

# Méthodes d'analyse et Propriétés Physiques des Systèmes Absorbants dans le Spectre des Quasars

## THÈSE

Doctorat de l'Université Pierre et Marie-Curie - Paris VI

Spécialité :  
Astrophysique et techniques spatiales

par  
Bastien Aracil

### Composition du jury:

Pierre	Encrenaz	<i>Président</i>
Sandro	D'odorico	
Bernard	Fort	
Olivier	Le Fèvre	<i>Rapporteur</i>
Patrick	Petitjean	<i>Directeur</i>
Christophe	Pichon	
Michael	Rauch	<i>Rapporteur</i>



# Table des matières

Résumé	11
<b>1 Introduction</b>	<b>13</b>
1.1 Les Quasars	13
1.1.1 Découverte du premier Quasar	13
1.1.2 Spectre d'un quasar	14
1.2 Rapide Historique du Milieu Intergalactique	19
1.3 Le MIG en absorption	23
1.3.1 La Réionisation en absorption	23
1.3.2 La forêt Lyman- $\alpha$ pour sonder la structure du MIG	25
1.3.3 État et Composition du gaz	27
<b>2 Le “Large Program” : Réduction et analyse automatique</b>	<b>29</b>
2.1 Présentation du “Large Program”	30
2.1.1 Objectifs Scientifiques	30
2.1.2 Descriptions des Observations	36
2.1.3 Étapes de la réduction et leur automatisation	38
2.2 AUVES: automatisation du pipeline UVES de l'ESO	43
2.2.1 Amélioration du “pipeline UVES”	43
2.2.2 Qualité de la calibration en longueur d'onde	46
2.3 Corrections Air-Vide et Héliocentrique	47
2.3.1 Correction Air - Vide	49
2.3.2 Correction Géo - Hélio	50
2.4 Addition de spectres	52
2.4.1 Principes	52
2.4.2 Les données	52
2.4.3 Facteurs de normalisation	52
2.4.4 Détermination des Poids	53
2.4.5 Rééchantillonnage des spectres	55
2.5 Automatisation de la normalisation	55
2.5.1 Méthodes	57
2.5.2 Correction du continu	59
2.6 Détection des raies	61

2.6.1	Méthodes . . . . .	61
2.6.2	Limite de détection . . . . .	62
2.7	Identification des raies . . . . .	64
2.7.1	Théorie de l'Identification . . . . .	64
2.7.2	Automatisation de l'identification . . . . .	66
2.8	Ajustement des raies identifiées . . . . .	74
2.8.1	Choix de la procédure . . . . .	74
2.8.2	Cas de multiplets non blendés . . . . .	76
2.8.3	Cas de multiplets blendés . . . . .	76
2.8.4	Régime de fonctionnement . . . . .	77
2.9	Premiers résultats de la détection et de l'ajustement sur les données du LP . . . . .	81
<b>3</b>	<b>État d'ionisation et enrichissement métallique du MIG à <math>z \sim 2.2</math> (article)</b>	<b>83</b>
	Contexte . . . . .	83
3.1	Introduction . . . . .	85
3.2	Observations and the O VI sample . . . . .	86
3.3	Temperature . . . . .	89
3.4	Analysis of the O VI systems . . . . .	89
3.4.1	The Oxygen abundance . . . . .	90
3.4.2	Pathlength and abundances of some individual sub-systems . . . . .	90
3.5	Summary and conclusions . . . . .	93
3.6	acknowledgements . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Enrichissement métallique des régions sous-denses du MIG (article)</b>	<b>95</b>
	Contexte . . . . .	95
4.1	Introduction . . . . .	98
4.2	Data . . . . .	100
4.3	Pixel optical depth method . . . . .	101
4.3.1	Determination of $\tau_{\text{HI}}$ and cleaning the Lyman- $\alpha$ forest from metals . . . . .	103
4.3.2	Cleaning the spectra . . . . .	104
4.3.3	Metal optical depth . . . . .	104
4.3.4	Simulations . . . . .	106
4.4	Results . . . . .	107
4.4.1	Presence of C IV . . . . .	107
4.4.2	Presence of OVI . . . . .	111
4.4.3	Evolution with redshift . . . . .	112
4.5	Conclusion . . . . .	114
4.6	acknowledgements . . . . .	114
<b>5</b>	<b>Structure à grande échelle des Absorbants Lyman <math>\alpha</math> (article)</b>	<b>115</b>
	Contexte . . . . .	115
5.1	Introduction . . . . .	119
5.2	Observations . . . . .	120

5.3	Comments on individual metal line systems . . . . .	123
5.3.1	LBQS 0019–0145A $z_{\text{em}} = 1.59$ . . . . .	123
5.3.2	LBQS 0019–0145B $z_{\text{em}} = 1.04$ . . . . .	128
5.3.3	Q 0035–3518 $z_{\text{em}} = 1.20$ . . . . .	128
5.3.4	Q 0035–3520 $z_{\text{em}} = 1.52$ . . . . .	128
5.3.5	Q 0037–3544 $z_{\text{em}} = 0.84$ . . . . .	129
5.3.6	Q 0037–3545 $z_{\text{em}} = 1.10$ . . . . .	129
5.3.7	PC 1320+4755A $z_{\text{em}} = 1.56$ . . . . .	129
5.3.8	PC 1320+4755B $z_{\text{em}} = 1.11$ . . . . .	129
5.4	Correlation of metal line systems . . . . .	130
5.5	Correlation in the Lyman- $\alpha$ forest . . . . .	131
5.5.1	The Lyman- $\alpha$ line list . . . . .	131
5.5.2	Correlation . . . . .	134
5.6	Conclusion . . . . .	136
5.7	acknowledgement . . . . .	136
<b>Conclusion</b>		<b>137</b>
<b>Publications</b>		<b>141</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>147</b>
<b>A Raies d’Absorption et Spectres de Quasars</b>		<b>149</b>
A.1	Principe Physique . . . . .	149
A.2	Profil de Voigt . . . . .	151
A.3	Courbe de Croissance . . . . .	154
A.4	Ajustement des raies . . . . .	155
A.5	Classification des absorptions Lyman- $\alpha$ . . . . .	157
<b>B Article: Mesure du rapport des longueurs d’onde du doublet C IV</b>		<b>161</b>



# Table des figures

1.1	Image de l'objet 3C273 . . . . .	14
1.2	Schéma du Modèle Standard des AGNs . . . . .	15
1.3	Spectre du quasar Q0453–423 . . . . .	16
1.4	Absorptions observées dans le spectre de Q0453–423 . . . . .	16
1.5	Système absorbant dans le spectre de HE0001–2340 . . . . .	20
1.6	Absorption à $z_{abs}=2.186$ dans le spectre de HE0001-2340 . . . . .	21
1.7	Simulation et observations révélant des structures dans l'univers . . . . .	22
1.8	Spectre de Quasars à $z_{em}\sim 6$ provenant du relevé SLOAN . . . . .	24
1.9	Du gaz au flux . . . . .	25
2.1	Densité d'absorbants Lyman- $\alpha$ en fonction du décalage spectral . . . . .	32
2.2	Évolution de la densité de la forêt Lyman- $\alpha$ . . . . .	33
2.3	Illustration de la nature statistique de l'effet de proximité . . . . .	37
2.4	Taille des pixels des spectres du LP . . . . .	38
2.5	Mesure de la résolution des données du LP . . . . .	40
2.6	Limites des spectres du LP . . . . .	41
2.7	Étapes de la réduction . . . . .	42
2.8	Conséquences d'un calcul erronée de l'offset . . . . .	44
2.9	Coupe de deux ordres selon l'axe spatial . . . . .	46
2.10	Correction du Zéro . . . . .	47
2.11	Histogramme des erreurs introduites par la calibration en longueur d'onde . . . . .	48
2.12	Qualité de la calibration en longueur d'onde . . . . .	48
2.13	Erreur sur $\lambda_{vide}$ . . . . .	51
2.14	Erreurs introduites par l'échantillonnage . . . . .	56
2.15	Estimations du continu à différentes itérations de la normalisation automatique . . . . .	60
2.16	Exemples d'identifications . . . . .	62
2.17	Limites de Détection . . . . .	63
2.18	Illustration de la méthode PPP . . . . .	68
2.19	Résultat de la recherche du doublet du C IV . . . . .	70
2.20	Résultat brute de l'identification . . . . .	71
2.21	Illustration du "Blend Test" . . . . .	74
2.22	Résultat de l'identification après nettoyage . . . . .	75
2.23	Profil final obtenu après l'identification et l'ajustement automatique . . . . .	77
2.24	Profil final obtenu après l'identification et l'ajustement automatique (2) . . . . .	78

2.25	Spectres simulés pour tester la procédure d'ajustement . . . . .	79
2.26	Résultats de l'identification et de l'ajustement automatique . . . . .	80
2.27	Rapport signal à bruit du LP . . . . .	82
3.1	Complex systems at $z=2.2488$ and $2.2515$ in Q0329–385 . . . . .	88
3.2	The system at $z=2.3638$ in Q0329–385 . . . . .	88
3.3	Histogram of the $b$ values of individual sub-systems. . . . .	89
3.4	The O VI/H I ratio versus O VI/C IV . . . . .	91
3.5	The O VI/N V ionic ratio versus that of O VI/C IV . . . . .	91
3.6	The O VI/C IV and O VI/N V ionic ratio versus the ionization parameter $U$ . . . . .	91
4.1	Illustration de la proportionnalité des profils en absorption d'un multiplet . . . . .	97
4.2	Ratio factors to correct automatic estimated continuum . . . . .	101
4.3	Limits of the Lyman- $\alpha$ forest along each line of sight . . . . .	102
4.4	Fit of a part of the Lyman- $\alpha$ by using the Lyman series . . . . .	103
4.5	Portion of the spectrum of HE 0151–4326 showing a strong Lyman- $\alpha$ absorption with shifted C IV and O VI absorptions . . . . .	105
4.6	Test of the normalisation and pixel-by-pixel procedures . . . . .	108
4.7	$\tau(\text{C IV})$ versus $\tau(\text{H I})$ for individual quasars in the sample. . . . .	109
4.8	$\tau(\text{O VI})$ versus $\tau(\text{H I})$ for the 19 individual quasars in the sample . . . . .	109
4.9	Median of $\tau(\text{C IV})$ versus the median of $\tau(\text{H I})$ . . . . .	110
4.10	Median of $\tau(\text{O VI})$ versus the median of $\tau(\text{H I})$ . . . . .	111
4.11	Median of $\tau(\text{O VI})$ versus the median of $\tau(\text{H I})$ with velocity constraint . . . . .	112
4.12	$\tau(\text{C IV})$ and $\tau(\text{O VI})$ versus $\tau(\text{H I})$ for two redshift bins. . . . .	113
4.13	Median of $\tau(\text{O VI})$ versus the median of $\tau(\text{H I})$ for two redshift bins and with velocity constraint . . . . .	113
5.1	Illustration de l'utilisation de multiplets de quasars . . . . .	116
5.2	<i>HST</i> STIS spectra of four pairs of quasars . . . . .	121
5.3	Illustration of the procedure used to detect absorption lines . . . . .	122
5.4	Metal absorption lines at $z = 0.6953$ and $z = 1.2412$ . . . . .	126
5.5	Lyman- $\alpha, \beta$ absorptions at $z_{\text{abs}} = 1.2412$ toward LBQS 0019–0145A . . . . .	127
5.6	Number of coincidences versus the velocity separation with an equivalent width threshold . . . . .	133
5.7	Number of coincidences versus $ \Delta v $ for the complete sample . . . . .	134
5.8	Velocity distribution of 20 coincidences with $ \Delta v  < 500 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	134
5.9	Equivalent width observed along one line of sight versus the one observed along the second one . . . . .	135
A.1	Domaines d'approximation de la fonction de Voigt . . . . .	153
A.2	Courbe de croissance de la transition Ly $\alpha$ de l'hydrogène neutre . . . . .	155
A.3	Rapport de la largeur équivalente pour le doublet C IV1548,1550 . . . . .	156
A.4	Décomposition d'une raie simple . . . . .	157

## Liste des tableaux

2.1	Liste des quasars observés dans le cadre du LP . . . . .	39
2.2	Coordonnées des télescopes du VLT . . . . .	51
2.3	Valeur des paramètres utilisés pour la normalisation automatique du “Large Program” . . . . .	59
2.4	Rapport de longueurs d’onde de doublet . . . . .	65
2.5	Liste des groupes utilisés . . . . .	67
2.6	Liste de contraintes . . . . .	72
3.1	Column densities of the O VI systems in Q 0329–385 . . . . .	87
3.2	Column densities of individual O VI sub-systems . . . . .	87
3.3	Abundances and pathlength of the O VI absorbers . . . . .	92
4.1	List of lines of sight . . . . .	102
4.2	Proces to detemine $\tau_1 = \tau_{\text{metal}}$ . . . . .	106
5.1	List of observed QSOs . . . . .	120
5.2	Line list for the pair LBQS0019–0145AB . . . . .	124
5.3	Line list for the pair LBQS0035–3518 & Q0035–3520 . . . . .	124
5.4	Line list for the pair Q0037–3544 & Q0037–3545 . . . . .	125
5.5	Line list for the pair PC1320+4755AB . . . . .	125
5.6	List of metal lines for the four pairs . . . . .	130
5.7	List of Lyman- $\alpha$ lines for the four pairs . . . . .	131
A.1	Liste des raies fortes . . . . .	150



# Résumé

Au cours de cette thèse, mon travail c'est principalement porté sur l'analyse de spectres de quasars me permettant d'étudier des sujets variés allant de la réduction de données spectroscopiques, à la détermination de la structure du milieu intergalactique en passant par la mesure des longueurs d'onde du doublet du  $C^{3+}$ , l'estimation de la taille caractéristique des nuages de  $Mg^+$  dans le halos des galaxies, ou encore l'étude de l'enrichissement métallique du milieu intergalactique. Dans cette thèse seuls quelques points sont développés mais l'ensemble des résultats obtenus ont toujours fait l'objet d'une publication

Le premier chapitre présente les procédures développées afin d'automatiser la réduction des données du spectrographe UVES obtenues dans le cadre d'un programme dirigé par Jacqueline Bergeron (le "Large Program", par la suite LP) en vu d'étudier l'évolution du milieu intergalactique. Les différentes étapes de la réduction (extraction et normalisation des spectres, détection, identification et ajustement des raies d'absorption) ont été optimisées et automatisées afin d'obtenir un ensemble de spectres de quasars homogène et de très bonne qualité.

Les deux chapitres suivants présentent les résultats obtenus en exploitant les données du "Large Program". Tout d'abord en utilisant les absorptions du doublet  $O^{5+}$  détectés dans le spectre du quasar Q0329–385, il a été possible de déterminer le processus d'ionisation de la forêt Lyman- $\alpha$ . De plus, à l'aide d'outils statistiques appliqués à l'ensemble des données du "Large Program", nous avons pu sonder les régions sous-denses de l'univers ( $\bar{\rho}/\rho \sim 1 - 3$ ) dans le but de déterminer leur métallicité afin de contraindre les scénarii d'enrichissement métallique du milieu intergalactique.

Finalement le chapitre 5 indépendant des précédents, décrit en particulier l'utilisation de plusieurs lignes de visées pour contraindre la taille des absorbants présents dans le milieu intergalactique. En utilisant des paires de quasars observées à l'aide du spectrographe STIS embarqué sur le télescope spatial *Hubble*, nous avons montré qu'à un décalage spectral d'environ  $z \sim 1$ , les absorbants Lyman- $\alpha$  étaient corrélés sur des échelles supérieures à  $1 h_{50}^{-1}$  Mpc.



# Chap. 1

## Introduction

### Sommaire

---

1.1	Les Quasars . . . . .	13
1.1.1	Découverte du premier Quasar . . . . .	13
1.1.2	Spectre d'un quasar . . . . .	14
1.2	Rapide Historique du Milieu Intergalactique . . . . .	19
1.3	Le MIG en absorption . . . . .	23
1.3.1	La Réionisation en absorption . . . . .	23
1.3.2	La forêt Lyman- $\alpha$ pour sonder la structure du MIG . . . . .	25
1.3.3	État et Composition du gaz . . . . .	27

---

## 1.1 Les Quasars

### 1.1.1 Découverte du premier Quasar

C'est lors du troisième relevé radio effectué par l'observatoire Mullard de l'université de Cambridge (3C par la suite) dans les années 60 que sont apparus des objets particuliers. En effet, ces "étrangetés", dont l'objet 3C273<sup>1</sup> fait partie, présentaient une taille inférieure à une arc-seconde ce qui était trente fois plus petit que la taille moyenne de l'ensemble des sources des précédents relevés radio. Un suivi optique ainsi que spectroscopique étaient alors nécessaires pour déterminer la nature de ces objets. Malheureusement la faible résolution angulaire du relevé 3C ne permettait pas d'obtenir une astrométrie satisfaisante pour ce type de suivi.

Entre-temps, Hazard met au point une nouvelle méthode pour obtenir de façon très précise les coordonnées d'une source radio. Cette méthode qui utilise l'occultation d'une source par la Lune, a été appliquée en 1962 à l'objet 3C273 et a ainsi permis d'obtenir sa position à une arc-seconde près (Hazard et al., 1963) rendant possible l'identification de sa contre partie optique. Cette dernière se révéla être un objet de treizième magnitude d'apparence stellaire et présentant un jet de matière (Fig 1.1).

---

1. le 273ème objet du relevé 3C

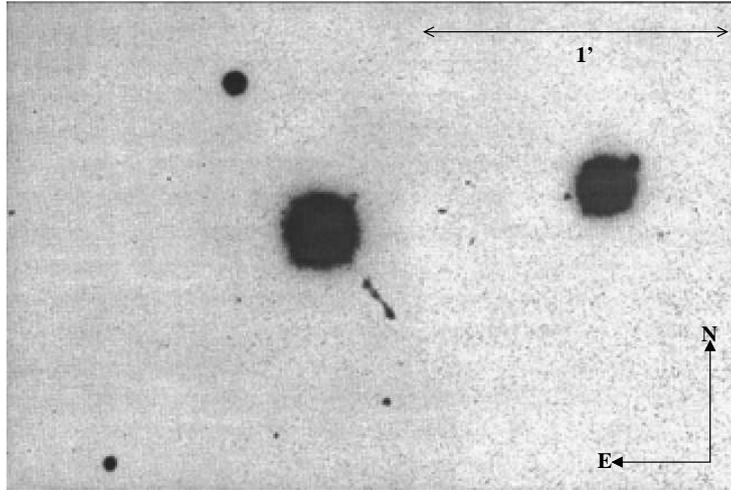


FIG. 1.1 – Observation de 3C273 dans le domaine visible et présentée en couleurs inversées. Il s’agit de l’objet relativement centré. La présence d’un jet au Sud-Ouest ainsi que sa forte luminosité apparente ( $M_V = 12.8$ ) malgré son éloignement cosmologique ( $z_{\text{em}} \sim 0.16$ ) et sa faible taille angulaire, impliquent une nature non-stellaire et très énergétique.

Un spectre de cet objet, obtenu par Schmidt (1963), renforça l’aspect particulier de 3C273. Ce dernier présentait, en effet, quatre raies d’émission identifiées comme l’une des raies du doublet [O III] et trois transitions de l’hydrogène ( $H\alpha$ ,  $H\beta$  et  $H\gamma$ ), mais toutes décalées de 16% par rapport à leur longueur d’onde en laboratoire. L’objet 3C273 ne faisait plus partie de la Voie Lactée et se retrouvait projeté à une distance d’environ deux milliards d’années lumière. L’estimation de la luminosité réelle après correction de l’éloignement grâce à la relation entre le décalage spectral et la distance, indiquait que l’objet 3C273 était cent fois plus brillant que la totalité d’une galaxie. De plus, la présence d’un jet ainsi que l’aspect compact de 3C273 trahissaient une nature violente.

Par la suite, plusieurs sources du relevé 3C furent ajoutées à cette classe d’objets d’apparence stellaire mais ayant un décalage spectral les plaçant bien au-delà de notre galaxie. Ces objets acquérèrent le nom de *quasi-stellar-object* (QSO) ou *quasars*, termes que nous utiliserons par la suite. Aujourd’hui, plusieurs dizaines de milliers de quasars sont répertoriés. Ce nombre est actuellement en perpétuelle augmentation du fait des grands relevés en cours (e.g. VIRMOS, SLOAN, 2dF, CFHTLS)

### 1.1.2 Spectre d’un quasar

Comme indiqué précédemment, un quasar est d’apparence stellaire. C’est principalement son spectre qui nous permet d’obtenir des informations utiles sur lui-même mais aussi sur le milieu traversé par la lumière qu’il émet. La figure 1.3 représente une partie du spectre à haute résolution du quasar Q0453–423 obtenu à l’aide du spectrographe UVES

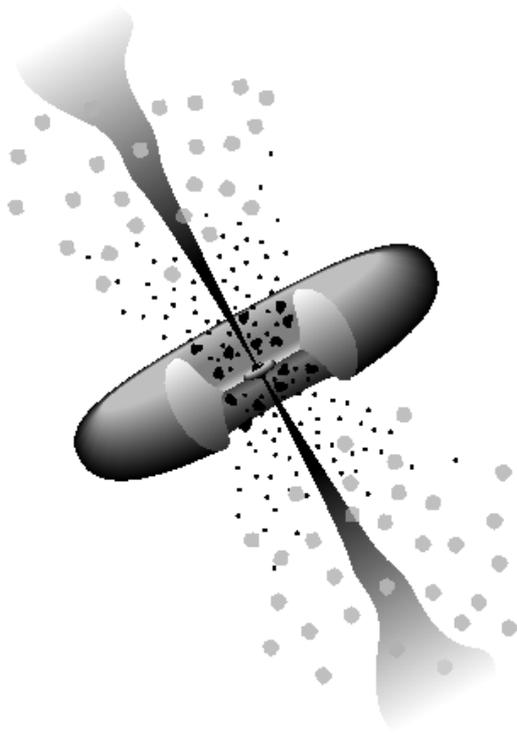


FIG. 1.2 – Schéma très idéalisée du modèle standard pour les noyaux actifs de galaxies. Le schéma n'est pas à l'échelle. Urry et Padovani, 1995

installé sur l'un des télescopes du VLT<sup>1</sup>. Ce quasar possède un décalage spectral égal à  $z_{\text{em}} \simeq 2.658$ . La composante en émission provient du moteur central du quasar dont la description se fait dans le cadre du modèle standard des noyaux actifs de galaxies proposé par Urry et Padovani (1995). La figure 1.2 est une représentation schématique d'un tel noyau. Selon ce modèle, un trou noir super-massif ( $M \sim 10^8 M_{\odot}$ ,  $R \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ m}$ ) compose le moteur central du quasar. La matière tombant sur ce trou noir forme un disque d'accrétion dont le rayon interne est estimé à environ  $10^{15} \text{ m}$ . Ce disque émet dans l'ultraviolet, dans l' $X$  mou et possiblement dans les  $X$  durs pour les parties du disque proches du trou noir. la région qui s'étend jusqu'à  $2 \times 10^{15} \text{ m}$  du trou noir et formée de nuages aux vitesses élevées (représentés par des tâches noires sur le schéma 1.2) porte le nom de "Broad Line Region" (BLR) car elle est responsable des raies larges et fortes observées dans l'optique et l'ultraviolet dans les spectres des AGNs. Au delà du disque se trouve une population de nuages ayant une vitesse propre faible. Cette région qui donne lieu à des raies d'émission étroites est nommée "Narrow Line Region" (NLR) et peut s'étendre sur près de trois parsecs. Par la suite, on désignera l'ensemble de ces composantes en émission (disque, BLR, NLR) comme le continu du quasar. L'information contenue dans ce dernier comme l'index spectral, l'intensité des raies d'émission ou leur largeur, ne concerne que le quasar et son environnement proche. Une estimation du continu du quasar Q0453–423 est indiquée sur la figure 1.3 par la courbe rouge.

