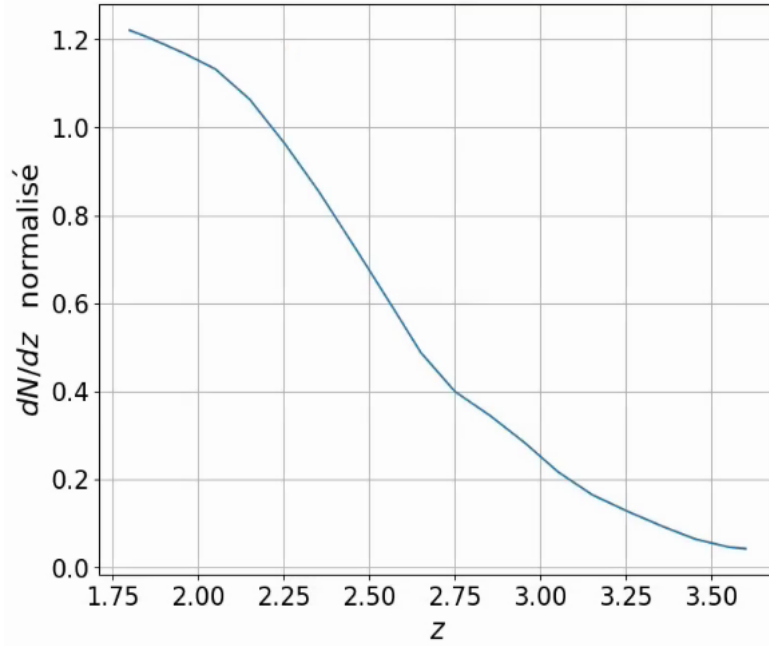


FIGURE 4.4 – Distribution normalisée en redshift des quasars tirés dans les mocks.

Le facteur $(1+z)$ dans l'équation 4.23 vient de la conversion des distances en distances comobiles. Une fois tous les quasars déplacés, leur redshift est recalculé, puis ils sont stockés dans un catalogue. Pour chaque quasar, le catalogue contient leur position dans le ciel (α, δ) , leur redshift avec et sans RSD, ainsi qu'un identifiant unique.

4.2.3 Création des lignes de visée

A cette étape, nous disposons d'un catalogue de quasars corrélés avec le champ de densité $\delta_{\text{matière}}$ qui sera utilisé pour construire l'absorption $\text{Ly}\alpha$. Nous pouvons donc créer les lignes de visées à partir de chaque quasar et jusqu'à l'observateur, puis interpoler la boîte contenant le champ de densité le long de ces lignes de visée. **Nous pouvons noter ici une importante amélioration par rapport aux mocks développés pour BOSS : ces mocks disposaient de lignes de visée parallèles, ou alors ne disposaient pas de corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$. Les mocks présentés dans ce manuscrit disposent à la fois de lignes de visée non parallèles et d'une corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$.**

Dans un premier temps, nous commençons par définir le tableau en longueurs d'onde observées, sur lequel sera interpolé la boîte de densité. Nous choisissons une taille de pixel $d_{\text{pix}} = 0,2 h^{-1} \text{ Mpc}$. Les limites $1,8 < z < 3,6$ en redshift se traduisent par des limites $3403,876 < \lambda < 5592,082 \text{ \AA}$ sur la longueur d'onde observée pour le $\text{Ly}\alpha$. Nous ajoutons la limite basse des spectrographes de DESI : $\lambda_{\text{min}} = 3530 \text{ \AA}$, que nous réduisons afin d'inclure certains métaux dans les forêts (cela sera expliqué dans la section 5.4.1). Les longueurs d'onde observées couvrent donc $3476,1877 < \lambda < 5591,566 \text{ \AA}$ à l'aide de 6524 pixels¹.

Une fois ce tableau en longueur d'onde défini, nous faisons correspondre le pixel $\lambda_{\text{QSO}} = (1 +$

1. Ces limites sont aussi choisies afin de garantir un nombre entier de pixels.

où nous avons explicité la densité de baryon $n_b^2 = (1+z)^6 \Omega_b^2 (1+\delta)^2$ en fonction du contraste de densité δ . Nous pouvons relier de la même manière la température T au contraste de densité δ comme

$$T = \bar{T}(z)(1+\delta)^{\gamma(z)-1}, \quad (\text{A.6})$$

où $\gamma(z \sim 3) \sim 1,6$ (HUI et GNEDIN 1996). Nous pouvons ainsi relier la profondeur optique τ au contraste de densité comme

$$\tau(z) \propto \Omega_b^2 \frac{(1+z)^6 \bar{T}(z)^{-0,7}}{H(z) J_\gamma} \frac{(1+\delta)^\beta}{1+\eta}, \quad (\text{A.7})$$

où η est le gradient de vitesse $\eta = v'_p(z)/H(z)$, $H(z)J_\gamma$ correspond au flux ionisant de photons, et $\beta = 2 - 0,7(\gamma(z) - 1) \sim 1,6$ à $z \sim 3$.

Lorsque nous nous intéressons uniquement au contraste de densité δ , l'équation A.7 et l'approximation log-normale (COLES et JONES 1991) nous donnent

$$\text{+ Bi and Davidsen (1997)} \\ \tau(z) \propto \exp(\beta\delta), \quad (\text{A.8})$$

avec $\beta \sim 1,6$ à $z \sim 3$. Cette équation correspond à l'approximation FGPA (Fluctuating Gunn Peterson Approximation). Lorsque nous prenons en compte le gradient de vitesse η , nous obtenons une version légèrement modifiée de l'approximation FGPA

$$\tau(z) \propto \exp(\beta\delta - \eta). \quad (\text{A.9})$$

Cette équation est l'approximation que nous utilisons pour construire les mocks présentés dans ce manuscrit.

On ne voit pas bien d'où sort le $1 + \eta$ dans A.7
Je te suggère qq chose du genre du draft du papier:
 $\sigma \propto n_{\text{H I}} / v'$ et $v' = H + v'_{\text{p}} = H (1+\eta)$
ou bien est ce $v' = aH + v'_{\text{p}} = aH (1+\eta)$??