À ce continu se greffe des raies d'absorption qui font chuter , de façon plus ou moins

---

1. Le "Very Large Telescope" de l'ESO

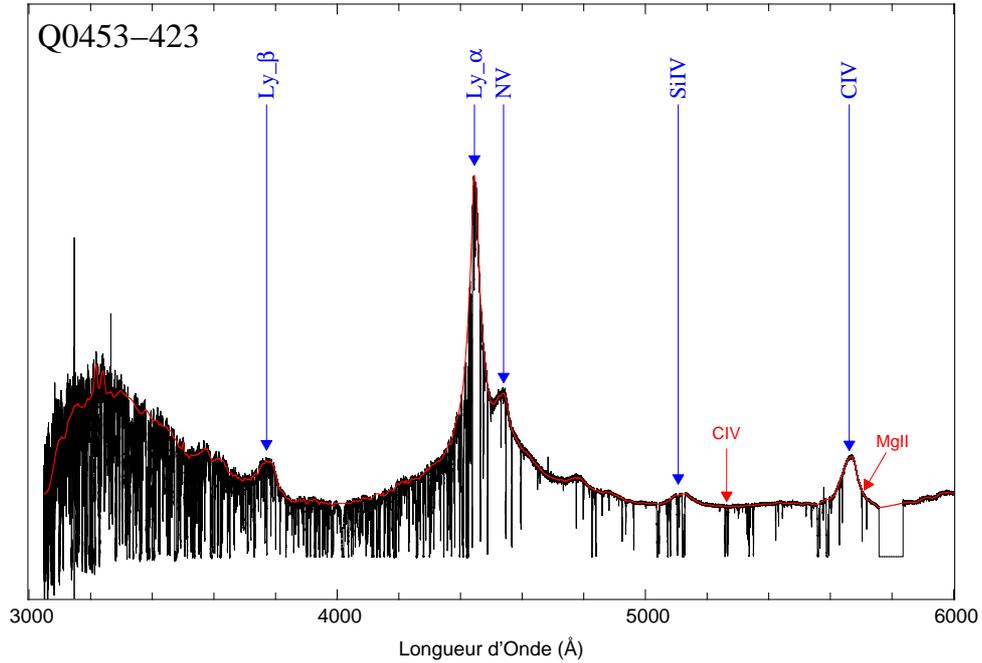


FIG. 1.3 – Spectre du quasar Q0453–423 ( $z_{em} = 2.658$ ) observé avec le spectrographe échelle UVES dans le cadre du “Large-Program” (PI J. Bergeron). Un spectre à basse résolution de ce quasar a permis à Sargent et al. (1979) de prouver la nature “intervening” des absorptions métalliques visibles dans le spectre ci-dessus à des longueurs d’onde supérieures à celle de l’émission Lyman- $\alpha$ . Les deux flèches rouges indiquent la position de deux doublets métalliques représentés sur la figure 1.4

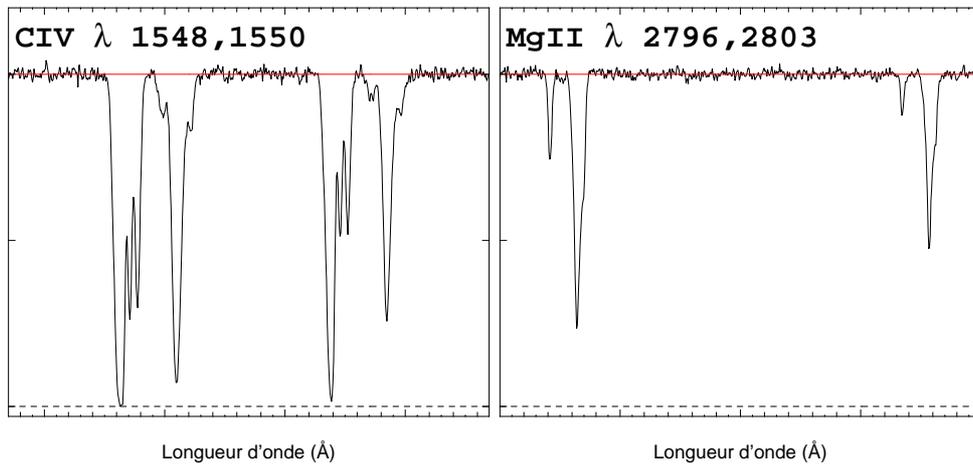


FIG. 1.4 – Deux systèmes métalliques détectés dans le spectre du quasar Q0453–423 sont présentés par les figures ci-dessus. Ces deux fortes absorptions sont indiquées sur la figure 1.3 par les deux flèches rouges et correspondent à deux doublets: celui de l’ion  $C^{3+}$  à  $z_{abs} \simeq 2.397$  et celui de l’ion  $Mg^{+}$  à  $z_{abs} \simeq 1.039$ .

fréquent, l'intensité du spectre. Historiquement les premières raies d'absorption furent détectées en 1966 par Burbidge et al. (1966) et Stockton et Lynds (1966) dans le spectre de 3C191. Celles-ci présentaient un décalage spectral proche de celui du quasar. Ces absorbants furent donc tout naturellement associés à du matériau éjecté par le quasar lui-même. Cette association fût rapidement et longtemps généralisée à l'ensemble des raies d'absorption. Ces dernières n'étaient pas alors repérées par leur décalage spectral observé ( $z_{obs}$ ) mais par leur vitesse d'éjection ( $v_{eject}$ ). La relation donnant la vitesse entre deux transitions de décalage spectral  $z_1$  et  $z_2$  étant:

$$\frac{v}{c} = \frac{(1+z_2)^2 - (1+z_1)^2}{(1+z_2)^2 + (1+z_1)^2} \quad (1.1)$$

$$\simeq 1 - \frac{z_1}{z_2} \quad \text{si } z_1 \sim z_2 \quad (1.2)$$

La vitesse d'éjection est donnée par:

$$\frac{v_{eject}}{c} = \frac{(1+z_{obs})^2 - (1+z_{em})^2}{(1+z_{obs})^2 + (1+z_{em})^2} \quad (1.3)$$

$z_{em}$  étant le décalage spectral du quasar

Certaines des absorptions ayant une vitesse relative inférieure à  $10000 \text{ km s}^{-1}$  sont effectivement associées au quasar (Petitjean et al., 1994. En 1980, Sargent et al. étudient la distribution des raies dans cinq spectres de quasar et confirment l'idée de Bahcall et Salpeter (1965) selon laquelle la plupart de ces absorptions sont dues à du matériau d'origine intergalactique indépendant du quasar et se trouvant par "hasard" sur la ligne de visée. Les deux principaux arguments de cette confirmation sont d'une part la similitude des distributions des absorptions entre les différents spectres et d'autre part l'absence de corrélation entre ces distributions et l'intensité des raies d'émission des quasars. Ainsi la majorité des absorptions trahissent directement la présence de matière sur la ligne de visée et son décalage spectral sa position sur cette dernière. Il faut cependant garder à l'esprit que le décalage spectral "mesuré" d'une absorption est la conjugaison dégénérée du décalage dû au flot de Hubble et du décalage Doppler si l'absorbant possède une vitesse par rapport à l'observateur:

$$(1+z_{obs}) = (1+z_{Hubble}) * \sqrt{\frac{1-v_{abs}/c}{1+v_{abs}/c}} \quad (1.4)$$

Connaissant  $z_{obs}$  on ne peut remonter sans hypothèses physiques à  $z_{Hubble}$  et  $v_{abs}$ . Le scénario qui supposait que les absorptions provenaient de matériau éjecté considérait que le terme  $z_{Hubble}$  était constant et égal au décalage spectral du quasar. Actuellement, cette supposition n'est valable que pour les systèmes associés au quasar effectivement éjectés et pour lesquels la vitesse d'éjection peut être de plusieurs milliers de kilomètres par seconde. En revanche, le décalage spectral des systèmes d'origine intergalactique, est considéré

maintenant comme principalement dû au flot de Hubble et que la vitesse de l'absorbant est rarement supérieure à  $1000 \text{ km s}^{-1}$ .

On peut distinguer sur le spectre d'un quasar deux régions d'absorption délimitées par l'émission Lyman- $\alpha$  de l'hydrogène neutre du quasar. L'ensemble des raies d'absorption observées à des longueurs d'onde  $\lambda$  inférieures à celle de la raie d'émission  $\lambda_{em}$ , est appelée la forêt Lyman puisqu'elle est majoritairement, mais pas uniquement, due aux transitions Lyman de l'hydrogène neutre. La nature de ces absorptions est confirmée par la présence des absorptions de la série Lyman ( $Ly\alpha$ ,  $Ly\beta$ ,  $Ly\gamma$ , ...) et aussi par leur "soudaine" apparition pour des longueurs d'onde inférieures à la raie d'émission Lyman- $\alpha$ .

En dehors de quelques absorptions Lyman- $\alpha$  à plus grand décalage spectral du quasar dues à de la matière chutant sur ce dernier, les raies détectées à  $\lambda > \lambda_{em}$  ne peuvent provenir de l'hydrogène neutre. Celles-ci sont donc dues à des métaux tels que le carbone, le magnésium (voir figure 1.4), le fer ou encore le silicium (voir table A.1 pour une liste des métaux les plus fréquemment rencontrés). Du fait de leurs plus faibles abondances par rapport à l'hydrogène neutre, ces absorptions métalliques sont moins fortes que celles de la forêt Lyman et donc plus difficiles à détecter. De plus, le paramètre de Doppler qui traduit l'élargissement d'une raie est proportionnel à l'inverse de la racine carré de la masse (i.e.  $\propto \sqrt{1/M}$ , voir eq. A.19), les raies d'absorption métalliques sont donc plus fines. Comme la distance minimale en vitesse pour laquelle deux raies d'absorption peuvent être résolues est proportionnelle à la largeur de ces absorptions, les raies métalliques permettent au contraire des raies de l'hydrogène neutre, de sonder des échelles en vitesse plus petites et donc en particulier d'obtenir la structure en vitesse des absorbants. La figure 1.5 illustre cette propriété: les transitions Lyman ne sont détectés que sous la forme de raies saturées et larges alors que les différentes transitions métalliques révèlent une structure cinématique complexe.

La précédente description donne l'impression que les raies métalliques et la forêt Lyman sont deux mondes séparés. Il n'en est rien en réalité: un absorbant donné peut être constitué de plusieurs éléments (Hydrogène neutre, carbone ou/et silicium ionisés ...) et donc donner lieu à des absorptions à différentes longueurs d'onde ( $\lambda_{obs,X}$ ) dans le spectre, chacune étant reliée au décalage spectral  $z_{abs}$  de l'absorbant par la relation

$$\lambda_{obs,X} = (1 + z_{abs})\lambda_{lab,X} \quad (1.5)$$

la figure 1.5 représente une partie des absorptions détectées dans le spectre du quasar HE0001–2340 provenant d'un absorbant de décalage spectral approximativement égal à  $z_{abs} = 2.1852$ . Les trois transitions Lyman  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  observées dans la forêt Lyman sont totalement saturées et ne peuvent fournir qu'une information sur la quantité totale d'hydrogène neutre sur la ligne de visée. En revanche les absorptions métalliques révèlent une structure cinématique complexe s'étalant sur près de  $400 \text{ km s}^{-1}$  et cohérente entre les différents métaux. Ainsi, on observe sur la figure pour les transitions de faible ionisation (Al II et Mg II) une structure formée de trois raies, deux aux bords (à  $\pm 200 \text{ km s}^{-1}$ , nommées 'a' et 'f') et une au centre de l'absorption (à  $0 \text{ km s}^{-1}$ , nommée 'd'). Cette

structure est caractéristique d'un objet central massif depuis lequel est éjecté ou sur lequel tombe de la matière. De plus, on remarque que la raie centrale n'apparaît pas pour les transitions de haute ionisation (C IV et Si IV) ce qui indique de façon raisonnable que l'objet central est plus neutre que la matière éjectée/chutant. Cependant cette analyse rapide nécessiterait un approfondissement en particulier pour expliquer le décalage de la raie 'f' entre les transitions de basse et haute ionisation, l'aspect non symétrique de la transition Lyman- $\alpha$  (voir la figure 1.6 pour un agrandissement), l'anticorrélation des intensités des raies entre C IV et Al II.

Même s'il s'agit d'un système particulier (la transition Lyman est pratiquement un système Lorentzien amorti), cet exemple illustre bien la richesse et la complexité de l'analyse des raies d'absorption. À cette richesse s'ajoute la possibilité de sonder des milieux où la densité de colonne (c'est à dire la densité intégrée sur la ligne de visée) est aussi faible que  $10^{12}$  particules par  $\text{cm}^2$  permettant ainsi d'étudier des objets indétectables par leur émission propre tels que des nuages diffus se trouvant dans le halo de galaxies ou dans les régions sous-denses de l'univers. De plus, puisqu'il est maintenant clair que la majorité des absorptions proviennent de matériaux présents entre le quasar et l'observateur, il est aussi possible d'étudier l'évolution temporelle de ces absorbants. Tout ceci fait qu'actuellement l'analyse des raies d'absorption dans le spectre des quasars est un des outils les plus performants pour sonder le milieu intergalactique (MIG).

Mais avant de continuer dans l'analyse des spectres de quasars il est bon de connaître précisément ce que ces spectres sondent: rien ne sert d'étudier séparément chacun des systèmes absorbants si on ne peut les placer dans un cadre plus général permettant de contraindre par exemple les modèles de formation des grandes structures, ou les processus d'enrichissement métallique du MIG...

## 1.2 Rapide Historique du Milieu Intergalactique

En 1929, Edwin Hubble détermine la distance d'un certain nombre de galaxies et constate que leur vitesse de récession (mesurée à partir de leur décalage spectral, voir équation 1.1) est proportionnelle à leur distance, le facteur de proportionnalité n'étant que la constante de Hubble  $H_0$ . Ce résultat indique clairement que l'univers est en expansion et qu'il devait être plus chaud et plus dense aux premiers instants (par "premiers instants" on désigne ici les instants à partir desquels les théories physiques actuelles permettent de décrire à peu près correctement l'univers. Cela correspond grossièrement au moment où la Grand Unification des forces est brisée, la température de l'univers étant alors estimée à environ  $T = 10^{28}$  K). Srianand et al. (2000) ont d'ailleurs confirmé cette idée en mesurant à un décalage spectral de  $z = 2.34$  une température du fond diffus plus élevée que celle observée aujourd'hui (c'est-à-dire à  $z = 0$ ). L'histoire de l'univers peut alors être grossièrement séparée en deux phases, la transition s'effectuant pour une température d'environ 3000 K.

Tant que la température est supérieure à 3000 K, la composition de l'univers est dominée par les photons. C'est un bain de radiations où se mêlent des paires de particules

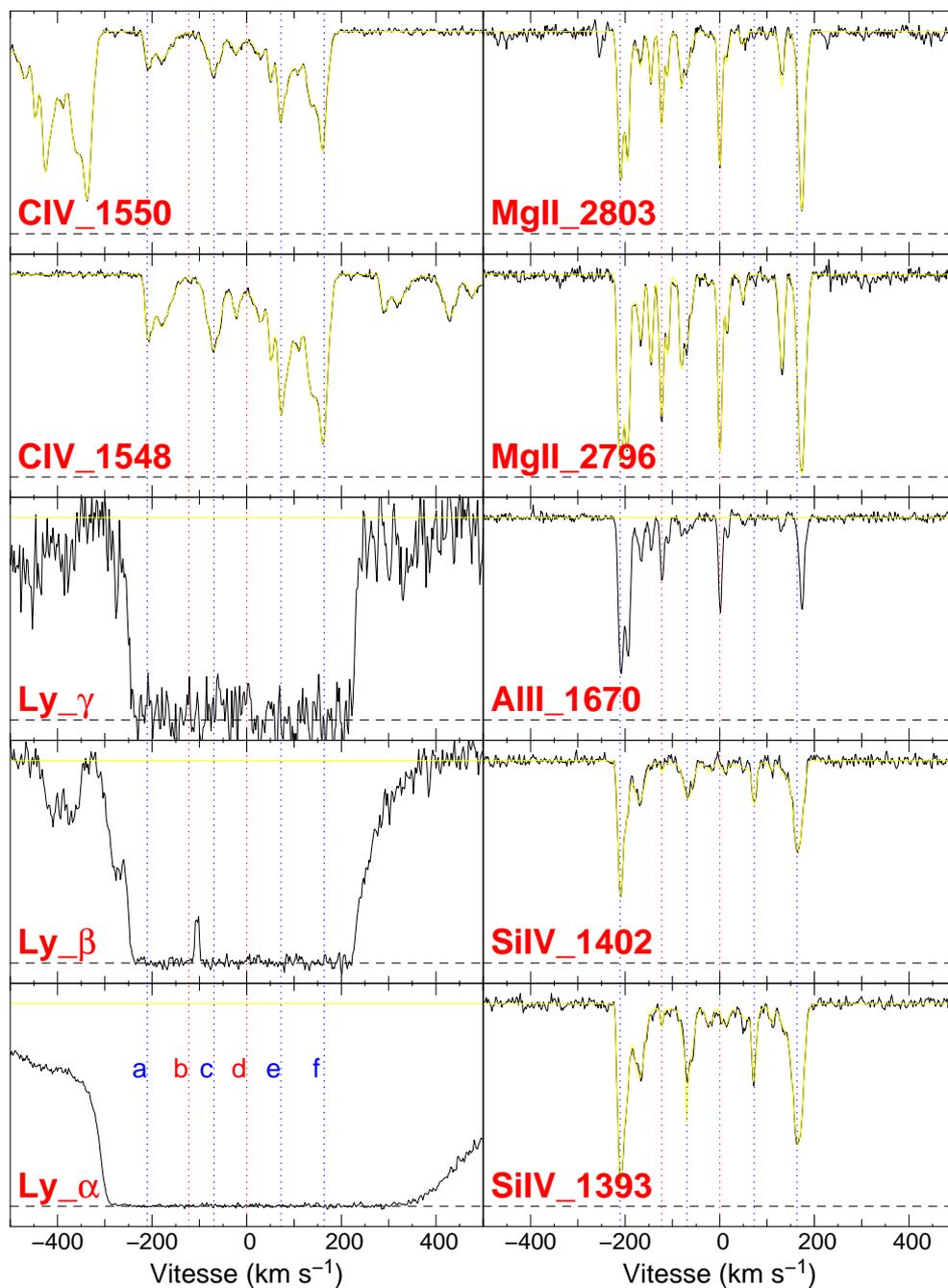


FIG. 1.5 – Système absorbant dans le spectre du quasar HE0001–2340. Le décalage spectral de ce système vaut  $z=2.1852$ . Sont représentées en vitesse plusieurs transitions métalliques et les trois premières transition Lyman de l’hydrogène neutre. Les droites verticales repèrent les composantes principales présentes dans les absorptions métalliques.

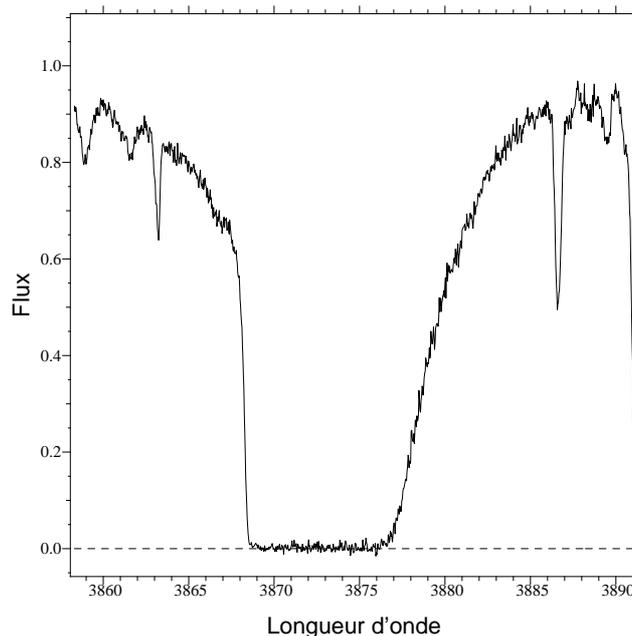


FIG. 1.6 – Transition Ly $\alpha$  de l’hydrogène neutre à un décalage spectral de 2.186 observée dans le spectre du quasar HE0001-2340.

et anti-particules qui s’annihilent au fur et à mesure que la température diminue du fait de l’expansion. Durant cette phase pour une température d’environ  $12 \times 10^9$  K, a lieu les premières réactions nucléaires formant le Deutérium, les isotopes 3 et 4 de l’Hélium ainsi que l’isotope 7 du Lithium : il s’agit de la nucléosynthèse primordiale.

Pour des températures plus faibles que  $\sim 3000$  K, la matière devient l’élément dominant de l’univers. Des inhomogénéités dans sa distribution apparaissent (principalement pour la matière noire). Ces fluctuations primordiales de la densité, sont évaluées à environ  $(\rho/\bar{\rho} - 1) \sim 10^{-5}$  (Readhead et al., 1989; Meinhold et Lubin, 1991; Alsop et al., 1992). L’amplification gravitationnelle de ces fluctuations primordiales de la matière noire donnera naissance au bout de 15 milliards d’années aux grandes structures actuellement visibles par l’intermédiaire des galaxies, amas, super amas, vides et filaments (voir Fig. 1.7).

Très peu de temps après que la matière domine, vers un décalage spectral de  $z \sim 1000$  le découplage entre la matière et les photons intervient. Ces derniers ne sont plus diffusés par les électrons qui forment avec les ions des atomes neutres (principalement de l’hydrogène et un peu d’Hélium). Après ce découplage, le milieu intergalactique est essentiellement neutre. Tout photon hypothétiquement émis est instantanément absorbé. De plus aucune structure rayonnante (étoile, AGN ...) n’est présente, le milieu intergalactique est alors dans la période appelée l’Âge Noir. Cette période prend fin lors de la réionisation de l’univers pour un décalage spectral d’environ  $z \sim 17$  (Spergel et al., 2003). Cependant l’histoire de la réionisation du milieu intergalactique est complexe. Wyithe et Loeb (2003) ainsi que Cen (2003) suggèrent que le MIG a été réionisé deux fois. Tout d’abord une population III

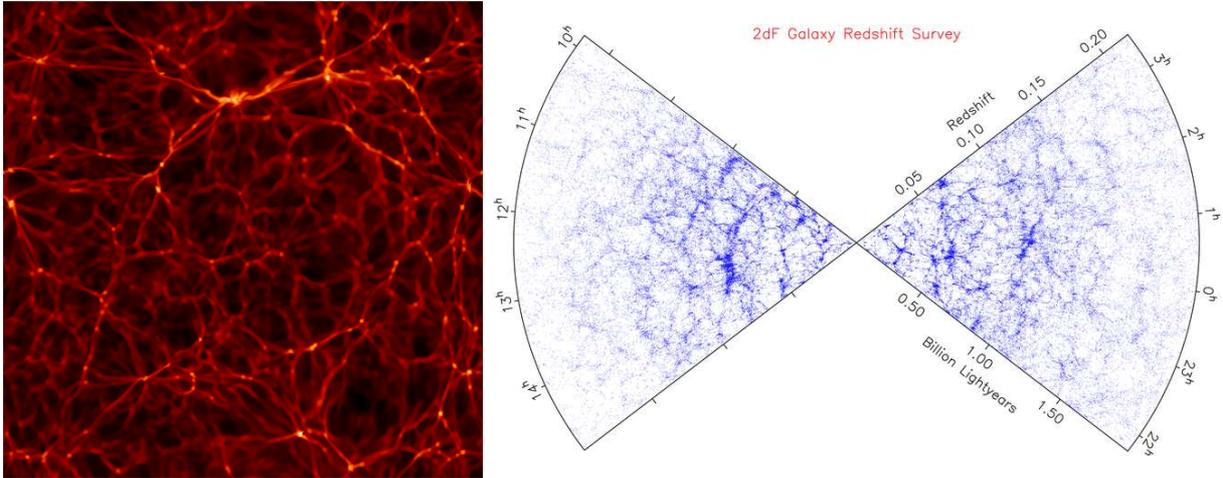


FIG. 1.7 – Figure de gauche: Tranche d’univers provenant d’une simulation numérique de Stéphane Colombi ( $\Lambda$ CDM, 40 Mpc,  $512^3$  particules) révélant une structure en filament résultant de l’amplification gravitationnelle des fluctuations primordiales. Figure de droite: distribution des galaxies du relevé “2dF Galaxy Redshift Survey” (Colless et other, 2003) présentant une structure similaire à celle prédite par les simulations.

d’étoiles (Pop III) a commencé à chauffer et réioniser l’univers à partir d’un décalage d’environ 30. Vers  $z \sim 15$ , l’univers est totalement ionisé, il s’agit de la première réionisation. La transition de la population III à la population II (Pop II) supposée se faire à  $z \sim 13$  fait chuter d’un facteur 10 le flux ionisant. L’hydrogène se recombine alors rapidement marquant la deuxième recombinaison. L’univers est à cet instant principalement neutre ( $n_{\text{HI}}/n_{\text{H}} > 0.1$ ) et le reste jusqu’à ce que l’accroissement de la population d’étoiles Pop II et la diminution de la densité du MIG autorisent une deuxième réionisation à environ  $z \sim 6$ . Pour des décalage spectraux compris entre 4 et 3, le milieu intergalactique est entièrement ionisé et est baigné dans un flux ionisant provenant des galaxies et des quasars (Haardt et Madau, 1996).

Le rôle des objets lumineux ne s’arrête pas à la réionisation du milieu intergalactique. En effet, comme l’illustre l’exemple de la section précédente qui se base sur la figure 1.5, des métaux sont présents dans l’univers or ces derniers ne peuvent se former qu’au sein des étoiles où se produisent les réactions nucléaires nécessaires à leur formation. Ainsi les étoiles et de manière plus globale les galaxies polluent l’univers de métaux par l’intermédiaire des supernovae et des vents galactiques. En réalité les mécanismes mis en jeu pour enrichir en métaux le MIG ne sont pas totalement compris. L’enrichissement pouvant provenir de la très jeune population d’étoiles Pop III à des décalages spectraux supérieurs à 10 (Bromm et al., 2003; Scannapieco et al., 2003); de vents de proto-galaxies à  $z > 6$  (Scannapieco et al., 2002; Thacker et al., 2002; Madau et al., 2001) ou enfin de vents de galaxies plus massives à un décalage spectral plus faible  $3 < z < 6$  (Aguirre et al., 2001). L’enrichissement par des étoiles primordiales est supposé produire une répartition spatiale des métaux dans le MIG plus uniforme ce qui se traduit par un facteur de remplissage (rapport du volume occupé

par les métaux par celui de l'univers) proche de l'unité. En revanche, pour les deux autres scénarii, les métaux sont produits à l'intérieur des galaxies donc à proximité des fortes densités de matière. Ainsi, au vu de la figure 1.7 la production des métaux est très localisée, l'enrichissement du milieu intergalactique se fait alors en éjectant ces métaux des galaxies par l'intermédiaire des vents galactiques. Néanmoins le facteur de remplissage attendu est plus faible que pour l'enrichissement par la population d'étoiles Pop III. Le moyen le plus direct pour discriminer le scénario qui a effectivement enrichi le milieu intergalactique est donc de déterminer le facteur de remplissage des métaux. Malheureusement la question est à l'heure actuelle encore en suspend puisque les données aujourd'hui disponibles ne permettent de conclure sur la présence ou l'absence de métaux dans les régions sous-denses (voir partie 4) rendant la détermination du facteur de remplissage quelque peu spéculative.

## 1.3 Le MIG en absorption

Il est maintenant naturel de se demander comment les événements majeurs décrits dans la partie précédente et qui ont influencé l'évolution du MIG, se traduisent dans le spectre des quasars. Pour cela il suffit d'interpréter le MIG en terme d'absorptions.

### 1.3.1 La Réionisation en absorption

La réionisation de l'univers est certainement l'événement qui influence de façon majeure le spectre en absorption du MIG. En effet, avant la réionisation, l'univers étant principalement neutre, tout photon hypothétiquement émis est immédiatement absorbé par l'hydrogène neutre. Ainsi un quasar se trouvant à un décalage spectral supérieur à la réionisation doit "voir" son flux, correspondant à la forêt Lyman, totalement absorbé par l'hydrogène neutre présent de façon continu sur sa ligne de visée (il s'agit de l'effet Gunn-Peterson, Gunn et Peterson, 1965). La réionisation constitue ainsi une sorte d'horizon pour l'étude de la forêt Lyman.

Les quasars de la figure 1.8 proviennent du relevé "SLOAN" et possèdent un décalage spectral de l'ordre de  $z \sim 6$ . On observe effectivement une forte absorption du flux après l'émission Lyman- $\alpha$ . Présenté ainsi, le fait d'observer cette forte absorption pour des quasars à  $z \sim 6$  semble contredire le fait que l'univers était justement réionisé pour ce décalage spectral. En réalité cela n'est pas contradictoire car il suffit d'une faible fraction d'hydrogène neutre ( $\sim 1\%$ ) pour produire un effet Gunn-Peterson total tel que celui observé dans ces quatre spectres. Ainsi ces observations, avec l'apparition de flux non nul vers  $8000 \text{ \AA}$ , indiquent simplement une diminution du taux d'ionisation du MIG ( $n_{\text{HI}}/n_{\text{H}}$ ) en fonction du décalage spectral et que donc si l'univers à été neutre c'est alors pour un décalage spectral supérieur à 6.

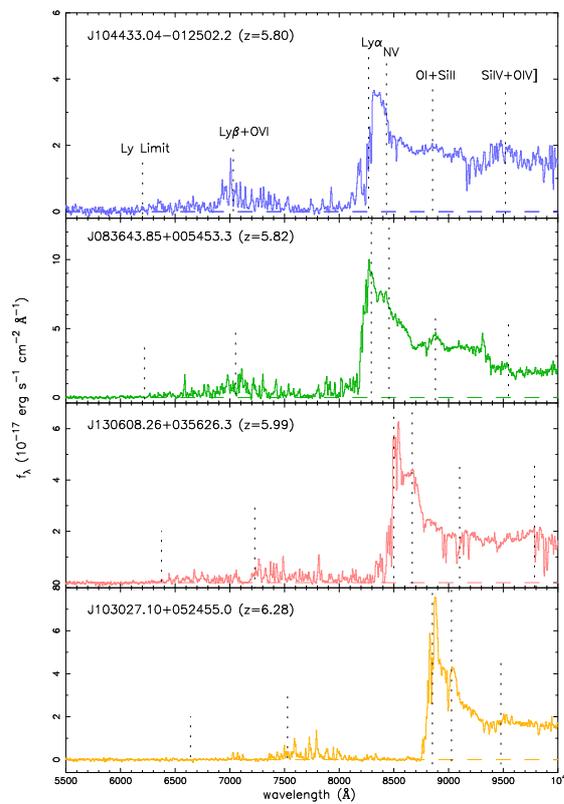


FIG. 1.8 – Spectres de quatre quasars à haut décalage spectral ( $z_{\text{em}} \sim 6$ ) provenant du relevé SLOAN (Becker et al., 2001). La forêt Lyman est fortement absorbée trahissant un MIG principalement neutre mais la présence de flux vers 7500  $\text{\AA}$  indique une augmentation de l'ionisation de l'univers au cours du temps.

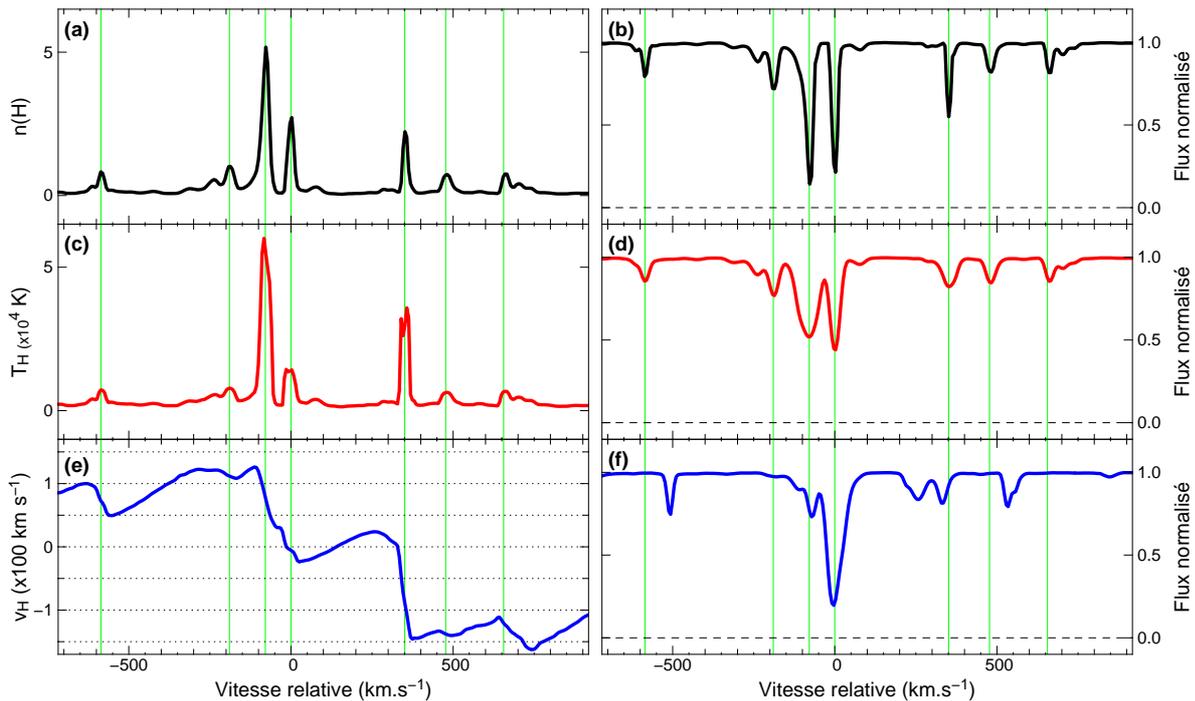


FIG. 1.9 – À gauche, la densité en hydrogène neutre (en noire), sa température (en rouge) et sa vitesse (en bleu) le long de la ligne de visée simulée. À droite: en noir, le flux hypothétiquement observé sur cette ligne de visée sans tenir compte de la température ni de la vitesse de l’hydrogène; puis en incluant successivement les effets dus à la température (en rouge) et à la vitesse (en bleu).

### 1.3.2 La forêt Lyman- $\alpha$ pour sonder la structure du MIG

Pour des décalages spectraux plus faibles ( $z \lesssim 4$ ), la forêt Lyman est constituée d’une multitude de raies dont la répartition en longueur d’onde n’est pas anodine. En effet, si la partie gauche de la figure 1.7 est une tranche d’univers simulé, le spectre d’un quasar n’est autre qu’une “brochette” d’univers observé. La distribution des raies de la forêt est reliée à la distribution de l’hydrogène neutre dans le MIG. Cependant le lien entre le flux observé et la densité d’hydrogène neutre n’est pas direct du fait des effets introduits par la vitesse et la température du gaz.

La partie gauche de la figure 1.9 représente trois champs traduisant, le long d’une ligne de visée simulée, la valeur de la densité (en noire, panneau ‘a’), de la température (en rouge, panneau ‘c’) et de la vitesse projetée (en bleue, panneau ‘e’) de l’hydrogène neutre. La partie droite de cette même figure représente le flux de cette ligne de visée; calculé à partir de la densité en hydrogène neutre tout d’abord en ne tenant pas compte de la température ni de la vitesse (en noir, panneau ‘b’), puis en considérant la température uniquement (en rouge, panneau ‘d’), et enfin en prenant en compte la température et la vitesse (en bleu, panneau ‘f’).

Sans température ni vitesse, panneau (b), le flux présente les mêmes variations que le

champ de densité  $n(\text{H})$ : les positions des raies d'absorptions correspondent à celles des sur-densités en hydrogène neutre. La température n'affecte pas cette équivalence entre position des raies et position des sur-densités (panneau 'd'). Elle ne fait qu'élargir les absorptions et diminuer leur intensité: il s'agit simplement d'un élargissement thermique. Finalement, en introduisant la vitesse de l'hydrogène neutre, les raies d'absorptions se décalent et parfois se superposent entre elles. Ceci, d'une part brise la relation directe entre la position des raies et celle des sur-densités et d'autre part, puisque le décalage est variable, ne permet plus de caractériser la distribution de la densité en hydrogène neutre directement à partir de celle du flux observé. Pour remonter au champ de densité en hydrogène, il est indispensable de contraindre ce dernier avec la température et la vitesse.

Tout d'abord, le réchauffement du MIG dû à la photoionisation par le fond UV combiné avec le refroidissement adiabatique dû à l'expansion de l'univers, conduit à ce que la plus grande partie du gaz pour lequel la densité en baryon normalisée  $\rho_b$  (c'est-à-dire rapportée à la valeur moyenne) est inférieure à 10, ait sa température  $T$  et sa densité  $\rho_b$  reliées par une loi de puissance:

$$T = T_0 \rho_b^\alpha \quad (1.6)$$

Les paramètres  $\alpha$  et  $T_0$  dépendent d'une part du scénario de la réionisation et d'autre part de la forme du spectre du fond UV (Hui et Gnedin, 1997). Finalement, le MIG étant photoionisé, la densité d'hydrogène neutre  $n_{\text{HI}}$  et la densité de baryons  $n_b$  sont reliées par:

$$n_{\text{HI}} = \frac{\alpha_{\text{HII}}(T)}{\Gamma_{\text{HI}}} n_b^2 \quad (1.7)$$

$$\text{où } n_b = \bar{n}_b \rho_b \quad (1.8)$$

Où  $\alpha_{\text{HII}}$  et  $\Gamma_{\text{HI}}$  sont respectivement le taux de recombinaison et de photoionisation de l'hydrogène. Theuns et al. (1998b) donnent pour une température inférieure à  $10^5$  K, une estimation du taux de recombinaison:

$$\alpha_{\text{HII}}(T) = \alpha_0 T^{-0.7} \quad (1.9)$$

$$\text{avec } \alpha_0 = 2.51 \times 10^{-10} [\text{K}^{0.7} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}] \quad (1.10)$$

Ainsi, en réunissant les équations 1.6, 1.7 et 1.9, on obtient une relation entre la densité en hydrogène neutre et la température permettant ainsi de contraindre les deux champs correspondant:

$$n_{\text{HI}} = \frac{\alpha_0 \bar{n}_b^2 T_0^\alpha}{\Gamma_{\text{HI}}} T^{-2\alpha-0.7} \quad (1.11)$$

La correction due aux vitesses particulières consiste à passer de l'espace des décalages spectraux à l'espace physique. Dans le premier espace, les raies ou objets sont repérés par leur décalage spectral observé ( $z_{\text{obs}}$  dans l'équation 1.4). Dans le second, le repérage est effectué à partir du décalage spectral qu'auraient ces raies ou objets si leur vitesse particulière était nulle ( $z_{\text{Hubble}}$  dans la même équation). Cette correction a été étudiée en

particulier pour l'étude statistique de catalogues de grands relevés de décalages spectraux de galaxies (Kaiser, 1987; Hatton et Cole, 1998; Goldberg, 2001) et consiste à déterminer une corrélation entre la répartition des galaxies et leur vitesse particulière. En effet, les vitesses particulières sont principalement dues au flot de matière provenant des zones sous-denses et chutant vers les zones sur-denses que les galaxies sont sensées tracer. Ainsi, les vitesses particulières étant corrélées avec la répartition de la matière, elles le sont aussi avec celle des galaxies.

Cependant, une telle correction sur la position des raies d'absorption s'avère délicate puisqu'elle nécessite une information en trois dimensions sur la distribution de la matière et qu'un spectre de quasar ne fournit l'information que dans une seule dimension. Néanmoins, en examinant la figure 1.9, le champ en vitesse semble être la convolution du champ de densité avec un profil en vitesse ayant une forme de  $z$  penché:  $\sphericalangle$ . Ce profile traduit que la matière se trouvant en avant plan de la sur-densité s'éloigne de l'observateur et celle en arrière plan s'en rapproche c'est-à-dire que la matière aux alentours de la sur-densité chute sur cette dernière. À l'aide de simulations, il est envisageable de déterminer l'estimateur optimal permettant d'obtenir une bonne approximation du champ de vitesse simplement à partir du champ de densité à une dimension sur la ligne de visé.

L'intérêt de la reconstruction du champ de densité est d'obtenir des caractéristiques telles que le spectre de puissance, qui donne le niveau de corrélation de la distribution à une échelle donnée, pour remonter à celui des fluctuations primordiales qui dépendent des paramètres cosmologiques (en particulier  $\Omega_b$  et  $\Omega_k$ ) rendant ainsi envisageable leur mesure à partir de spectre de quasars.

### 1.3.3 État et Composition du gaz

L'intérêt des absorbants ne se limite pas uniquement à l'étude de la forêt Lyman. En effet, comme l'illustre l'exemple de la figure 1.5, les métaux présents dans le spectre des quasars sont eux aussi riches en information. L'état physique du gaz (composition chimique, structure cinématique, état d'ionisation, température ...) sont des paramètres influençant directement le profile des absorptions. Ainsi, par l'intermédiaire d'un modèle de formation des raies (voir A), il est possible de remonter en partie à ces paramètres. De plus en supposant un modèle d'ionisation (par collision ou par photoionisation) ainsi que la forme du fond UV, il est possible, à partir de la densité de colonne de quelques transitions, d'accéder à la composition chimique de l'absorbant et donc en particulier à sa métallicité.



## Chap. 2

# Le “Large Program” : Réduction et analyse automatique

### Sommaire

---

2.1	Présentation du “Large Program” . . . . .	30
2.1.1	Objectifs Scientifiques . . . . .	30
2.1.2	Descriptions des Observations . . . . .	36
2.1.3	Étapes de la réduction et leur automatisation . . . . .	38
2.2	AUVES: automatisation du pipeline UVES de l’ESO . . . . .	43
2.2.1	Amélioration du “pipeline UVES” . . . . .	43
2.2.2	Qualité de la calibration en longueur d’onde . . . . .	46
2.3	Corrections Air-Vide et Héliocentrique . . . . .	47
2.3.1	Correction Air - Vide . . . . .	49
2.3.2	Correction Géo - Hélio . . . . .	50
2.4	Addition de spectres . . . . .	52
2.4.1	Principes . . . . .	52
2.4.2	Les données . . . . .	52
2.4.3	Facteurs de normalisation . . . . .	52
2.4.4	Détermination des Poids . . . . .	53
2.4.5	Rééchantillonnage des spectres . . . . .	55
2.5	Automatisation de la normalisation . . . . .	55
2.5.1	Méthodes . . . . .	57
2.5.2	Correction du continu . . . . .	59
2.6	Détection des raies . . . . .	61
2.6.1	Méthodes . . . . .	61
2.6.2	Limite de détection . . . . .	62
2.7	Identification des raies . . . . .	64
2.7.1	Théorie de l’Identification . . . . .	64
2.7.2	Automatisation de l’identification . . . . .	66
2.8	Ajustement des raies identifiées . . . . .	74
2.8.1	Choix de la procédure . . . . .	74
2.8.2	Cas de multiplets non blendés . . . . .	76
2.8.3	Cas de multiplets blendés . . . . .	76
2.8.4	Régime de fonctionnement . . . . .	77
2.9	Premiers résultats de la détection et de l’ajustement sur les données du LP . . . .	81

---

## 2.1 Présentation du “Large Program”

Le “Large Program” (par la suite LP) dont Jacqueline Bergeron est la principale responsable, consiste en l’allocation de 334 heures sur l’instrument UVES, un spectrographe échelle monté sur l’un des télescopes du VLT<sup>1</sup>, pour l’observation d’une vingtaine de quasars. Conjugué avec un télescope de plus de 8 mètres de diamètre, l’instrument UVES permet d’obtenir des données à haut signal sur bruit et haute résolution spectrale. De plus UVES possède une grande sensibilité dans le bleu, reculant l’étude de la forêt Lyman  $\alpha$  de jusqu’à la coupure atmosphérique à environ 3000 Å. C’est par l’utilisation optimales de toutes les qualités de UVES, que le LP se propose de répondre aux grandes questions actuellement en suspend sur le Milieu Intergalactique.

### 2.1.1 Objectifs Scientifiques

Les principaux problèmes que se propose de résoudre le “Large Program” par l’utilisation des absorptions dans le spectre des quasars observés, concernent principalement le milieu intergalactique (entre autre sa température, son évolution, son enrichissement en métaux...). Cependant, la qualité des données a permis d’aborder des sujets plus spécifiques tels que la variation cosmologique des constantes fondamentales.

#### • Évolution des systèmes absorbants Lyman- $\alpha$

La distribution des systèmes absorbants en fonction du décalage spectral qui permet d’obtenir une information sur l’évolution de ces systèmes, a été estimée dès que la résolution instrumentale a permis de distinguer les raies d’absorption de façon individuelle. Du fait de leur grand nombre, ce sont tout d’abord les systèmes associés à la transition Lyman- $\alpha$  de l’hydrogène neutre qui ont été utilisés. La première étude a été effectuée par Sargent et al. (1980) à l’aide des spectres de six quasars observés à une résolution de 0.8 Å (la “haute résolution” du moment) et couvrant chacun environ 750 Å de la forêt Lyman- $\alpha$ . Les auteurs modélisent l’évolution de la densité des raies Lyman- $\alpha$ ,  $N(z)$ , en fonction du décalage spectral  $z$  par la loi de puissance suivante :

$$N(z) = N_0(1 + z)^\gamma \quad (2.1)$$

Les résultats obtenus ( $\gamma = 0.48 \pm 0.54$ ) n’étaient pas statistiquement suffisants, mais la modélisation de  $N(z)$  en loi de puissance (Eq 2.1) introduite dans cet article reste encore aujourd’hui en vigueur.

En supposant que les systèmes gardent les mêmes caractéristiques (densité et dimension) en fonction du décalage spectral, Fukugita et Lahav (1991) prédisent une valeur de l’exposant  $\gamma_u$  (l’indice ‘u’ indique que cet exposant est calculé pour des systèmes n’évoluant pas) égale à:

---

1. Very Large Telescope de l’ESO

$$\gamma_u = 2 - \frac{1}{2} \frac{3\Omega_0(1+z)^3 - 2K_0(1+z)^2}{\Omega_0(1+z)^3 - K_0(1+z)^2 + \frac{\Lambda}{3H_0^2}} \quad (2.2)$$

avec  $H_0$  la constante de Hubble,  $\Omega_0$  la densité cosmologique et  $K_0$  la courbure de l’univers. En utilisant les estimations actuelles des paramètres cosmologiques ( $\Omega_0 = 0.3$  et  $K_0 = 0$ ), l’exposant  $\gamma$  s’écrit sous la forme:

$$\gamma_u = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{21}{3(1+z)^3 + 7} \right] \quad (2.3)$$

$\gamma_u$  varie alors de 1.55 pour  $z = 0$  à 0.62 pour  $z = 2$  et à pour valeur moyenne 0.92 entre  $z=0$  et  $z=2$ . La première mesure de  $\gamma$  statistiquement robuste est faite par Young et al. (1982) qui obtiennent  $\gamma = 1.81 \pm 0.48$ . D’autres mesures confirment cette valeur élevée indiquant une augmentation rapide du nombre de systèmes en fonction du décalage spectral comme l’illustre la figure 2.2. De plus en séparant les systèmes de faibles densités de colonne ou de faibles largeurs équivalentes et ceux de fortes densités de colonne ou fortes largeurs équivalentes, il apparaît que l’évolution est plus rapide pour les raies fortes que pour les raies faibles.

Les précédents résultats ne sondent que les régions de décalage spectral supérieur à  $\sim 1.6$  du fait de l’absorption atmosphérique dans l’ultraviolet et surtout de la limite de sensibilité dans le bleu des instruments d’observation. C’est en utilisant le spectrographe FOS embarqué sur le télescope spatial Hubble (*HST*) que des mesures de l’exposant  $\gamma$  ont pu être effectuées pour  $z < 1.3$ . Ainsi le programme-clef “Absorption Line Systems” donne  $\gamma = 0.56 \pm 0.61$ , valeur beaucoup plus faible que les précédents résultats mais confirmée par Jannuzi et al. (1998) qui obtiennent  $\gamma = 0.12 \pm 0.23$ . L’évolution des systèmes à bas décalage spectral serait donc plus lente qu’à haut décalage spectral (voir Fig 2.1). De plus, Fukugita et Lahav (1991) indiquent que si les nuages en hydrogène neutre cessent d’évoluer à bas décalage spectral ( $z < 2$ ), l’exposant  $\gamma$  observé devrait être plus élevé que celui donné par la formule 2.3. Or, les valeurs observées de  $\gamma$  à bas décalage spectral sont inférieures à la moyenne de  $\gamma_u$  entre  $z=0$  et  $z=2$ , ce qui indique que l’hypothèse de non-évolution des caractéristiques des systèmes absorbants est certainement fautive.

Une explication de cette évolution observée est proposée par Riediger et al. (1998) en utilisant une simulation CDM<sup>1</sup> allant de  $z = 5$  à  $z = 0$ . Ils distinguent deux populations de particules (qui peuvent être assimilées aux deux populations d’absorbants Lyman- $\alpha$ ):  $P_s$  pour lesquelles la température atteinte par chauffage collisionnel dépasse celle obtenue par photoionisation, et  $P_u$  toutes les autres. Leur travail montre alors que la population  $P_s$  trace les zones de forte densité et que les particules  $P_u$  se retrouvent dans les régions sous-denses. De plus, ils observent que la densité de raies provenant des particules  $P_u$  décroît très rapidement pour des densités de colonne en *HI* supérieur à  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  et que donc à bas  $z$ , les raies fortes proviennent essentiellement de la population  $P_s$  dont l’évolution est plus lente.

---

1. Cold Dark Matter

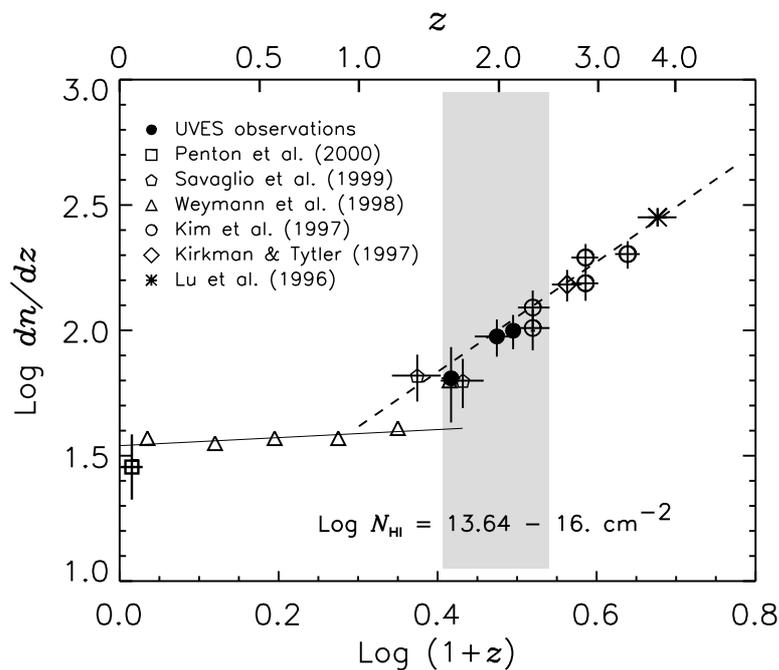


FIG. 2.1 – Logarithme du nombre de systèmes Lyman- $\alpha$  en fonction du décalage spectral (Savaglio et al., 1999). Il apparaît clairement que deux lois de puissances sont nécessaires pour reproduire les observations ( $\gamma = 0.16$  pour les bas  $z$  et  $\gamma = 3.62$  pour les hauts  $z$ ), le changement d'exposant se situant à environ  $z \simeq 1.5$  où la dispersion des observations est actuellement importante

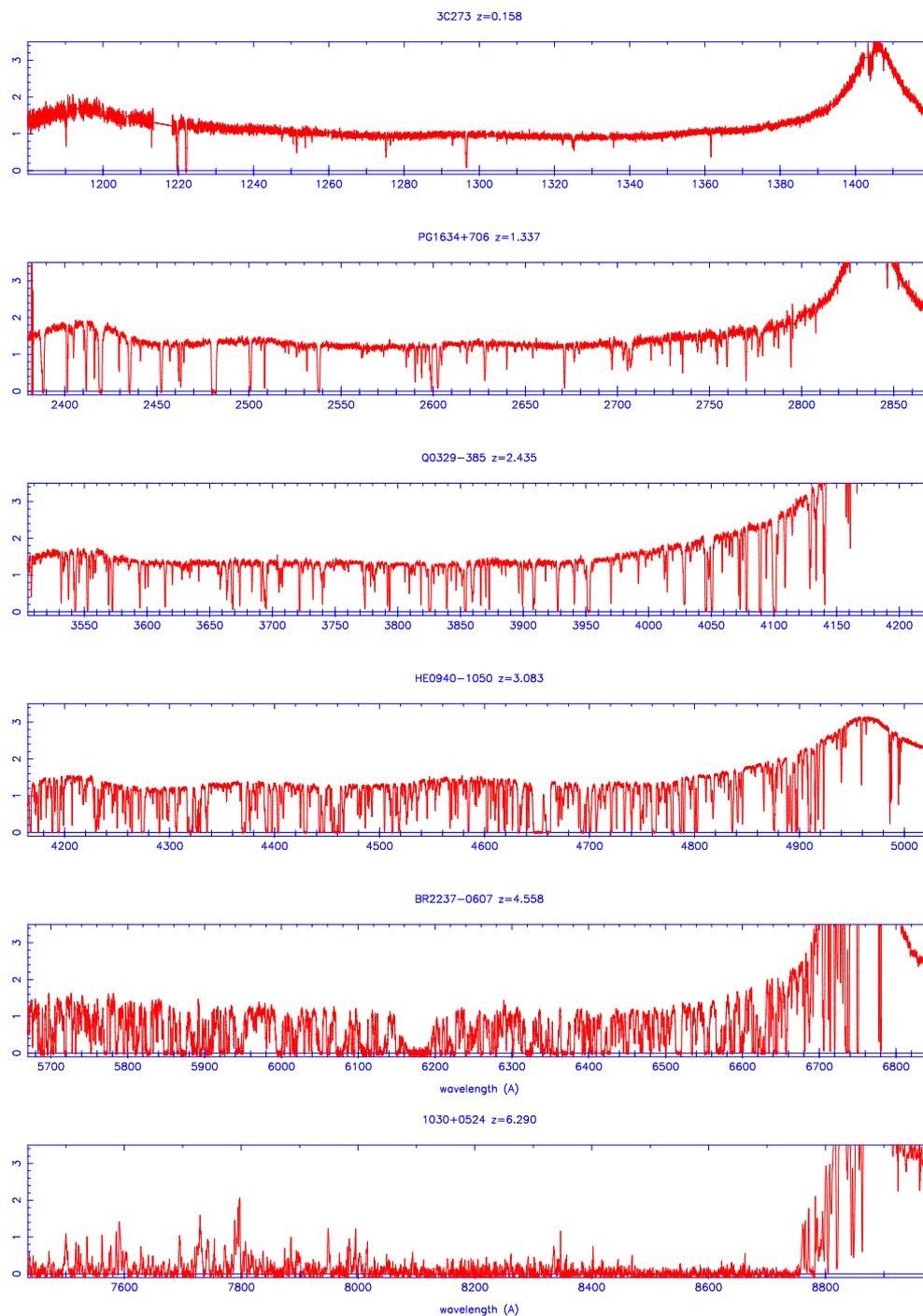


FIG. 2.2 – Illustration de l’évolution de la densité de systèmes absorbants Lyman- $\alpha$ . Les longueurs d’onde sont ramenées au référentiel lié au quasar (en divisant par  $\{1+z_{em}\}$ ). Il apparaît clairement une augmentation du nombre de raies d’absorption en fonction du décalage spectral. La densité à haut  $z$  devient telle que l’émission du quasar est totalement absorbée (figure donnée par Bob Carswell).

Comme tout “changement de phase”, le décalage spectral ainsi que la forme de la transition entre les deux populations contiennent des informations importantes en particulier sur la nature des deux populations mais aussi sur le MIG lui-même telle que le flux ionisant en ultraviolet. Cependant, la grande dispersion des observations pour  $z \sim 1.5$  ne permet pas de conclure. En utilisant le spectrographe UVES extrêmement sensible dans le bleu jusqu’à environ 3000 Å (permettant ainsi de sonder la région  $z = 1.5 \sim 2.0$  pour la transition Lyman- $\alpha$ ), le LP se propose de déterminer les caractéristiques de cette transition mais aussi les variations de l’exposant  $\gamma$  en fonction de la densité de colonne.

### • L’enrichissement métallique du milieu intergalactique

Les métaux constituent la seconde composante en absorption, après celle de H I, présente dans le spectre des quasars (voir table A.1 pour une liste des métaux les plus fréquemment rencontrés). Cowie et al. (1995) et Tytler et al. (1995) ont montré qu’à  $z \sim 3$  les raies Lyman- $\alpha$  de l’hydrogène neutre possédaient, pour la plupart, une association métallique. Ce résultat n’est pas étonnant puisque ces raies H I sont censées tracer les filaments qui se croisent au niveau des grands halos de matière où peuvent naturellement se former les étoiles usines à métaux (Cen et al., 1994; Petitjean et al., 1995; Hernquist et al., 1996; Bi et Davidsen, 1997). En comparant les observations à des simulations et en fixant l’intensité du flux diffus UV à  $J_{912\text{Å}} = 3 \times 10^{-22} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ , Rauch et al. (1997) ont obtenu pour la métallicité en carbone à  $z \sim 3$ , une valeur de  $[C/H] \sim -2.5$  pour N(H) compris entre  $10^{14}$  et  $10^{17} \text{cm}^{-2}$ . À bas décalage spectral,  $z \sim 0.5$ , Barlow et Tytler (1998) extraient de spectres de quasars observés avec le spectrographe FOS du *HST*, une valeur de  $[C/H] \gtrsim -1.3$  indiquant une augmentation avec le temps de la métallicité de ces systèmes.

Pour les régions sous-denses délimitées par ces structures de haute densité, la présence ou non de métaux est un point crucial pour l’histoire du milieu intergalactique. Mac Low et Ferrara (1999) et Ferrara et al. (2000) ont montré que les processus d’éjection des métaux par les vents des supernovae ne permettent d’enrichir que l’espace proche des régions sur-denses. Ainsi, si des métaux sont présents dans les régions sous-denses, ils n’ont put être produits que localement, lorsque l’univers était très jeune, par une population prégalactique d’étoiles. (Miralda-Escudé et Rees, 1997). L’enrichissement du milieu intergalactique par cette population est alors plus efficace du fait de la faible taille des objets mis en jeu (Scannapieco et al., 2002).

Pratiquement, la détection de métaux pour des densités de colonne en H I inférieures à  $10^{14} \text{cm}^{-2}$  est très délicate du fait de la faiblesse des absorptions métalliques associées. De nouvelles méthodes de mesure sont alors mises en place afin d’obtenir de façon statistique une réponse sur la présence ou l’absence de métaux dans les régions sous-denses. En particulier, la méthode “Pixel par Pixel” (introduite par Cowie et Songaila, 1998) qui consiste à mesurer la médiane de la profondeur optique dans une transition métallique sur l’ensemble des pixels correspondant à la même profondeur optique en hydrogène neutre (Aguirre et al., 2002), permet d’obtenir une relation statistique entre  $\tau(\text{Metal})$  et  $\tau(\text{H I})$ . Par cette méthode, Cowie et Songaila (1998) ont trouvé une corrélation entre la profondeur optique en C IV et celle en H I pour  $\tau(\text{H I}) > 1$ ; le signal sur bruit ne permettant

pas de conclure pour des profondeurs optiques plus faibles. De même Ellison et al. (2000), à partir d’un spectre à très haut signal sur bruit, prétend détecter la trace de carbone dans les régions de faible densité bien que les données n’indiquent de façon robuste la présence de carbone que pour des profondeurs optiques supérieures à  $\tau(\text{H I}) \simeq 1$ . Enfin, Schaye et al. (2000) en utilisant cette méthode, affirme avoir détecté l’ion O VI pour des profondeurs optiques en H I aussi faibles que 0.1.

L’échantillon de lignes de visée à haut signal sur bruit et haute résolution spectrale obtenues par le “Large Program” est un bon espoir face à la faible robustesse des résultats précédents qui ne se basaient que sur un nombre limité d’observations. D’ailleurs les premiers résultats utilisant les données du LP (Schaye et al., 2003; Aracil et al., 2003) semblent indiquer l’absence de carbone pour des profondeurs optiques en H I inférieures à 1. De plus, ces données ont aussi permis d’obtenir des éléments de réponse sur la distribution spatiale des systèmes métalliques O VI et C IV (voir partie 4).

### • Le fond diffus ultra-violet et l’ionisation des absorbants Lyman- $\alpha$

Comme précisé dans la précédente partie, la majorité des absorbants Lyman- $\alpha$  de densité de colonne supérieure à  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  sont enrichis en métaux. L’état d’ionisation et donc la détermination de la composition chimique de ces absorbants dépend du fond diffus ionisant (à différencier du fond cosmologique) produit par l’ensemble des sources lumineuses (quasars, galaxies...) en formation. La détermination du spectre du flux ionisant est donc un sujet particulièrement important pour lequel plusieurs méthodes ont été développées.

La méthode la plus naturelle consiste à modéliser la distribution et les caractéristiques des sources lumineuses en fonction du décalage spectral. En intégrant le flux émis par chacune de ces sources, il est possible de déterminer le spectre du flux ionisant pour différents  $z$ . En intégrant numériquement l’équation 2.4, après avoir estimé l’opacité du milieu intergalactique due aux absorbants présents sur la ligne de visée; l’émissivité due aux quasars mais aussi au flux réémis par les absorbants, Haardt et Madau (1996) obtiennent une estimation du spectre du fond diffus ultraviolet en fonction du décalage spectral.

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \nu \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial}{\partial \nu} + 3 \frac{\dot{a}}{a} + c\kappa \right) J = \frac{c}{4\pi} \epsilon \quad (2.4)$$

Équation du transfert radiatif du fond diffus  $J(\nu, z)d\nu$  à la fréquence  $\nu$  et au décalage spectral  $z$  (Peebles, 1993) ( $a$  est le paramètre d’échelle,  $\kappa$  l’opacité et  $\epsilon$  l’émissivité).

Le spectre obtenu est grossièrement une loi de puissance ( $J \propto \nu^{-1.5}$ ) telle que  $J(\lambda = 912 \text{ \AA}) = 6 J_{-22}$  ( $J_{-22} = 10^{-22} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ ) et à laquelle se greffe deux discontinuités plus marquées pour un décalage spectral plus élevé: l’une à 4 Ryd correspondant à l’ionisation de l’Hélium, et l’autre à 1 Ryd qui correspond à celle de l’Hydrogène.

Il est aussi possible d’évaluer le fond diffus ionisant en utilisant l’*effet de proximité*.

Cet effet se traduit par la diminution statistique de la densité de raies d’absorption de la forêt près de l’émission Lyman- $\alpha$  du quasar. Ce phénomène a très rapidement été lié à l’augmentation du paramètre d’ionisation due au flux ionisant provenant du quasar lui-même (Weymann et al., 1981; Tytler, 1987). En déterminant le décalage spectral de la transition entre la distribution des absorbants due à cet effet de proximité et celle intrinsèque à la forêt, et en supposant qu’au niveau de cette transition le flux diffus est égal au flux ionisant du quasar qui est parfaitement connu par l’intermédiaire de sa luminosité et de son décalage spectral, il est possible d’évaluer le flux diffus (Bajtlik et al., 1988). Giallongo et al. (1996), par cette méthode appliquée à un ensemble de 1128 raies avec  $\log N(\text{H I}) > 13.3$  et  $1.7 < z < 4.1$  provenant de 10 quasars, trouvent  $J_{912\text{\AA}} = 6 \pm 1 J_{-22}$ , résultat cohérent avec l’analyse de Cooke et al. (1997) qui obtiennent, en utilisant 11 quasars, une valeur moyenne du flux diffus de  $J = 10_{-3}^{-5} J_{-22}$  pour un décalage spectral compris entre 2.0 et 4.5 .

Finalement, au lieu de s’intéresser à ses causes, le flux diffus peut être déterminé par ses conséquences. En particulier celles sur les absorbants ténus pour lesquels la photoionisation est prépondérante face à l’ionisation collisionnelle. En fait, puisque le flux diffus influence radicalement l’état d’ionisation des systèmes absorbants, la forme de celui-ci peut être contrainte par les rapports d’intensité des raies provenant des différents éléments observés dans ces systèmes absorbants. Dans ce but deux rapports de raies métalliques sont particulièrement utiles: C IV/Si IV et O VI/C IV. Le premier permet de sonder la discontinuité à 4 Ryd correspondant à l’ionisation de l’Hélium et le second la partie dure du flux diffus.

## 2.1.2 Descriptions des Observations

L’ensemble des observations du “Large Program” correspond à 21 quasars observés avec le spectrographe UVES. Les caractéristiques de ces quasars sont données dans la table 2.1. L’instrument UVES est un spectrographe échelle permettant de conjuguer une grande couverture en longueur d’onde et une haute résolution spectrale. Les données brutes produites par l’instrument se présentent sous la forme d’un spectre découpé en plusieurs ordres repartis sur l’ensemble du CCD (la première miniature de la chaîne représentée sur la figure 2.7 est une observation provenant de l’instrument UVES). La couverture en longueur d’onde de l’instrument UVES atteinte en combinant différents modes d’observation, s’étend sur près de 7000Å en débutant à environ 3000Å. Cependant, l’existence d’interruptions dues à l’absence de recouvrement entre certains modes et la présence suivant les quasars de coupures de Lyman, réduit la couverture utile du LP. La figure 2.6 représente schématiquement le recouvrement en longueur d’onde des spectres de chaque quasar. La zone verte correspond à la forêt Lyman et les parties rouges aux interruptions entre les modes d’observations.

La résolution des observations est d’environ  $R=45000$ . Cette valeur est obtenue en ajustant les raies présentes dans les spectres réduits des observations des lampes Thorium-Argon. La largeur à mi-hauteur est liée linéairement à la longueur d’onde comme l’illustre la figure 2.5 et le coefficient de proportionnalité est l’inverse de la résolution. Cependant, certaines observations ont été conduites alors que le “seeing” était inférieur à la taille de la

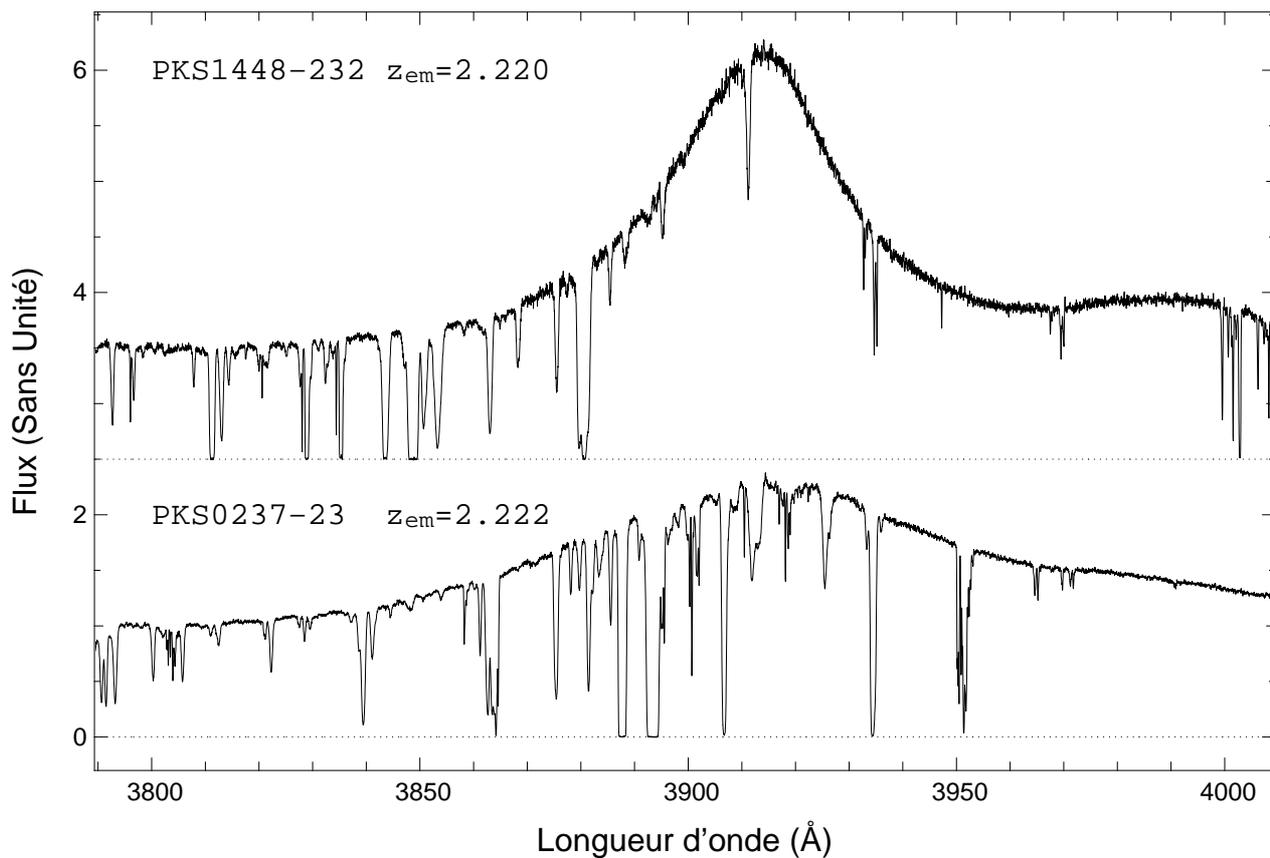


FIG. 2.3 – L’augmentation du flux ionisant aux abords du quasar réduit la densité d’absorptions en hydrogène neutre à proximité de l’émission Lyman- $\alpha$  du quasar. Il s’agit du l’effet de proximité. Ce déficit n’est pas apparent dans le cas du quasar PKS0237–23 illustrant la nature statistique de l’effet.

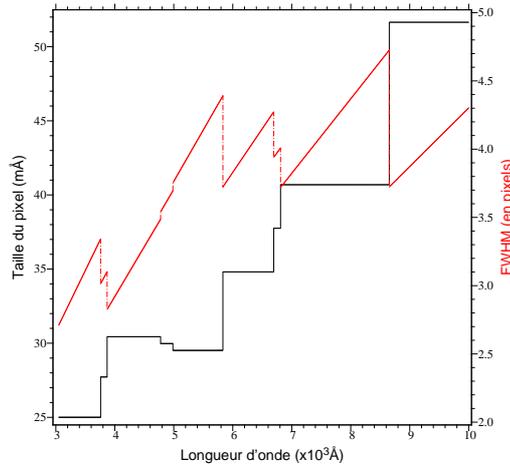


FIG. 2.4 – Taille des pixels des spectres du LP en fonction de la longueur d’onde. Chaque palier correspond à un mode d’observation différent. Les petits paliers intermédiaires proviennent de la procédure d’addition qui rééchantillonne les parties communes à deux modes distinctes. La courbe rouge représente la largeur à mi-hauteur de la réponse instrumentale exprimée en pixel.

fente ( $1''$ ), taille identique à celle utilisée pour les images des lampes. Ainsi, la résolution des données du LP est parfois supérieure à celle estimée depuis les spectres des lampes, pouvant atteindre  $R=56000$ .

La taille des pixels est liée à la résolution et varie, suivant les modes d’observation, de  $0.025\text{\AA}$  dans le bleu à  $0.05\text{\AA}$  dans l’extrême rouge (voir la figure 2.4). Cette taille est de 3 à 4 fois inférieure à la largeur à mi-hauteur de la réponse instrumentale du spectrographe, les capteurs CCD de ce dernier sont en effet sur-échantillonnés.

### 2.1.3 Étapes de la réduction et leur automatisation

De l’observation d’un quasar à l’analyse physique des absorbants présents dans son spectre, un travail de réduction important est nécessaire. Ce dernier peut se décomposer en cinq étapes illustrées sur la figure 2.7. La première permet, grâce à des outils de réductions décrits dans la partie suivante, d’obtenir le spectre du quasar à partir de l’image brute du CCD du spectrographe. L’étape suivante, la “normalisation”, consiste à déterminer le continu du quasar référence indispensable pour l’étude des absorptions. Une fois la normalisation effectuée, les trois dernières étapes se concentrent sur les absorptions. Il faut tout d’abord détecter suivant un critère tenant compte du bruit, les portions du spectre correspondant à une absorption, puis déterminer les éléments responsables de chacune de ces absorptions et enfin extraire par divers procédures l’information physique codée dans leur profil.

Toutes ces étapes ont été étudiées au cours de cette thèse en vue de leur automatisation. Pour chacune d’elle, une procédure a été créée soit de tout pièce soit en se basant ou en utilisant d’autres programmes existants et facilement automatisables. De plus, ces nouvelles procédures ont été vérifiées avec un soin particulier pour minimiser les erreurs qu’elles

Target	$\alpha$ (2000)	$\delta$ (2000)	$z$	mag	Dic1	Dic2
HE 1341–1020	13 44 27.2	–10 35 42	2.135	B=17.1	9	8
Q 0122–380	01 24 17.4	–37 44 23	2.190	B=16.7	6	7
PKS 1448–232	14 51 02.7	–23 29 32	2.220	V=16.96	8	6
PKS 0237–23	02 40 08.2	–23 09 15	2.222	V=16.63	12	14
HE 0001–2340	00 03 45.0	–23 23 55	2.263	B=16.7	6	6
Q 0109–3518	01 11 43.6	–35 03 01	2.404	B=16.44	7	6
HE 2217–2818	22 20 06.8	–28 03 24	2.414	V=16.0	6	6
Q 0329–385	03 31 06.4	–38 24 04	2.435	V=16.92	6	6
HE 1158–1843	12 00 45.0	–18 59 45	2.449	V=16.93	6	6
HE 1347–2457	13 50 38.9	–25 12 17	2.611	B=16.83	6	4
Q 0453–423	04 55 23.0	–42 16 17	2.658	V=17.06	9	8
PKS 0329–255	03 31 09.0	–25 24 43	2.703	V=17.51	14	11
HE 0151–4326	01 53 27.2	–43 11 38	2.767	B=17.19	8	10
Q 0002–422	00 04 48.1	–41 57 28	2.789	V=17.21	8	12
HE 2347–4342	23 50 34.3	–43 26 00	2.871	B=16.96	6	6
HE 0940–1050	09 42 53.6	–11 04 27	3.084	V=16.6	4	4
Q 0420–388	04 22 15.0	–38 44 52	3.117	V=16.92	9	8
PKS 2126–158	21 29 12.3	–15 38 41	3.280	V=17.0	9	8
PKS 2000–330	20 03 24.0	–32 51 47	3.789	R=17.3		
BR 1202–0725	12 05 23.2	–07 42 33	4.677	R=17.8		
Q 1451–15	14 51 47.0	–15 12 20	4.760	I =17.3	10	8

TAB. 2.1 – Liste des quasars observés dans le cadre du “Large Program”

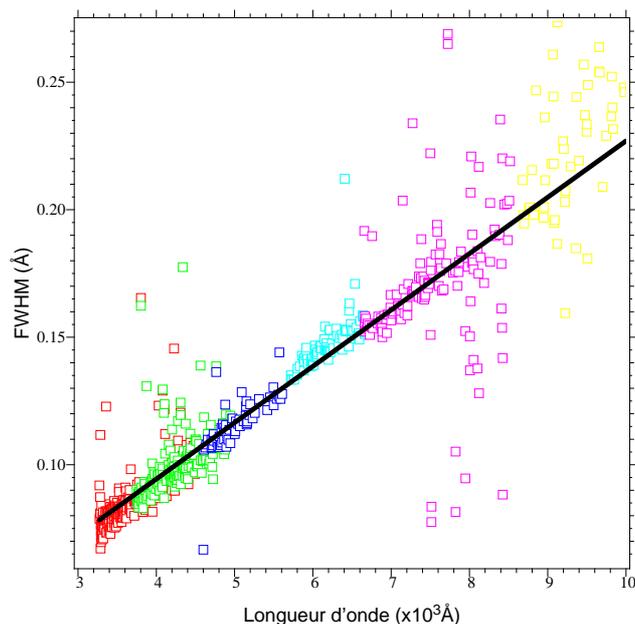


FIG. 2.5 – Largeur à mi-hauteur des raies Thorium-Argon observées dans le spectre des lampes correspondantes, en fonction de la longueur d’onde. Chaque couleur correspond à un mode d’observation différent. L’ajustement des points par une droite (tracée ici en noire) donne par l’intermédiaire du coefficient directeur, une mesure de la résolution  $R$ . Ici  $R \simeq 45300$ .

pourraient introduire. Cette vérification a aussi été appliquée aux programmes externes utilisés pour l’automatisation obligeant parfois une correction de ces derniers.

L’intérêt d’une telle automatisation est double. D’une part elle réduit considérablement le temps séparant l’observation et l’analyse et d’autre part, ce qui est certainement le point le plus important, elle assure une objectivité totale tout le long de la chaîne de réduction permettant une homogénéité des résultats.

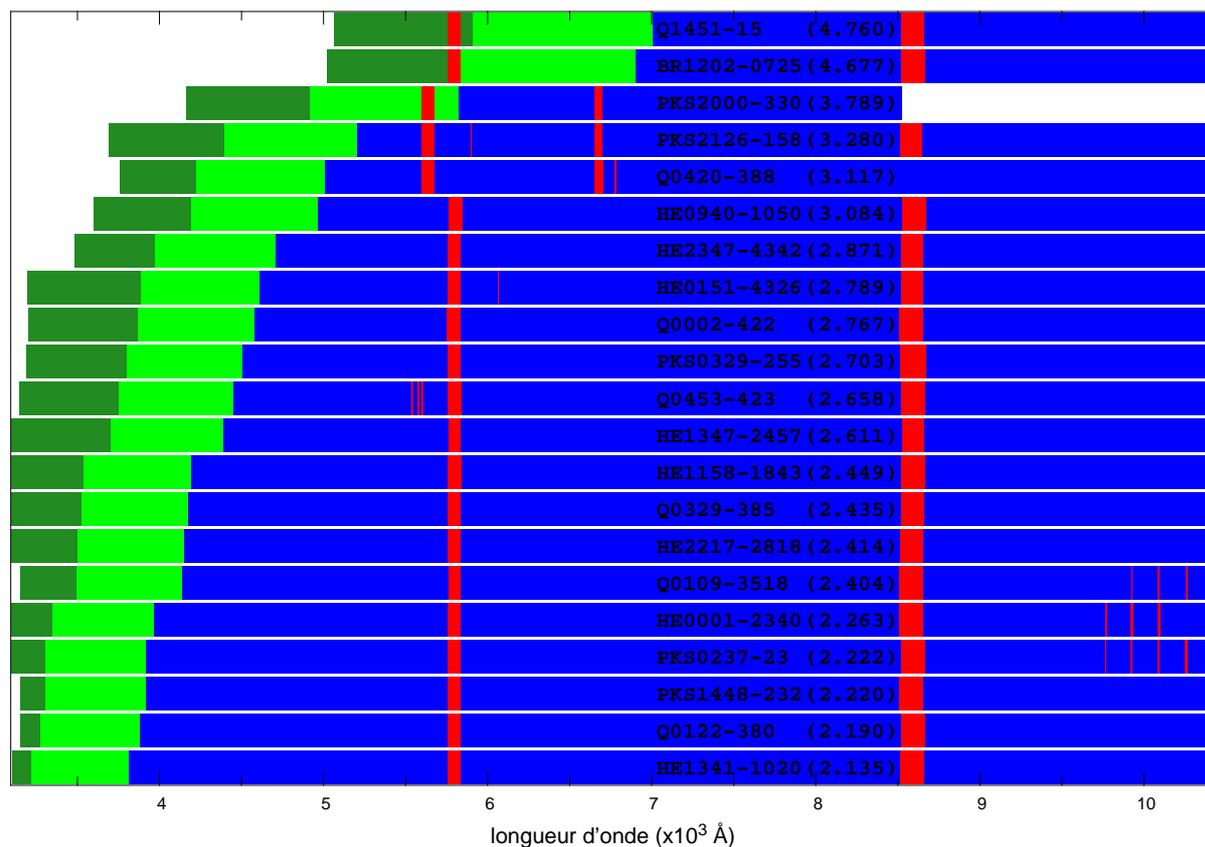


FIG. 2.6 – Représentation schématique des spectres observés dans le cadre du LP. En bleu la région se trouvant à plus grande longueur d’onde que l’émission Lyman- $\alpha$ . En vert La forêt Lyman (vert-clair quand il ne s’agit que de la transition Lyman- $\alpha$ ). En rouge les sauts entre les modes d’observation de UVES. La limite supérieure en longueur d’onde est imposée par l’instrument et la limite inférieure soit par l’instrument soit par la présence d’une coupure de Lyman.

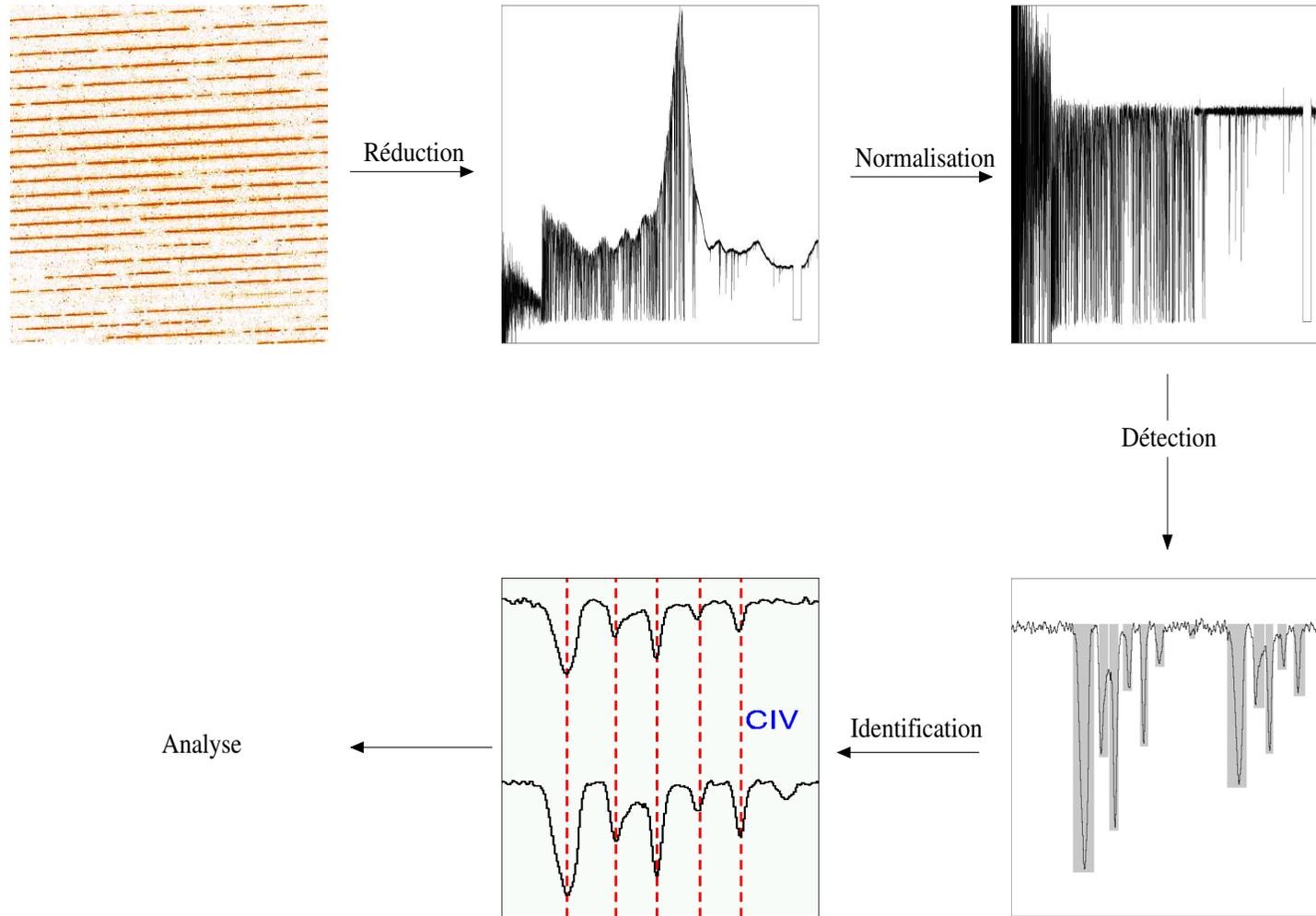


FIG. 2.7 - Étapes de la réduction des données du "Large Program". De l'image brute du CCD provenant du spectrographe échelle à l'analyse physique, il faut tout d'abord effectuer les cinq étapes illustrées par cette figure

## 2.2 AUVES: automatisation du pipeline UVES de l'ESO

Comme la plupart des instruments d'observation actuels, l'instrument UVES possède sa propre procédure de réduction: le "pipeline UVES". Celui-ci se présente sous la forme d'un contexte du logiciel MIDAS. Un jeu de commandes calibrées pour l'instrument UVES est disponible pour chaque étape importantes de la réduction: calcul du biais, du flat-field, détermination de la position des ordres, calibration en longueur d'onde et extraction de l'objet. Il suffit alors de sélectionner parmi les données, celles nécessaires pour chaque étape de la réduction d'une observation. La sélection étant conditionnée principalement par le mode de l'observation ainsi que sa date: il est indispensable, par exemple pour la calibration en longueur d'onde, d'utiliser l'image de la lampe de référence prise dans le même mode que celui de l'observation mais aussi celle qui lui est la plus proche en date afin d'éviter toutes différences introduites par une déformation au cours du temps de l'instrument.

L'automatisation de cette première étape de la réduction s'est naturellement développée autour de ce "pipeline". Un nouveau contexte de MIDAS, nommé AUVES pour "Automatic UVES", a donc été créé. Ce dernier englobe chaque commande du "pipeline UVES" sélectionnant les paramètres d'entrée adéquats à envoyer à chacune d'elles et récupérant, en les triant, d'une part les résultats utiles à la réduction et d'autre part toutes les informations sur la qualité des opérations (telle que le tracé des ordres estimés ou le résidu d'une calibration en longueur d'onde).

A partir d'un ensemble quelconque de données, le contexte AUVES est donc capable de sélectionner pour chaque observation et en imposant certaines contraintes (nombre minimum d'images pour le calcul du biais, écart maximum entre l'observation et l'image de la lampe pour la calibration en longueur d'onde), les données nécessaires à leur réduction en indiquant le cas échéant les calibrations manquantes. De plus il tient compte de la possible réutilisation d'une opération effectuée pour une autre observation. Ceci est généralement le cas pour le calcul du biais pour les observations d'une même nuit, ou pour la calibration en longueur d'onde de deux observations successives dans un même mode.

Cependant, le contexte AUVES ne constitue pas simplement une automatisation du "pipeline UVES", mais est aussi une amélioration de ce dernier. En effet, AUVES intègre aussi une correction de problèmes propres au "pipeline UVES" rencontrés lors des premières réductions.

### 2.2.1 Amélioration du "pipeline UVES"

Les principaux problèmes rencontrés lors de la réduction des données à l'aide du "pipeline UVES" sont au nombre de trois et correspondent premièrement à une mauvaise évaluation de la position de l'objet sur les ordres, deuxièmement à une mauvaise soustraction du flux du ciel et troisièmement à une sous estimation du nombre d'ordres.

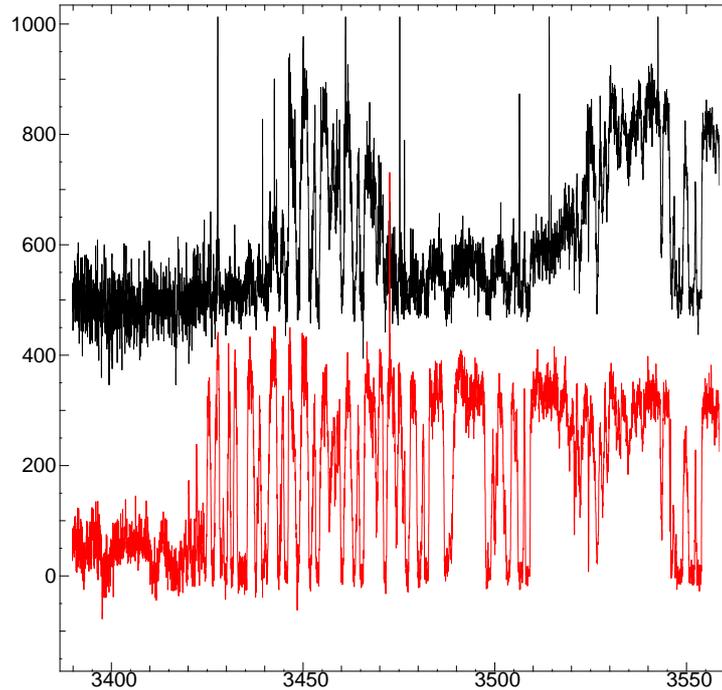


FIG. 2.8 – En noire et en rouge, deux réductions du même objet HE2347-4342. Le résultat représenté en rouge est correct alors que celui tracé en noire présente deux régions centrées à environ 3435 et 3490Å, où le flux chute brutalement. Ceci provient d’un mauvais repérage de la trace de l’objet sur les ordres du spectre échelle.

### • Calcul de l’offset

Ce problème se traduisait dans les spectres réduits par l’apparition de régions où le flux tombait brutalement à zéro. De plus, ces régions pouvaient disparaître en réduisant à nouveau le spectre et ce de la même façon. La figure 2.8 représente deux réductions successives de la même observation. L’une d’elle révèle deux régions où la réduction a manifestement échoué. La taille de telles régions correspond à celle des ordres de l’instrument UVES ce qui traduisait une erreur de repérage de l’objet.

Ce repérage est indispensable car la largeur d’un ordre pour l’instrument UVES est typiquement de 30 pixels alors que la trace du quasar sur cette ordre est d’environ 4 pixels. L’offset mesure l’écart entre la trace de l’objet et le centre des ordres et sert ensuite pour l’extraction en particulier comme première estimation de la position de la gaussienne sensée modéliser le profil spatial du quasar. Ainsi une mauvaise évaluation de cet offset peut perturber l’extraction et parfois l’induire totalement en erreur.

Pour calculer la valeur de l’offset, le “pipeline UVES” utilise une routine interne à MIDAS, `OFFSET/ECHELLE`, qui considère que la position de la trace de l’objet correspond à la position du flux maximum le long de l’axe spatial de l’ordre (c’est-à-dire selon la largeur de l’ordre). L’offset est pris égal à la moyenne d’un ensemble de  $N$  estimations de la position de ce maximum à des endroits de l’image pris au hasard. Le choix aléatoire des positions

permet d'expliquer la non reproductibilité de ce problème. De plus, le "pipeline UVES" choisit pour le nombre  $N$ , qui est un paramètre de la routine `OFFSET/EHELLE`, le nombre d'ordres présents sur l'image. Si cette procédure est valable pour des objets brillants, elle est beaucoup plus douteuse dans le cas d'objets faibles ou fortement absorbés comme la forêt Lyman des quasars qui est d'ailleurs la seule région où se manifeste ce problème.

Une nouvelle version de la routine `OFFSET/EHELLE` a donc été développée au cours de cette thèse. Celle-ci utilise toujours la position du flux maximum comme estimation de la trace de l'objet mais considère l'offset égal à la médiane d'un ensemble de  $N$  évaluations par ordre et non plus par image.

### • Amélioration du zéro

Le Zéro d'un spectre correspond à la valeur relative du flux mesurée à un endroit où celui-ci est censé être nul. Dans un monde idéal, le Zéro d'un spectre vaudrait justement zéro. Or pour certaines observations et en particulier celles obtenues à l'aide de l'instrument UVES, le Zéro n'est pas nul traduisant une mauvaise soustraction des flux provenant des sources autres que l'objet (le ciel principalement) que l'on désignera par la suite sous le terme de flux du ciel. Ce problème introduit alors un biais systématique dans la détermination des largeurs équivalentes ainsi que celle des densités de colonne

La figure 2.9 représente une coupe suivant l'axe spatial de deux ordres successifs. La position de la coupe a été choisie au niveau d'une raie du ciel pour l'ordre B. La région séparant deux ordres est appelée inter-ordre et a un flux moindre puisque non éclairée par la fente. La détermination du flux du ciel au niveau de l'objet se fait en extrapolant linéairement deux régions tests de l'ordre placées de part et d'autre de l'objet.

Il est à noter qu'en ajoutant simplement quelques pixels à la taille de l'ordre, du fait de l'introduction de pixels appartenant à l'inter-ordre, les flux calculés sur les deux régions tests seront sous-estimés. Cette sous-estimation se répercute alors sur l'évaluation du flux du ciel résultant finalement en un Zéro non nul. Toute la difficulté réside donc dans la détermination de la taille adéquate des ordres. Celle-ci ne peut se faire directement que sur l'observation de l'objet comme l'illustre la coupe de l'ordre A sur la figure 2.9 (le cas de l'ordre B est en fait marginal). Or le "pipeline UVES" utilise pour la taille des ordres celle de la fente convertie en pixels, taille qui semble être trop élevée expliquant la valeur non nulle du Zéro estimée à environ 0.5%.

Pour tester cette hypothèse, plusieurs réductions ont été effectuées en enlevant à chaque fois un nombre donné de pixels à la taille de l'ordre estimée par le "pipeline UVES". Le Zéro de chacune des réductions est obtenue en calculant la moyenne du flux au fond de raies saturées. Il est effectivement apparu une diminution du Zéro au fur et à mesure que la taille de l'ordre était réduite.

La figure 2.10 représente deux raies saturées pour deux réductions différentes: sans (en rouge) et avec (en bleu) soustraction de deux pixels à la taille de l'ordre estimée par le "pipeline UVES". Les segments horizontaux correspondent à la médiane du flux au fond de ces deux raies et donne une estimation du Zéro. La soustraction de ces deux pixels permet d'obtenir une erreur sur le Zéro inférieure à 0.2%. En fait, cette erreur est pratiquement

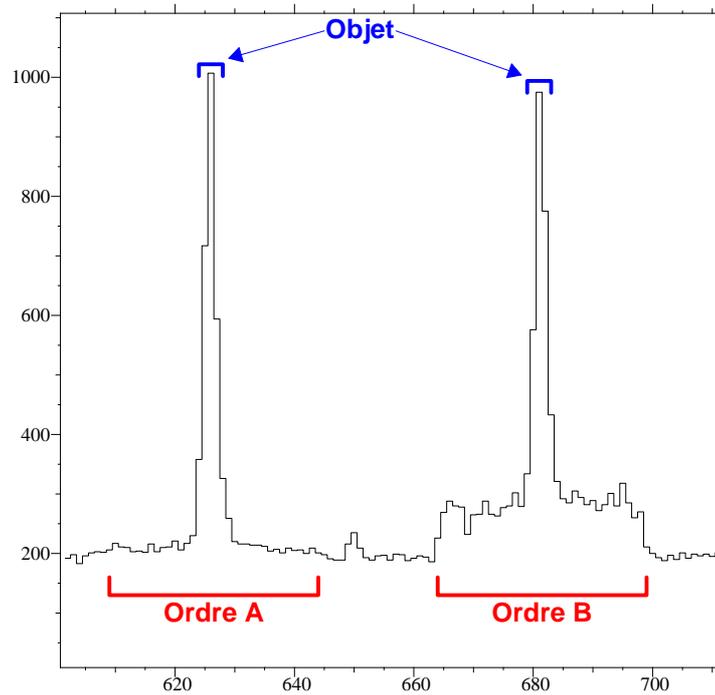


FIG. 2.9 – Coupe de deux ordres successifs suivant l’axe spatial. La position suivant l’axe spectral correspond pour l’ordre B a une émission du ciel permettant de faire ressortir la taille de l’ordre.

inchangée en soustrayant plus de deux pixels, mais au contraire en réduisant la taille de l’ordre on réduit aussi les deux régions tests rendant de moins en moins fiable l’estimation du flux du ciel au niveau de l’objet.

Au final, la diminution la taille de l’ordre à été introduite dans la procédure AUVES. Le nombre de pixels, paramétrable, est initialisé par défaut à 2. C’est cette valeur qui est utilisée pour la réduction des données du LP.

## 2.2.2 Qualité de la calibration en longueur d’onde

La calibration en longueur d’onde est devenue une étape cruciale du fait de la haute résolution spectral des observations et surtout de l’apparition de projets qui nécessitent une grande précision sur la position des raies, telle que la recherche de variation des constantes fondamentales. Afin de déterminer la qualité de cette calibration en longueur d’onde du “pipeline UVES”, les lampes Thorium-Argon ont été réduites de la même manière que les poses individuelles des quasars. Les spectres obtenus correspondent ainsi au spectre des lampes Thorium-Argon dont la liste des raies d’émission est connue puisqu’elle sert justement à la calibration en longueur d’onde. Ainsi, chaque raie d’émission est ajustée par une gaussienne puis associée à la raie la plus proche dans la précédente liste. La différence,  $\Delta\lambda$ , entre la longueur d’onde obtenue par l’ajustement et celle provenant de la liste permet d’estimer la qualité de la calibration en longueur d’onde.

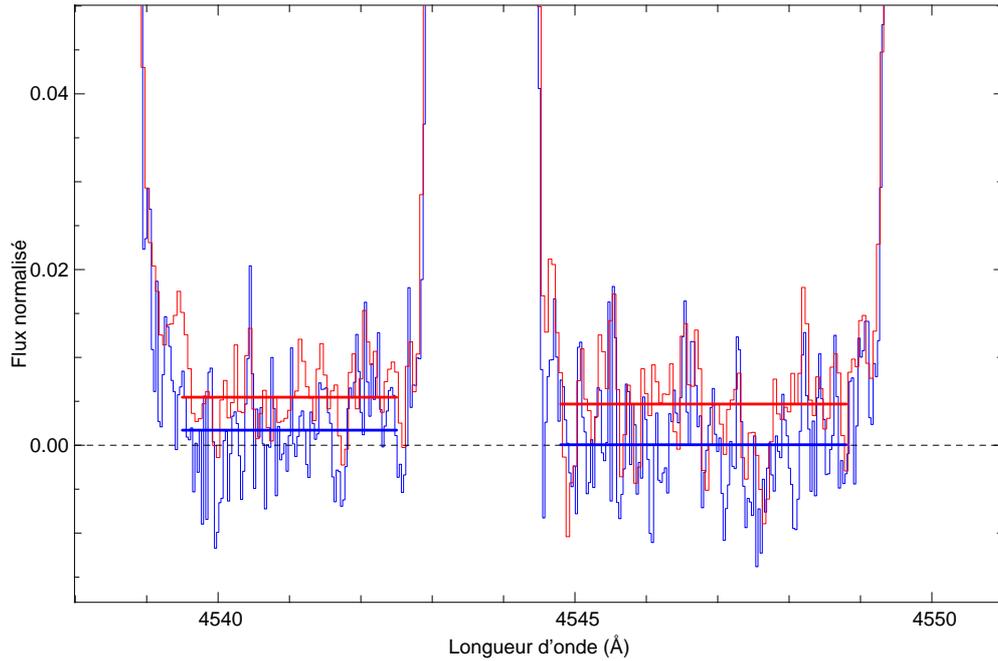


FIG. 2.10 – Fond de deux raies saturées pour deux réductions: en bleu avec soustraction de deux pixels à la taille de l’ordre estimé par le “pipeline UVES”, en rouge sans cette soustraction. Les segments correspondent à la médiane du flux et sont donc une estimation du Zéro de la réduction.

La figure 2.11 représente l’histogramme des valeurs de  $\Delta\lambda/\lambda$  exprimées en pixels pour un mode observationnel centré sur 3460 Å. La gaussienne ajustée à l’histogramme permet d’estimer la qualité de la calibration. Pour chaque mode instrumental, la position de la gaussienne ainsi que sa largeur sont mesurées. L’ensemble des valeurs est reporté sur la figure 2.12 qui indique que l’erreur de la calibration en longueur d’onde est inférieure à un dixième de pixel, soit environ 3 mÅ dans le bleu ( $\sim 4000$  Å) et 5 mÅ dans le rouge ( $\sim 8000$  Å). De plus la distribution symétrique des écarts et le fait que les centres des gaussiennes soient toujours très proches du zéro au vu des erreurs, indiquent l’absence de biais systématique introduit par la calibration en longueur d’onde. Ainsi, si l’erreur de positionnement d’une raie est de l’ordre de 5 mÅ, par une étude statistique, il est possible de mesurer des variations en longueur d’onde bien inférieures.

## 2.3 Corrections Air-Vide et Héliocentrique

Après la réduction d’une pose, les longueurs d’onde du spectre sont données dans le référentiel associé au lieu d’observation et à la date d’observation. Ainsi pour pouvoir additionner des poses d’un même objet prises à des dates différentes, ou pour comparer les spectres de deux objets différents pris à des dates et des lieux différents, il convient d’exprimer ces longueurs d’onde dans un référentiel commun. Celui généralement choisit est le référentiel héliocentrique (par la suite le référentiel HV pour Helio-Vacuum), les

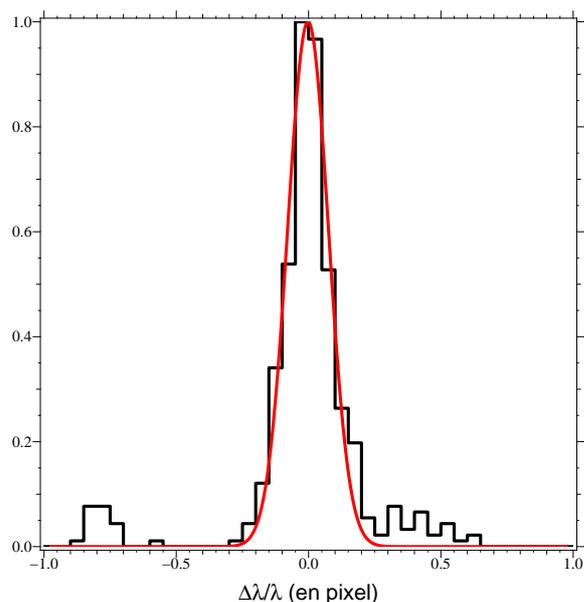


FIG. 2.11 – Histogramme des écarts en pixel pour un mode observatoire donné entre les longueurs d’onde obtenues en ajustant les raies d’émission présentes dans le spectre réduit des lampes Th-Ar et celles théoriques provenant de la table servant à la calibration en longueur d’onde. Le centre de la gaussienne (en rouge) est reporté pour chaque mode sur la figure 2.12.

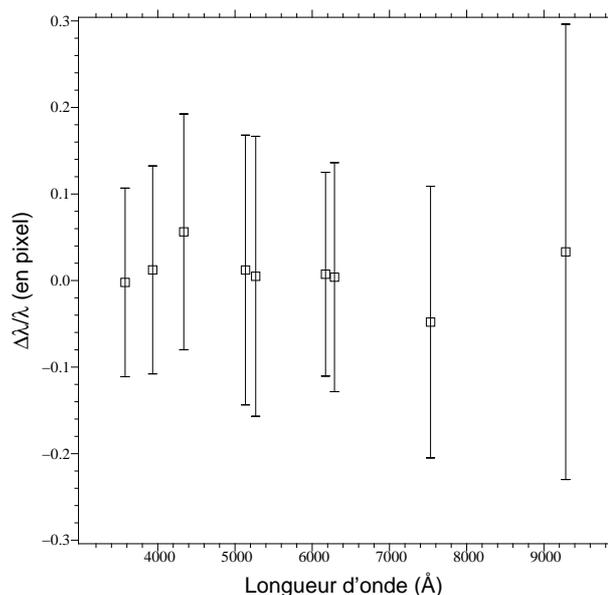


FIG. 2.12 – Erreur moyenne en pixel de la calibration en longueur d’onde pour différents modes observatoires. La valeur des points correspond à la position de la gaussienne utilisée pour ajuster l’histogramme des écarts en longueur d’onde (voir figure 2.11) et celle des barres d’erreurs à sa largeur.

longueurs d'onde étant exprimées dans le vide.

Pour effectuer ce changement de référentiel il convient de corriger deux effets de décalage. Le premier provient de la traversée de l'atmosphère par la lumière. Le changement d'indice provoque un décalage en longueur d'onde d'un facteur égal à l'indice de réfraction de l'air. Le deuxième provient du mouvement relatif de l'observateur par rapport à l'objet observé. Si on note  $n(\lambda)$  l'indice de réfraction de l'air à la longueur d'onde  $\lambda$  et  $v$  la vitesse exprimée dans le référentiel héliocentrique de l'observateur vers l'objet observé, alors  $\lambda_{air}$  (longueur d'onde observée) et  $\lambda_{hv}$  (longueur d'onde dans le référentiel HV) sont reliées par:

$$\lambda_{air} = \frac{\lambda_{vide}}{n(\lambda_{vide})} \quad (2.5)$$

$$\text{avec } \lambda_{vide} = \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \lambda_{hv} \quad (2.6)$$

Comme l'indice de réfraction de l'air, qui permet de corriger le premier décalage, est une fonction de la longueur d'onde, l'ordre des corrections est important. Partant de  $\lambda_{air}$ , il faut tout d'abord obtenir  $\lambda_{vide}$  (2.5) puis  $\lambda_{hv}$  (2.6).

### 2.3.1 Correction Air - Vide

Cette correction revient donc, connaissant  $\lambda_{air}$ , à résoudre l'équation 2.5 pour  $\lambda_{vide}$ . Généralement, la valeur de  $n$  est prise constante et égale à 1.00028. Si cela simplifie la résolution de l'équation (2.5), en revanche cela introduit une erreur systématique sur la longueur d'onde finale qui peut être de l'ordre de la dizaine de milli-angström. Pour réduire cette erreur au milli-angström, il est nécessaire d'utiliser la formule donnée par Edlén (1966) pour l'indice de réfraction:

$$10^8 [n_{Edlen}(\lambda_{vide}) - 1] = 8342.13 + \frac{2406030}{130 - \sigma^2} + \frac{15997}{38.9 - \sigma^2} \quad (2.7)$$

$$\text{avec } \sigma = \frac{10^4}{\lambda_{vide}} \quad (2.8)$$

L'équation (2.7) exprime l'indice de réfraction en fonction de  $\lambda_{vide}$  ce qui est justement recherché, rendant la résolution de (2.5) délicate. Une méthode possible et utilisée par le logiciel IRAF, se base sur l'approximation  $n_{Edlen}(\lambda_{vide}) \simeq n_{Edlen}(\lambda_{air})$ . Ainsi l'équation 2.5 se simplifie en :

$$\lambda_{vide} = \lambda_{air} n_{Edlen}(\lambda_{air}) \quad (2.9)$$

Connaissant  $\lambda_{air}$  il est alors trivial d'obtenir  $\lambda_{vide}$ .

Une autre méthode, mise en place dans le cadre de cette thèse, se base sur une résolution numérique et par itération du système d'équations (2.5), (2.7) et (2.8). Cette méthode consiste pour un  $\lambda_{air}$  donné à déterminer l'indice de réfraction  $n_\infty(\lambda_{air})$  associé. Pour cela, on considère la suite suivante:

$$n_{k+1} = n_{Edlen}(\lambda_{vide,k}) \quad \forall k \geq 0 \quad (2.10)$$

$$\text{avec } \lambda_{vide,k} = n_k \lambda_{air} \quad (2.11)$$

Si cette suite converge alors sa limite est justement  $n_\infty(\lambda_{air})$ . Or il s'avère que cette suite converge au moins pour  $\lambda_{air}$  compris entre 3000 Å et 10000 Å (la valeur absolue de la dérivée de  $n_{Edlen}(n\lambda_{air})$  par rapport à  $n$  est inférieure à 1 sur cet intervalle). Il reste alors à choisir le premier terme  $n_0$  ainsi que le rang  $k$  qui permet d'avoir une estimation de  $n_\infty$  suffisamment précise pour que l'erreur sur les longueurs d'onde soit inférieure au mÅ. En traçant l'erreur maximale ( $\Delta_m \lambda$ ) sur la longueur d'onde dans le vide pour  $\lambda_{air}(\text{Å}) \in [3000, 10000]$  après une seule itération et pour différentes valeurs de  $n_0$  (figure 2.13), on constate d'une part que l'erreur est minimale pour  $n_0 \simeq 1.000287$  et d'autre part que ce minimum est inférieur à  $10^{-3}$  mÅ ce qui est largement suffisant. Ainsi le système d'équations se résume à l'unique équation suivante:

$$\lambda_{vide} = n_1 \lambda_{air} = n_{Edlen}(n_0 \lambda_{air}) \lambda_{air} \quad (2.12)$$

$$\text{avec } n_0 = 1.000287$$

Il s'agit en fait d'une conjugaison de la méthode utilisée par IRAF et de l'approximation  $n = \text{cte} \simeq 1.00028$ . À titre indicatif, l'erreur maximale sur la même plage de longueur d'onde est inférieure à  $10^{-10}$  Å pour la deuxième itération. Cependant, il faut garder à l'esprit que ce niveau de précision ne s'applique qu'à la solution de ces équations. Ainsi la précision de cette calibration ne dépend que de la précision de la formule d'Edlen qui n'est, entre autre, valable qu'à 15°C. Un décalage systématique peut être introduit si les quasars et les lampes servant à la calibration sont pris à des températures différentes. Cependant, pour le “large Program” ce décalage est négligeable par rapport à l'erreur introduite par la procédure de calibration. En effet, la majorité des lampes ont été prises juste après les poses scientifiques et de plus Dekker et al. (2000) assure que la variation de température au cours d'une nuit à l'intérieur de l'instrument est inférieure à 0.5 K.

### 2.3.2 Correction Géo - Hélio

La correction du décalage dû au mouvement de la Terre, conjonction de sa rotation et de sa révolution, est plus simple. Il “suffit” de déterminer la vitesse relative entre l'observateur et l'objet observé et ensuite d'appliquer la formule (2.6). Cette vitesse dépend du lieu d'observation, de la position de la source observée et de la date d'observation. Plusieurs outils permettent d'obtenir cette vitesse à partir des précédentes données. Celui

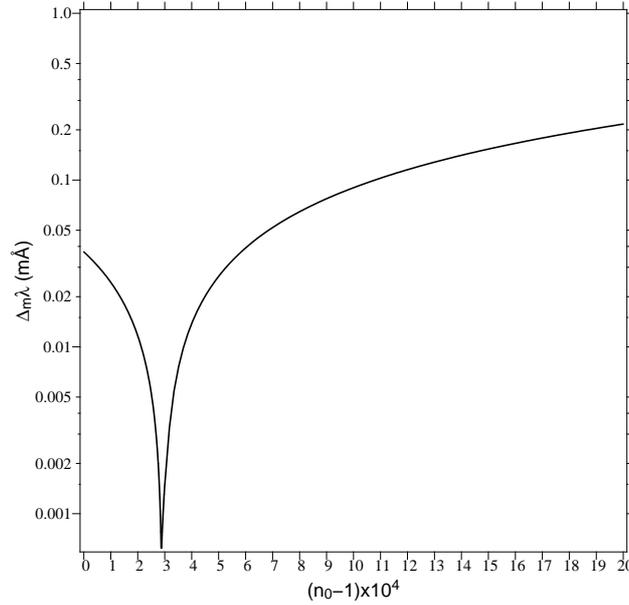


FIG. 2.13 – Erreur maximale sur  $\lambda_{vide}$  après une seule itération en fonction de  $n_0$  et pour  $\lambda_{air}(\text{\AA}) \in [3000, 10000]$ . L'erreur minimale est atteinte pour  $(n_0 - 1) \simeq 2.87 \times 10^{-4}$ .

utilisé durant cette thèse est la commande `COMPUTE/BARYCORR`, du logiciel MIDAS qui se base sur la formule de Stumpff (1980). Cette commande nécessite toutes les informations précédemment indiquées et renvoie la vitesse héliocentrique de la Terre projetée sur la ligne de visée. La syntaxe de cette commande est la suivante (voir le manuel de MIDAS pour de plus amples informations).

```
COMPUTE/BARYCORR date UT alpha_obj delta_obj \
                    longitude_tel latitude_tel
```

À titre informatif, les coordonnées des quatre télescopes du VLT sont données dans le tableau 2.2.

Name	Longitude	Latitude
Antu (UT1)	-70 24 11.642	-24 37 33.117
Kueyen (UT2)	-70 24 10.855	-24 37 31.465
Melipal (UT3)	-70 24 09.896	-24 37 30.300
Yepun (UT4)	-70 24 08.000	-24 37 31.000

TAB. 2.2 – Coordonnées des télescopes du VLT

## 2.4 Addition de spectres

### 2.4.1 Principes

L’addition de spectres consiste à combiner de façon judicieuse un ensemble de poses d’un même objet afin d’obtenir un spectre “additionné” de cet objet ayant un rapport signal à bruit maximal. De nombreuses procédures permettent de réaliser cette opération. Cependant, aucune ne permet d’avoir un rééchantillonnage du spectre final avec un pas variable. Or les données de l’instrument UVES couvrant près de 7000 Å, ont une taille de pixel variant de 25 mÅ à 50 mÅ (voir fig. 2.4). Ainsi, pour ne perdre aucune information en utilisant les précédentes procédures, il faut sur-échantillonner les spectres à la taille du pixel le plus petit.

Pour éviter ce sur-échantillonnage et l’effet “boite noire” de ces procédures, une nouvelle méthode d’addition a été développée durant cette thèse. Cette dernière permet d’additionner différentes observations d’un même objet (qui peuvent avoir des recouvrements en longueur d’onde différents) avec un échantillonnage à pas variable qui est calculé à partir des données introduites. Une description de cette procédure est maintenant détaillée.

### 2.4.2 Les données

Les données utilisées pour l’addition sont des spectres avec erreurs. Aucune contrainte n’est imposée sur la répartition en longueur d’onde de ces spectres: le spectre final recouvrira l’ensemble des données. De plus, ces spectres n’ont pas besoin d’être calibrés en flux s’ils proviennent du même instrument ce qui est le cas pour le “Large Program”. Ces spectres possèdent théoriquement 4 composantes:

- a - Le spectre du quasar
- b - La courbe de réponse de l’instrument (si le spectre n’est pas calibré en flux)
- c - Le bruit de photon et le bruit instrumental
- d - La liste des pixels contaminés par les rayons cosmiques.

Par la suite, on suppose que les composantes (a) et (b) ne varient pas d’une observation à une autre (pour un même mode instrumental évidemment). Si cela semble raisonnable pour la composante (b), en revanche, pour la composante (a), cela néglige les variations temporelles possibles des profils des systèmes absorbants d’une observation à l’autre. De plus, on suppose que les spectres sont échantillonnés de façon identique. En réalité cela est rarement le cas et une procédure de rééchantillonnage est nécessaire. Celles utilisées pour cette méthode d’addition sont décrites dans la partie 2.4.5.

### 2.4.3 Facteurs de normalisation

Les différentes poses réduites dans un même mode instrumental et non calibrées en flux n’ont pas nécessairement la même intensité. Ceci provient d’une part d’un temps

d'exposition différent et d'autre part d'une masse d'air différente entre les observations. Afin de comparer les poses entre elles pour la détection des pixels défectueux ou contaminés par un rayon cosmique et pour leur addition, il convient de les normaliser, en les multipliant chacune par un facteur adéquat.

La méthode habituelle consiste à utiliser la médiane (ou la moyenne, mais qui est plus sensible aux pixels défectueux répartis aléatoirement d'un spectre à l'autre) comme valeur de référence. Les facteurs de normalisation sont alors pris proportionnel à l'inverse de cette médiane. L'utilisation d'une caractéristique statistique permet de s'affranchir du bruit variant d'un spectre à l'autre.

Pour le "Large Program", cette méthode a été un peu modifiée. En effet, chaque spectre est partagé en sous-régions de taille fixe. Pour chacune d'elles, un facteur de normalisation est obtenu en appliquant la méthode précédente. Le facteur pour un spectre est finalement choisi comme la médiane des facteurs associés à chacune des régions le formant. Ceci permet d'optimiser la détermination des facteurs, principalement pour les spectres de la forêt Lyman- $\alpha$  quand la présence de coupures de Lyman ou de raies Lorentziennes perturbe la détermination de ces facteurs par la première méthode.

Une fois que les spectres sont normalisés dans chaque mode d'observation, il faut tenir compte des possibles recouvrement entre ces modes. Une nouvelle normalisation est donc nécessaire afin d'assurer une continuité du flux. Cependant, les deux portions de spectres se superposant correspondent au début et à la fin de deux modes différents et donc présentent des courbes de réponse différentes. La méthode utilisée pour la normalisation des poses dans un même mode observationnel n'est donc plus directement applicable puisque la similarité de la composante (b) des spectres n'est plus valable. Il convient donc de "redresser" les deux portions de spectres qui se superposent afin de corriger la courbe de réponse de l'instrument permettant de retrouver les conditions d'application de la précédente méthode de normalisation

#### 2.4.4 Détermination des Poids

Une fois les spectres normalisés à la même intensité, l'addition est alors possible. Il faut cependant garder à l'esprit que les poses ont des rapports signal à bruit (SNR) différents. Il faut alors pondérer les spectres afin de ne pas noyer l'information d'un spectre à haut SNR dans le bruit d'un autre à bas SNR mais qui contient tout de même une part d'information. Le rapport signal à bruit,  $R_{add}$ , d'un pixel du spectre additionné est donné par :

$$R_{add} = \frac{f_{add}}{\sigma_{add}} \quad (2.13)$$

Où  $f_{add}$  et  $\sigma_{add}$  sont respectivement le flux et du spectre additionné. Ces derniers sont donnés par:

$$f_{add} = \frac{\sum_i^N a_i f_i}{\sum_i^N a_i} \quad \text{et} \quad \sigma_{add} = \frac{\sqrt{\sum_i^N a_i^2 \sigma_i^2}}{\sum_i^N a_i} \quad (2.14)$$

Avec,  $f_i$  et  $\sigma_i$ , le flux et l’erreur pour ce même pixel mais correspondant aux différentes poses individuelles. Les facteurs  $a_i$  sont les poids de l’addition. Il convient alors de déterminer les coefficients  $a_i$  qui maximisent le rapport signal à bruit final. En posant :

$$\mathbf{u} = \begin{vmatrix} f_1/\sigma_1 \\ \vdots \\ f_N/\sigma_N \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{v} = \begin{vmatrix} a_1\sigma_1 \\ \vdots \\ a_N\sigma_N \end{vmatrix} \quad (2.15)$$

l’inégalité triangulaire  $|\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}|^2 \leq \|\mathbf{u}\|^2 \|\mathbf{v}\|^2$  nous donne :

$$\left( \sum_i^N a_i f_i \right)^2 \leq \left( \sum_i^N \frac{f_i^2}{\sigma_i^2} \right) \left( \sum_i^N a_i^2 \sigma_i^2 \right) \quad (2.16)$$

En utilisant les équations (2.13) et (2.15), (2.16) s’écrit :

$$R_{add} \leq \sum_i^n \left( \frac{f_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.17)$$

Cette dernière équation donne une limite supérieure du rapport signal à bruit final. Cette limite est atteinte lorsque les deux vecteurs  $\mathbf{u}$  et  $\mathbf{v}$  sont colinéaires ce qui permet d’obtenir l’expression des coefficients  $a_i$  optimaux:

$$a_i = k \frac{f_i}{\sigma_i^2} \quad (2.18)$$

Cependant, cette expression théorique n’est pas adaptée en pratique. Le problème venant d’une part des pixels contaminés qui ne représentent plus alors une estimation valide du flux et d’autre part des valeurs négatives que le flux mesuré peut avoir, par exemple, au fond d’une raie d’absorption forte. Pour pallier ces problèmes en gardant tout de même une solution satisfaisante pour les poids de l’addition, le facteur  $f_i$  dans l’expression des coefficients  $a_i$  a été négligé. Cela revient en fait à supposer que les flux  $f_i$  sont tous égaux ce qui reste raisonnable. Dans le cadre de cette approximation les valeurs du flux et de l’erreur totale sont données par:

$$f_{add} = \frac{\sum_i^N \frac{f_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad \text{et} \quad \sigma_{add} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i^N \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (2.19)$$

### 2.4.5 Rééchantillonnage des spectres

Deux méthodes d'échantillonnage ont été utilisées. La première estime le flux en intégrant sur le pixel final une interpolation linéaire du spectre initial. La seconde, consiste à associer au pixel la valeur de l'interpolation du spectre par des splines cubiques.

Les premiers spectres ont tout d'abord été additionnés à l'aide de la première méthode. C'est en comparant les spectres individuels au spectre additionné que des différences entre le profil de certaines raies ont été notées. Afin de confirmer cet effet, des spectres synthétiques aux propriétés identiques à celles du "Large Program", même résolution et même signal sur bruit, et ne comportant qu'une seule raie Lyman- $\alpha$  aux caractéristiques connues (densité de colonne " $N_0$ ", paramètre de Doppler " $b_0$ " et longueur d'onde central " $\lambda_0$ "), ont été additionnés et une procédure d'ajustement a été utilisée pour retrouver les caractéristiques de la raie ( $N_r, b_r, \lambda_r$ ) à partir du spectre final. Le même programme d'ajustement a aussi été utilisé pour retrouver les caractéristiques ( $N_m, b_m, \lambda_m$ ) de la même raie dans un unique spectre simulé de signal sur bruit équivalent à celui du spectre sortant de la précédente addition. Pour analyser les possibles biais introduits uniquement par la procédure d'addition, les valeurs  $N_r, b_r$  et  $\lambda_r$  ont été comparées à  $N_m, b_m, \lambda_m$ .

Quelque soit la méthode d'échantillonnage, l'erreur introduite sur la longueur d'onde centrale de la raie est inférieure au dixième de milli-angström. En revanche une différence existe au niveau de la densité de colonne et du paramètre de Doppler. La figure 2.14 représente les écarts sur la densité de colonne et le paramètre de Doppler introduits par les deux procédures d'échantillonnage. Il apparaît clairement que l'échantillonnage linéaire n'est pas adapté pour l'addition des données du "Large Program", et que la procédure utilisant l'interpolation par spline cubique est largement suffisante. C'est cette dernière qui a donc finalement été utilisée.

## 2.5 Automatisation de la normalisation

L'estimation du continu est et à toujours été une étape de la réduction à la fois cruciale et fastidieuse. Cruciale, car l'estimation des caractéristiques des raies telles que la largeur équivalente ou la densité de colonne dépend directement de l'évaluation du continu: une mauvaise estimation du continu entraînera nécessairement une erreur sur la mesure de ces caractéristiques. Fastidieuse, car elle demande une intervention humaine constante et

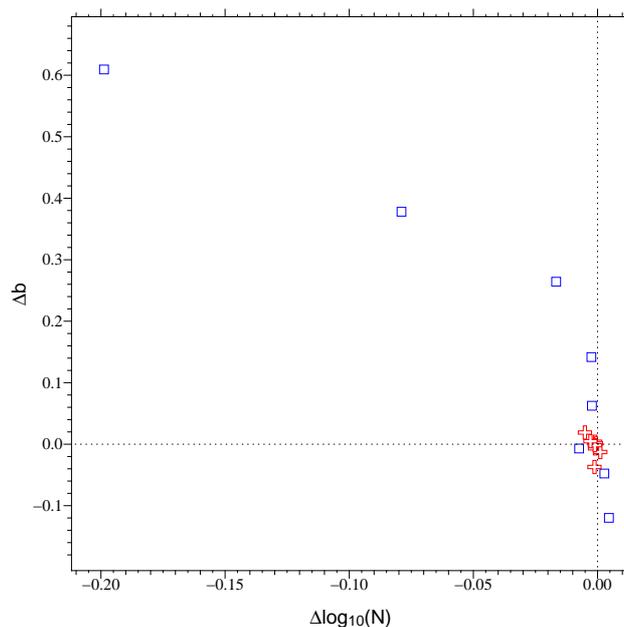


FIG. 2.14 – Erreurs sur le paramètre de Doppler ( $b$ ) et la densité de colonne ( $N$ ) introduites par la méthode d’échantillonnage des spectres: en bleu lorsque la méthode utilise une interpolation linéaire du flux et en rouge lorsque l’interpolation se fait à l’aide de splines cubiques. Chaque point correspond à la moyenne des erreurs sur 100 mesures pour un couple de valeurs ( $N, b$ ) donné. La méthode qui utilise l’interpolation linéaire fait intervenir une intégration et donc agit comme une convolution diminuant l’intensité des raies et augmentant leur largeur. Cette convolution n’étant pas pris en compte lors de l’ajustement des raies, il n’est pas étonnant que les erreurs soient négatives pour la densité de colonne et positives pour le paramètre de Doppler

parfois, voir souvent, dans la forêt Lyman, subjective ce qui peut contrarier une certaine rigueur scientifique personnelle.

Outre l'aspect fastidieux (qui n'apparaît tout de même qu'après un nombre conséquent de normalisations), l'intervention humaine introduit une subjectivité dans la détermination du continu. Chacun ayant sa propre "recette" de normalisation, la comparaison directe des résultats peut s'avérer douteuse.

L'automatisation de la normalisation consiste à éliminer au maximum l'intervention humaine. Le but étant d'abord de permettre la normalisation rapide d'un ensemble de données mais surtout d'avoir une estimation objective du continu. En effet, l'objectivité de la méthode implique la reproductibilité des résultats. Grâce à cette dernière caractéristique, il est possible de déterminer, à l'aide de simulations, les erreurs ou les biais introduits par la normalisation automatique qui estime un continu étant rarement le continu réel, en particulier dans la forêt Lyman. Ainsi, une fois ces biais évalués, il est envisageable de corriger les résultats physiques obtenus à l'aide des raies d'absorption.

### 2.5.1 Méthodes

La méthode employée pour estimer le continu dépend de la calibration en flux des données. Si celle-ci a été faite, alors le continu peut être ajusté par une loi de puissance à laquelle s'ajoute des raies d'émission de forme gaussienne. En revanche si le spectre n'est pas calibré en flux, la réponse instrumentale qui s'ajoute au flux du quasar ne permet plus cette modélisation. Dans ce cas l'ajustement, automatique ou non, se base sur deux hypothèses simples. La première consiste à égaler le continu au flux du spectre, aux erreurs près, sur les régions libres de toute absorption. La deuxième suppose que les variations du continu sont lentes par rapport à celle des absorptions, en d'autre terme, que la longueur de corrélation du continu est supérieure à la taille caractéristique des absorptions. Cette dernière hypothèse permet d'estimer le continu au niveau d'une absorption en utilisant deux régions non absorbées de part et autre de la raie.

Les hypothèses précédentes sont simples mais font toutes deux référence aux raies d'absorption. Ainsi le continu est défini par rapport aux absorptions qui elles mêmes sont définies par le continu. Cette boucle est l'un des problèmes de l'estimation du continu. À cela s'ajoute la possible présence de régions où la densité d'absorptions est telle que l'estimation du continu est impossible sur des intervalles de taille plusieurs fois supérieurs à la longueur de corrélation de ce continu. Ce dernier point est d'autant plus vrai que le décalage spectral du quasar est élevé (voir la figure 1.8). L'estimation du continu est alors impossible si le spectre du quasar n'a pas été calibré en flux. Dans le cadre du "Large Program", les spectres sont à suffisamment bas décalage spectral pour que ce dernier problème n'intervienne pas. Il suffit alors de briser la boucle de définition. Pour cela, une méthode itérative a été mise en place: à chaque itération, la nouvelle estimation du continu se fait en ajustant le spectre du quasar après avoir marqué les pixels correspondant aux absorptions qui sont définies par le continu de la précédente itération.

Plus précisément, on définit  $Q$ , fonction d'un vecteur  $Y$  qui peut être vu comme un spectre, de la façon suivante:

$$Q(Y) = \chi(Y)^2 + \lambda \text{Regul}(Y)^2 \quad (2.20)$$

$$\text{avec } \chi(Y)^2 = \sum_i w_i (Y_i - f_i)^2 \quad (2.21)$$

$$\text{et } \text{Regul}(Y)^2 = \sum_{l=1}^{l_c} \left[ \sum_i (Y_{i+l} - Y_i)^2 \right] \quad (2.22)$$

Où  $f_i$  est la valeur du flux du spectre au pixel  $i$ ,  $l_c$  le nombre de pixels sur lequel le continu est corrélé et  $w_i$  un poids qui vaut zéro si le pixel est dans une absorption, et l'inverse du carré de l'erreur de ce pixel sinon. À chaque itération, l'estimation du continu est prise égale au spectre  $Y$  qui minimise la fonction  $Q(Y)$ , et donc la somme des deux termes  $\chi(Y)^2$  et  $\lambda \cdot \text{Regul}(Y)^2$ . Le premier,  $\chi(Y)^2$ , correspond au terme utilisé dans la méthode de minimisation habituelle du  $\chi^2$ . Celui-ci permet de vérifier la première hypothèse émise précédemment à savoir que le continu doit ajuster le flux sur les régions libres d'absorption. Le caractère absorbant ou non d'un pixel est codé dans le facteur  $w_i$  qui est modifié à chaque itération, le critère de modification est explicité un peu plus tard. Le second terme,  $\text{Regul}(Y)^2$ , est un terme de régularisation qui est d'autant plus petit que la longueur de corrélation du spectre  $Y$  est proche de la longueur  $l_c$ . Le terme  $\lambda$  est un facteur de Lagrange qui contrôle l'importance relative de la régularisation par rapport à l'ajustement en  $\chi^2$ : si  $\lambda$  est nul, alors le problème revient à une simple méthode de minimisation du  $\chi^2$  et plus  $\lambda$  augmente plus la solution qui minimise  $Q$  sera lisse au détriment de l'ajustement.

Comme il a été précédemment évoqué, à chaque itération les poids  $w_i$  sont modifiés. Pour la première itération, il s'agit simplement de l'inverse du carré de l'erreur associée au pixel  $i$ . Ainsi la première estimation du continu est une version lissée du spectre qui en diffère principalement au niveau des régions où le flux varie rapidement, c'est-à-dire en particulier sur le bord des ailes des absorptions. En normalisant le spectre par ce premier continu, ces prémices d'absorption peuvent alors être repérées par une quelconque méthode de détection. Celle utilisée ici consiste à ne garder que les régions où le rapport signal à bruit calculé à partir de la largeur équivalente, est supérieur à un certain seuil (voir 2.3 pour les valeurs des paramètres utilisés). La taille des régions ainsi détectées est alors augmentée de quelques pixels, et les poids  $w_i$  correspondant sont annulés. À l'itération suivante, l'ajustement du continu n'est plus contraint par ces régions, le lissage y prend donc plus d'importance remontant ainsi le continu et transformant alors ces prémices d'absorption en absorptions à part entière comme l'illustre la figure 2.15.

Le processus itératif prend fin lorsque la différence entre deux évaluations successives du continu est inférieure à un certain seuil. Le dernier continu évalué ajuste ainsi le spectre sur les régions libres d'absorption, en accord avec la première hypothèse. De plus, ce continu est lissé grâce au terme de régularisation assurant donc la seconde hypothèse.

Cependant, ce dernier continu dépend fortement des paramètres utilisés: en prenant par exemple un facteur de Lagrange  $\lambda$  plus faible, le terme de régularisation prenant une importance moindre par rapport à l'ajustement, ne permettrait pas de faire remonter le continu de façon satisfaisante. Les paramètres doivent donc être ajustés suivant le type

de données à normaliser. Pour le “Large Program” les valeurs des paramètres utilisés sont données par le tableau 2.3.

Paramètre	Valeur	Signification
$\epsilon$	5e-7	Le processus itératif est stoppé lorsque la différence relative maximale entre deux estimations du continu est inférieure à $\epsilon$ .
<i>maxstep</i>	500	Nombre maximal d’itérations.
<i>pixw</i>	5	Nombre de pixels utilisés lors du calcul de la largeur équivalente pour la détection des absorptions.
$\kappa$	5	Si le rapport signal à bruit calculé à partir de la largeur équivalente est supérieur à $\kappa$ , la région correspondante est considérée comme une absorption.
<i>pixn</i>	2	Nombre de pixels à ajouter de part et autre des régions repérées comme absorption.
<i>lc</i>	3	Paramètre contrôlant la longueur de corrélation (voir l’équation 2.22).
$\lambda$	2e6	Paramètre de Langrange donnant le poids relatif entre l’ajustement et la régularisation

TAB. 2.3 – Valeur des paramètres utilisés pour la normalisation automatique du “Large Program”

## 2.5.2 Correction du continu

Deux inconvénients interviennent dans la détermination automatique du continu dans la forêt Lyman. Le premier provient de l’hypothèse d’existence de points du spectre appartenant au continu. Si cela s’avère exact pour les régions peu denses en raies d’absorption, cela peut être faux dans le cas de la forêt surtout à grand décalage spectral. Le deuxième problème est dû au fait que la méthode obtient le continu par itérations en partant du spectre total et donc converge vers le continu par “en-dessous” introduisant un biais systématique.

Ces deux problèmes conduisent à une sous-estimation systématique du continu. Sous-estimation d’autant plus importante que la densité des raies augmente. Cependant, la normalisation étant automatique, il est possible d’estimer ce biais à l’aide de spectres synthétiques. Ainsi en comparant le continu injecté dans les simulations à celui obtenu avec la normalisation automatique, un ensemble de facteurs de correction en fonction de la longueur d’onde et du décalage spectral a été obtenu. Les résultats sont résumés par la figure 4.2.

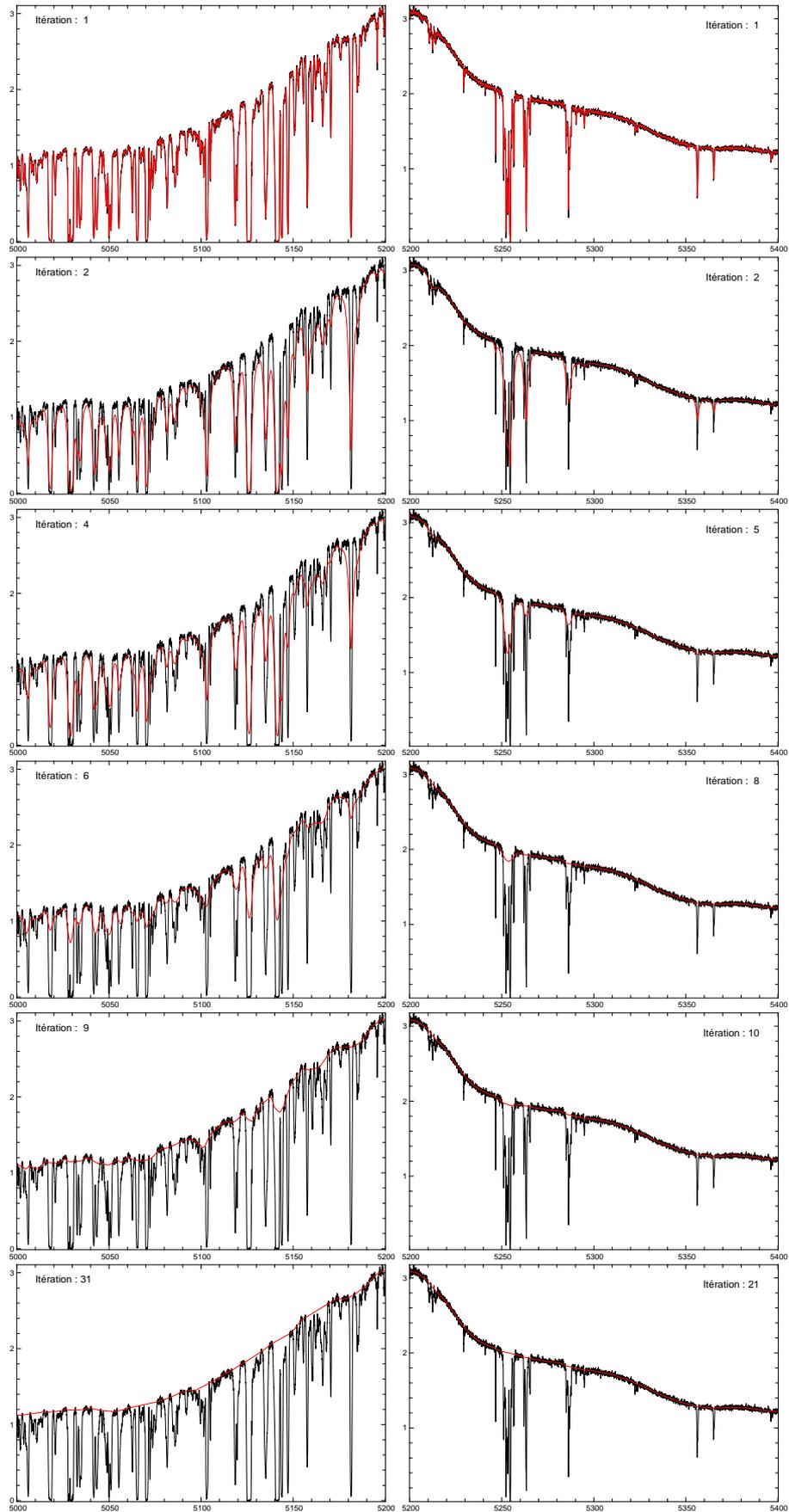


FIG. 2.15 – Représentation de l'estimation du continu (en rouge) à différentes itérations de la normalisation automatique.

Cette correction se base sur une hypothèse plus lâche que celle introduite dans le paragraphe 2.5.1 à savoir que le continu était égal au flux du spectre dans les régions libres de toute absorption. Cette hypothèse exprime que dans la forêt Lyman, la longueur de corrélation des variations de l'écart entre le vrai continu et celui obtenu automatiquement, est supérieure à la taille caractéristique des raies d'absorption. Ceci sous-entend que le milieu intergalactique possède deux composantes, l'une aux variations rapides produisant les raies d'absorption de la forêt et une autre aux variations plus lentes produisant une absorption moyenne dans la forêt conduisant à une sous-estimation du continu.

## 2.6 Détection des raies

Une fois la normalisation effectuée, l'information physique est alors accessible par l'étude de l'intensité, de la largeur ou encore de la densité des absorptions. Il est donc nécessaire afin de poursuivre l'analyse de déterminer la position précise de ces absorbants suivant un critère de détection défini. Il existe plusieurs méthodes pour cela mais au cours de thèse une nouvelle procédure a été mise en place. Celle-ci fournit plus d'informations, utile en particulier pour l'identification automatique. Par souci de simplification, on définit le  $SNR_w$  d'une région comme étant le rapport entre la largeur équivalente de cette région par l'erreur associée. Ainsi si  $(f_k, \sigma_k)$  sont les flux et erreurs des pixels formant une région,  $SNR_w$  est donné par:

$$SNR_w = \frac{\sum_k (1 - f_k)}{\sqrt{\sum_k \sigma^2}} \quad (2.23)$$

### 2.6.1 Méthodes

La méthode usuelle consiste tout d'abord à choisir une taille pour la fenêtre de recherche qui servira à balayer le spectre. Pour chaque région sélectionnée par le balayage, si le  $SNR_w$  est supérieur à un certain seuil (généralement 5), alors la région est considérée comme une absorption. En dernière étape, les régions jugées être des absorption, sont élargies jusqu'à ce que le flux redevienne compatible, au bruit près, avec la valeur unité. Une liste d'absorptions caractérisées par leurs limites en longueur d'onde dans le spectre est ainsi obtenue.

L'avantage de cette méthode est avant tout sa simplicité. Cependant les détections dépendent de la taille de la fenêtre de recherche utilisée, problème qui peut être résolu en effectuant plusieurs détections successives avec différentes tailles. Mais son principal défaut, provient de son incapacité à fournir une information sur la structure interne de l'absorption. À savoir s'il s'agit d'une raie forte large ou d'un ensemble de raies fines qui se superposent. La figure 2.16 illustre un tel cas: cette méthode, bien que fournissant leur position (symbolisée par l'intervalle en rouge), ne peut différencier les deux types d'absorption.

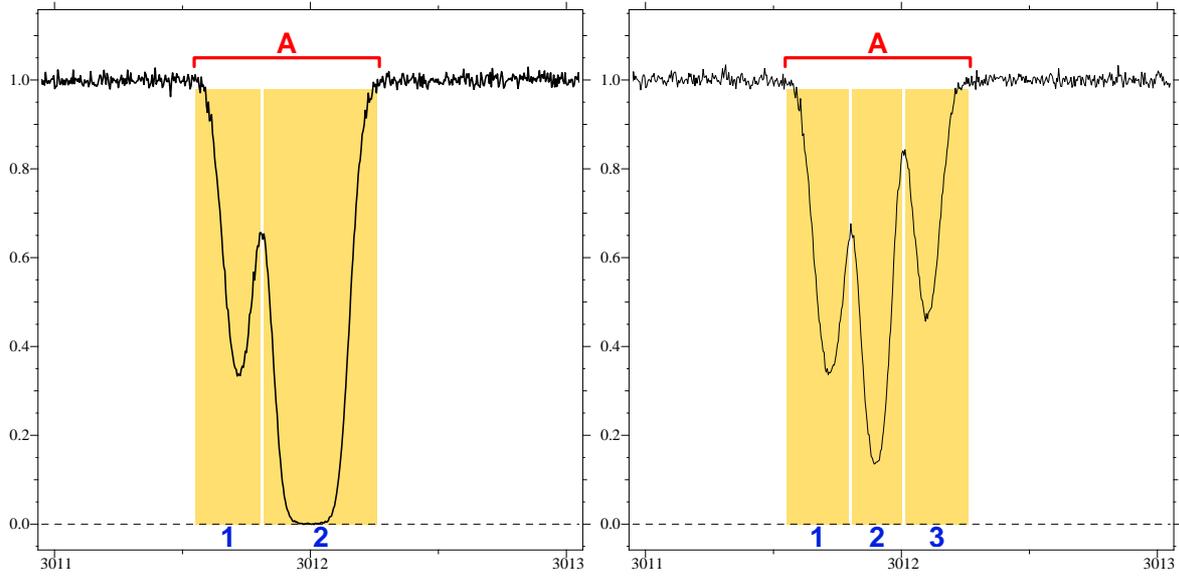


FIG. 2.16 – Exemples d’identifications. Schématiquement, les méthodes usuelles permettent d’obtenir l’information symbolisée en rouge (les limites de l’absorption). La méthode développée au cours de cette thèse permet aussi d’accéder à la structure interne codée sous la forme d’un arbre.

C’est pour avoir accès à l’information interne qu’une nouvelle méthode de détection a été développée au cours de cette thèse. Cette méthode ne nécessite qu’un seul paramètre que l’on désignera par  $\kappa$ . Elle consiste, dans un premier temps, à repérer les portions du spectre ayant au moins deux pixels successifs inférieurs à 1. Cette étape sélectionne un ensemble de régions de tailles variables. Seules celles dont le  $SNR_w$  est supérieur à  $\kappa$  sont gardées. On se retrouve alors avec une liste d’absorptions similaire à celle obtenue par les méthodes usuelles à ceci près qu’aucune taille n’est imposée (à part la taille minimal de deux pixels). Pour une région donnée en testant successivement par ordre décroissant les valeurs du flux des pixels formant cette portion, on détermine s’il existe un flux maximal  $f_{max}$  pour lequel les pixels ayant un flux inférieur à  $f_{max}$  forment au moins deux régions distinctes dont les  $SNR_w$  sont supérieurs à  $\kappa$ . Si aucune valeur du flux ne convient, l’absorption ne possède pas de sous-structure. En revanche, si  $f_{max}$  existe, les régions ainsi détectées forment le premier niveau de sous-structure et sont appelées les enfants de l’absorption qu’elle forme. Pour chacune de ces sous régions, une recherche identique d’enfants est faite. On obtient alors une sorte d’arbre pour chacune des absorptions donnant ainsi accès à la structure interne. Chaque élément de l’arbre correspond à une absorption ou sous-absorption pour laquelle une information sur sa taille ou sa largeur équivalente est disponible.

## 2.6.2 Limite de détection

Afin de déterminer les limites de détection de cette méthode, celle-ci a été appliquée à des spectres synthétiques ne comportant qu’une seule raie Lyman- $\alpha$  pour différents paramètres de Doppler (b), densité de colonne (N), et rapports signal à bruit (SNR). Les

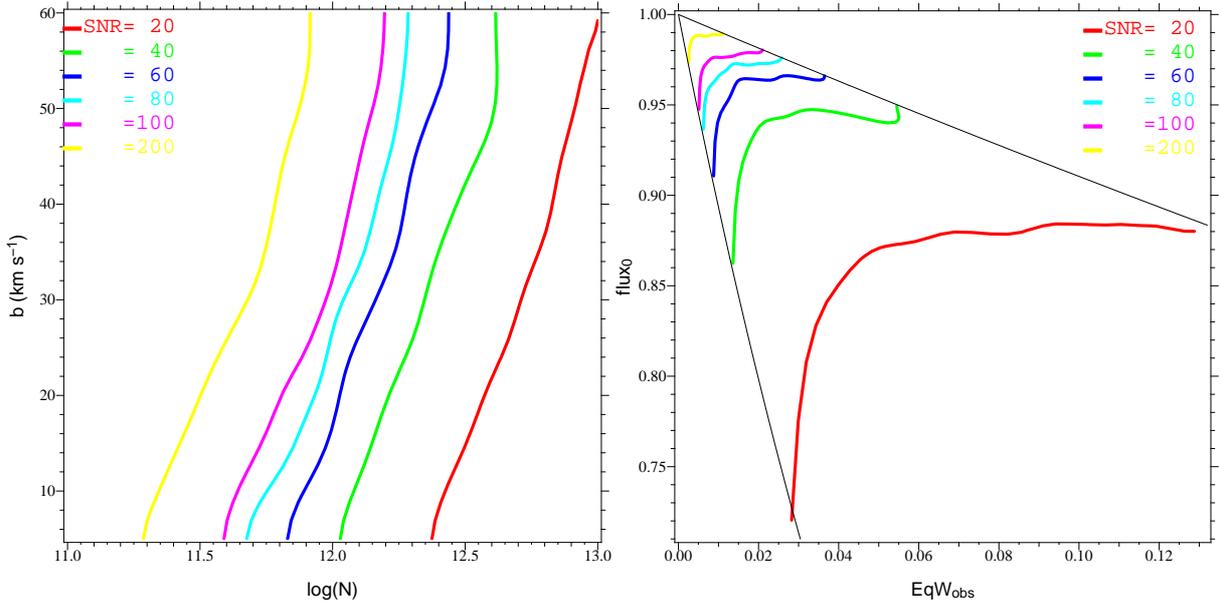


FIG. 2.17 – À gauche, limite de détection d’une absorption Lyman- $\alpha$  par la méthode décrite dans la section 2.6 pour différents  $b$  et  $N$ . À droite les mêmes limites mais en fonction de la largeur équivalente observée et du flux au centre de la raie. Le paramètre  $\kappa$  est pris égal à 5. Les différentes courbes en couleur correspondent à différents rapports signal sur bruit du spectre dans lequel est recherchée l’absorption. Les deux courbes en noire représentent la relation entre la largeur équivalente observée et le flux au centre de la raie. Dans le cas optiquement mince, celle-ci ne dépend que du paramètre de Doppler  $b$  ici choisi égal à 5 (courbe inférieure) et à  $60 \text{ km s}^{-1}$  (courbe supérieure).

limites sont représentées sur la figure 2.17, à gauche en fonction de  $N$  et  $b$  et à droite en fonction de la largeur équivalente et du flux au centre de la raie. Si le graphique de gauche n’est applicable qu’à la transition Lyman- $\alpha$  de l’hydrogène neutre (bien que des tendances générales peuvent en être déduites), celui de droite est indépendant de la transition utilisée. À la vue des figures on remarque deux points concernant cette méthode de détection.

- La limite de détection dépend évidemment du rapport signal sur bruit mais plus précisément de façon linéaire. Ainsi pour un  $b$  fixé, avec un rapport signal à bruit deux fois plus élevé il est possible de détecter des densités de colonne deux fois plus petites ou des raies de largeur équivalente deux fois plus faible.
- À un SNR donné et pour une même densité de colonne, il est plus difficile de détecter des raies à plus grand paramètre de Doppler. De même, il existe une valeur de  $flux_0$  (flux au centre de la raie) maximale: toute raie ayant un flux  $flux_0$  supérieur à ce dernier ne seront pas détectées et ce, quelle que soit leur largeur équivalente.

Le deuxième point indique que la méthode est plus sensible aux raies fines qu’aux raies larges. En effet, pour une largeur équivalente donnée une raie plus large s’étale sur plusieurs pixels et a donc un bruit associé plus grand, soit un SNR plus faible qui peut alors

être inférieur au seuil de détection  $\kappa$ . Ceci indique que la détection des raies faibles et larges est délicate. D’autant plus que l’on peut aussi perdre de telles raies au cours de la normalisation.

Il faut tout de même garder à l’esprit que ces limites sont calculées pour le cas d’une raie unique. Ainsi une raie en-dessous de la limite de détection peut très bien être détectée car blendée avec une raie forte et retrouvée par une méthode d’ajustement de profil. Il n’est donc pas étonnant de retrouver dans la liste de raies d’un spectre des absorptions qui sont en-dessous de la limite de détection.

## 2.7 Identification des raies

Comme indiqué dans l’annexe A, les caractéristiques de l’absorbant sont imprimées dans le profil de l’absorption par l’intermédiaire des paramètres de la transition qui en est responsable. Ainsi, avant d’effectuer un quelconque ajustement, il faut identifier les éléments donnant lieu aux absorptions détectées.

### 2.7.1 Théorie de l’Identification

Dans le cas de spectres d’étoiles ou d’objets très proches (dans la Voie Lactée par exemple), la longueur d’onde observée d’une absorption donne directement la nature de la transition tel un index dans une table. En revanche, le décalage spectral rend caduque l’équivalence entre longueur d’onde observée et nature de la transition. La relation entre la longueur d’onde observée  $\lambda_i$ , le décalage spectral  $z_i$  et la longueur d’onde  $\lambda_{0,i}$  dans le référentiel du laboratoire de la transition est simplement donnée par:

$$\lambda_i = (1 + z_i)\lambda_{0,i} \quad (2.24)$$

Le but de l’identification est de déterminer à partir des  $\lambda_i$  observées, les valeurs  $\lambda_{0,i}$  puisque celles-ci sont une information univoque sur la nature des transitions.

Présenté ainsi, le problème est insoluble. En effet, il y a  $2 \times N$  inconnues pour  $N$  équations. Cependant la nature physique du problème introduit des contraintes supplémentaires permettant par exemple de réduire le nombre d’inconnues. Ces contraintes physiques sont les suivantes:

- Les valeurs des  $z_i$  sont nécessairement inférieures au décalage spectral du quasar sauf pour le cas des absorbants associés ayant une vitesse propre dirigée vers le quasar.
- Un absorbant peut contenir d’autres éléments que de l’hydrogène et donc donner lieu à plusieurs absorptions qui ont alors toutes le même décalage spectral diminuant ainsi le nombre d’inconnues  $z_i$ .
- L’ensemble des longueurs d’onde  $\lambda_{0,i}$  est discret, ainsi l’ensemble dans lequel est recherché le décalage spectral d’une absorption observée est lui aussi discret réduisant le nombre de solutions.

Transition	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_2/\lambda_1$
CIV	1548.20	1550.78	1.00166
SiIV	1393.76	1402.77	1.00647
NV	1238.82	1242.80	1.00322
OVI	1031.93	1037.62	1.00551
FeII	2382.76	2600.17	1.09124
FeII	2586.65	2600.17	1.00523
FeII	2344.21	2382.76	1.01645
FeII	2344.21	2374.46	1.01290

TAB. 2.4 – Liste des doublets ou multiplets les plus fréquemment rencontrés dans le spectre des quasars ainsi que le rapport de leur longueur d’onde.

- L’existence de contraintes entre différentes transitions permet d’augmenter le nombre d’équations. Par exemple, certains éléments ont des multiplets en absorption (comme les transitions Lyman de l’hydrogène, l’ion C IV ou Mg II, voir la table A.1). Ou encore, l’observation de la transition Si IV implique souvent celle de C IV.

La méthode d’identification se base sur ces précédents points en les utilisant un à un dans l’ordre indiqué. En supposant connu le décalage spectral  $z$  d’un système absorbant, on vérifie pour chaque longueur d’onde en laboratoire  $\lambda_0$  connue si une absorption est observée dans le spectre à la longueur d’onde  $\lambda = \lambda_0(1 + z)$ . Si tel est le cas, cette absorption peut être identifiée, sauf dans le cas d’une coïncidence fortuite, à la transition associée à la longueur d’onde  $\lambda_0$ . On effectue alors le même travail pour tous les décalages spectraux connus et le dernier point permet de résoudre les problèmes d’identification multiples.

Il reste cependant à déterminer les décalages spectraux des systèmes. La méthode la plus simple consiste à essayer tous les  $z$  inférieurs au décalage spectral du quasar. Cette méthode peut être très facilement affinée en ne considérant que les  $z$  pour lesquels la transition Lyman- $\alpha$  de l’hydrogène neutre est détectée. Cependant ceci ne peut être effectué que si la raie Lyman- $\alpha$  est observable (pour  $z > 1.5$  pour les données UVES) et que si la superposition des autres séries Lyman est suffisamment faible pour que l’identification d’une absorption avec la transition Lyman- $\alpha$  soit robuste. Il est enfin possible d’obtenir facilement le décalage spectral de systèmes en utilisant les éléments présentant des doublets ou multiplets en absorption. En effet, le rapport des longueurs d’onde d’un doublet ou multiplet est indépendant du décalage spectral. Il suffit alors de calculer tous les rapports possibles entre les longueurs d’onde observées et de repérer ceux qui correspondent à ceux de doublets connus pour obtenir d’une part l’identification de deux absorptions et d’autre part le décalage spectral d’un possible système absorbant.

## 2.7.2 Automatisation de l’identification

### • Définitions

L’identification automatique utilise de façon intensive les termes “transition”, “multiplet<sup>1</sup>” et “groupe”. Afin de clarifier les parties suivantes, une définition claire de chacun de ces termes est nécessaire.

transition	:	garde son sens habituel et désigne donc une unique raie d’un ion. Par exemple la raie à 1548 Å de l’ion $C^{3+}$ est une transition.
force d’une transition	:	Correspond à la sensibilité d’une transition à absorber la lumière et est donnée par le produit de la force d’oscillateur de la longueur d’onde de la transition. Seule la comparaison des forces de deux transitions d’un même ion a un sens.
multiplet	:	Correspond à l’ensemble des transitions d’un ion. Une nuance est à introduire. L’ensemble des transitions formant un multiplet est variable mais correspond souvent à l’ensemble des transitions détectables.
groupe	:	Il s’agit en fait d’un sous-ensemble d’un multiplet. Il est formé de transitions ayant des forces similaires. Les groupes sont utilisés pour la méthode PPP qui n’est pas stable lorsque les écarts entre les forces des transitions utilisées sont trop importants.
système	:	Ensemble des absorptions identifiées comme provenant des transitions d’un groupe à un décalage spectral donné.
spectre PPP	:	Spectre reconstruit à partir de la méthode pixel par pixel (PPP) qui permet d’obtenir pour chaque pixel le flux minimal compatible avec la détection ou la non détection des transitions d’un groupe.

### • Étapes principales de l’identification automatique

L’identification automatique comporte deux étapes principales. La première consiste à créer pour chaque multiplet une liste d’absorptions. Pour un multiplet donnée, cette liste correspond à une sélection des systèmes détectés dans le spectre pouvant effectivement provenir de ce multiplet. Chaque liste est créée indépendamment et comporte peut-être un certain nombre de fausses identifications. La deuxième étape consiste à cross-corréler ces listes pour éliminer ces fausses identifications.

---

1. La définition introduite ici diffère de celle introduite en spectroscopie où un multiplet désigne l’ensemble des transitions d’un ion partant du même niveau inférieur.

Élément	$\lambda_0$	$\log_{10}(\lambda_0 f_{osc})$	Élément	$\lambda_0$	$\log_{10}(\lambda_0 f_{osc})$
C IV	1548		Mg II	2796	
	1550			2803	
Si IV	1393		N V	1238	
	1402			1242	
Fe II	2600		Si II	1260	
	2586			1193	
				1190	
Fe II	2382		Si II	1526	
	2344			1304	
	2374			989	
Mn II	2576		Al III	1854	
	2594			1862	
	2606				

TAB. 2.5 – Liste des principaux groupes utilisés pour l’identification automatique.

### • Détection des multiplets

La détection des multiplets utilise la redondance de l’information des paramètres inconnus ( $N$ ,  $b$  et  $z$ ) pour obtenir une signature qui en soit indépendante. Ainsi d’une part le rapport des longueurs d’onde d’un multiplet est indépendant du décalage spectral et d’autre part celui des profondeurs optiques est indépendant de la densité de colonne et du paramètre de Doppler. En utilisant ces deux propriétés, il est possible, pour un multiplet donné, de déterminer en fonction du décalage spectral la profondeur optique maximale de ce multiplet compatible avec le flux d’un spectre. Il s’agit de la méthode “Pixel par Pixel” (PPP) décrite dans le chapitre 4. Le résultat de cette méthode est donné en fonction du décalage spectral afin de pouvoir obtenir facilement la position dans le spectre de n’importe quelle transition formant le multiplet utilisé.

Les multiplets choisis pour cette identification sont ceux rencontrés le plus fréquemment (voir la table A.1). De plus, la procédure PPP est plus stable lorsque les transitions du multiplet considéré ont des forces similaires. Il faut donc parfois séparer en plusieurs groupes les transitions formant un multiplet. C’est le cas par exemple de l’élément Fe II qui est ici séparé en deux groupes. La liste non exhaustive des groupes utilisés est donnée dans le tableau 2.5.

Pour un groupe donné, on détermine la profondeur optique  $\tau(z)$  de ce groupe par la méthode PPP qui permet d’obtenir le flux minimum compatible avec l’ensemble des transitions du groupe. On crée à partir de  $\tau(z)$ , le spectre  $flux(\lambda)$  associé à la transition la plus forte de ce groupe ( $T_{stg}$  par la suite), les deux étant reliés par:

$$flux(\lambda) = e^{-f_0\tau[z(\lambda)]} \quad (2.25)$$

$$\text{avec } z(\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \quad (2.26)$$

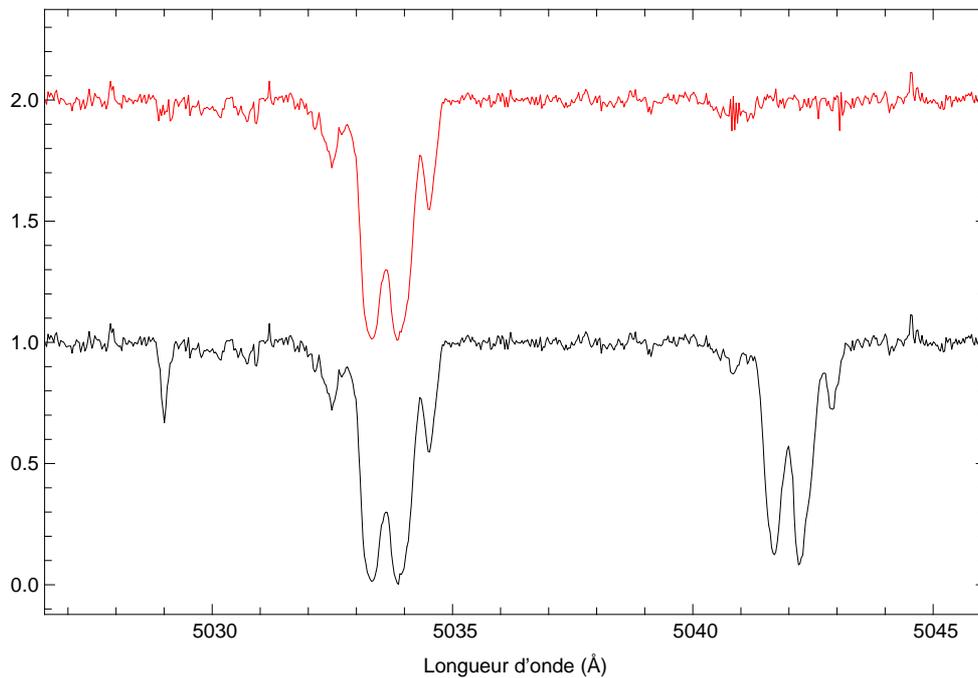


FIG. 2.18 – Illustration de la méthode PPP pour construire le spectre dont le flux est compatible avec l'ensemble des transition d'une groupe. En noir, il s'agit d'une portion du spectre du quasar Q0329–385. Les deux absorptions fortes proviennent effectivement du doublet du C IV contrairement à celle à environ 5029 Å. En rouge, le spectre de la transition C IV  $\lambda$ 1548 obtenu par la méthode PPP. La raie forte précédemment associée à la transition C IV  $\lambda$ 1548 est toujours présente, en revanche celle à environ 5029 Å a été éliminée.

(2.27)

Où  $\lambda_0$  et  $f_0$  sont respectivement la longueur d'onde en laboratoire et la force d'oscillateur de la transition  $T_{stg}$ . Ce spectre, dit par la suite spectre PPP, diffère du spectre original puisqu'il assure la cohérence de détection ou non détection des transitions du groupe. La figure 2.18 présente le spectre de la transition C IV $\lambda$ 1548 extrait d'une région du spectre du quasar Q0329–385.

La méthode de détection des raies décrite précédemment est ensuite appliquée à ce spectre. Les absorptions détectées sont alors associées à la transition  $T_{stg}$ . Pour toutes les absorptions identifiées  $T_{stg}$  et en utilisant les rapports des longueurs d'onde en laboratoire, on associe une région du spectre à chaque transition du groupe. Pour chacune de ces associations (transition  $\leftrightarrow$  région) l'ensemble des caractéristiques ci-dessous est obtenue:

- *pixb* : pourcentage de pixels de la région dont la différence entre le flux du spectre PPP de la transition et le flux du spectre est supérieure à  $\kappa_b$  fois le bruit. Ce nombre caractérise le taux de superposition, ou de blending en anglais, de l'identification.
- *pixw* : pourcentage de pixels de la région dont la différence entre le flux du spectre et celui du spectre PPP de la transition est supérieure à  $\kappa_w$  fois le bruit. Ce paramètre traduit la pauvreté de l'identification, plus il est élevé moins l'identification est bonne.
- *correl* : Corrélation entre le profil de l'absorption observé dans le spectre du quasar,  $f_{obs}$ , et celui obtenu par la méthode PPP (soit donc mesuré dans le spectre PPP de la transition),  $f_{PPP}$ . Ce paramètre est calculé ainsi:

$$correl = \frac{\overline{f_{obs} f_{PPP}} - \overline{f_{obs}} \overline{f_{PPP}}}{\sigma_{f_{obs}} \sigma_{f_{PPP}}} \quad (2.28)$$

Où  $\bar{x}$  et  $\sigma_x$  désignent respectivement la moyenne et l'écart type de l'ensemble  $x$ . Ce paramètre qui se base sur la similitude des profils d'un multiplet caractérise la qualité d'une identification. Plus il est proche de 1 plus l'identification est sûre.

- *mean* : Valeur moyenne sur la région, de l'écart par rapport à l'unité du flux du spectre du quasar normalisé au bruit. Cette valeur est définie mathématiquement par:

$$mean = \frac{1}{N} \sum_i^N \left( \frac{1 - f_i}{\sigma_i} \right) \quad (2.29)$$

Où  $f_i$  et  $\sigma_i$  sont respectivement le flux et le bruit au pixel  $i$ .

- *it snr* : Rapport de la largeur équivalente de la région, calculée à partir du spectre du quasar, sur le bruit associé. Il s'agit du  $SNR_w$  défini dans la partie 2.6 par l'équation 2.23.

Une fois ces caractéristiques déterminées, un premier nettoyage est effectué. Ce nettoyage

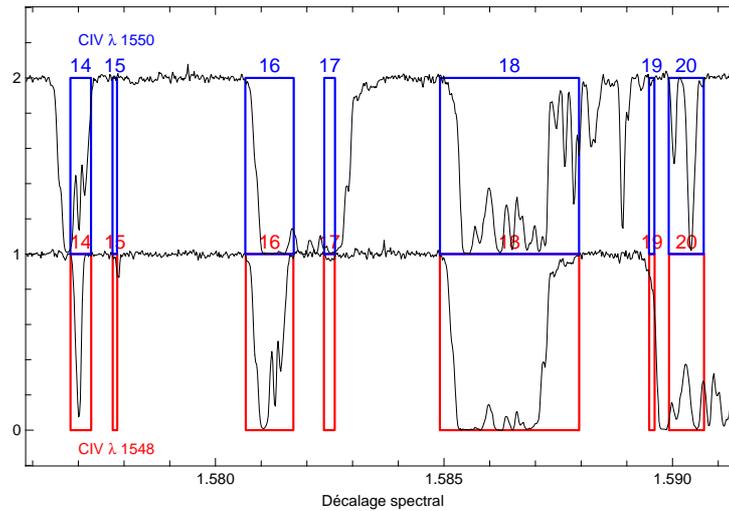


FIG. 2.19 – Résultat de la recherche du doublet du C IV avant nettoyage. Ce dernier élimine les identifications numérotées 15 et 19.

permet d’éliminer au maximum les fausses identifications en utilisant principalement des contraintes sur les paramètres “pixb”, “correl” et “mean” pour un système donné. Ces contraintes sont plus fortes lorsque les absorptions d’un système sont dans les bandes atmosphérique. De plus, le phénomène de “line-locking” est pris en compte afin de garder des systèmes qui auraient pu être éliminés du fait de leur fort blending. Finalement, si un système ne satisfait ces contraintes, il est éliminé de la liste des identifications.

Dans le cas d’un multiplet qui n’est pas séparé en plusieurs groupes, la recherche des absorptions qu’il peut produire s’arrête ici. En revanche, si le multiplet est partagé en plusieurs groupes, la recherche précédente fournit une liste de systèmes possibles pour chaque groupe. Il faut alors assurer la cohérence entre ces différentes listes. Par exemple, la détection à un décalage spectral donné d’un système associé à un groupe doit s’accompagner de la détection au même décalage spectral d’un système associé à un groupe de force plus élevée. Une fois la cohérence assurée, les identifications sont fusionnées pour obtenir une liste de systèmes directement associés au multiplet.

La figure 2.20 représente schématiquement le résultat de la recherche appliquée à différents multiplets. Chaque identification constitue une association entre une portion du spectre et une transition. Du fait de l’indépendance entre les précédentes recherches, une même portion de spectre, surtout si celle-ci correspond à une absorption forte, peut être associée à plusieurs transitions. C’est le cas par exemple sur la figure 2.20 de l’absorption à 3996 Å identifiée à la fois comme du C IV, Fe II, N V, Mg II et Al III. Ces identifications multiples peuvent résulter soit d’une réelle superposition de plusieurs transitions soit de fausses identifications. Ces dernières peuvent être éliminées en utilisant des critères physiques et en croisant les listes obtenues pour les différents multiplets.

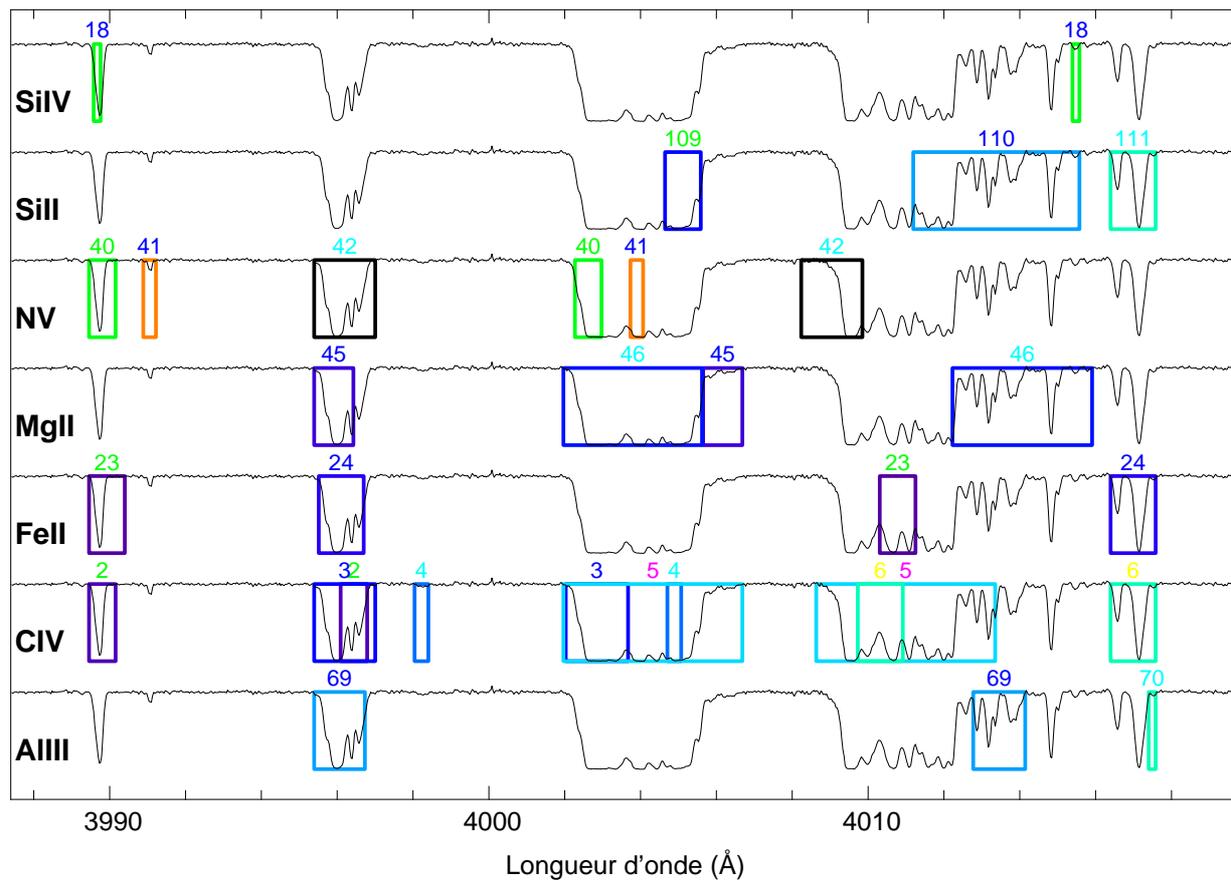


FIG. 2.20 – Représentation schématique du résultat de la recherche de multiplets dans le spectre du quasar HE0001–2340. Seule une portion du spectre est tracée. Pour chaque multiplet les identifications possibles sont indiquées par une boîte de couleur entourant la région identifiée. Ici seules les identifications 2, 3, 5, 110 et 111 sont corrects.

### • Corrélation des identifications

La corrélation des identifications précédemment obtenue consiste à utiliser des contraintes observationnelles entre les multiplets pour, à nouveau, éliminer le maximum de fausses identifications. Cette étape nécessite un ion dit observé  $ion_{obs}$ , un ion dit requis  $ion_{req}$  et une valeur de seuil  $EqW_r$ . On sélectionne alors les systèmes associés à l’élément  $ion_{obs}$  et ayant une largeur équivalente dans le référentiel de l’ion supérieure à  $EqW_r$ , la largeur équivalente étant calculée à partir de la transition la plus forte. Le décalage spectral de chacun des systèmes est utilisé pour vérifier si l’élément  $ion_{req}$  est lui aussi détecté. Si tel est le cas, le système est conservé, sinon il est éliminé. Une liste d’éléments utilisés pour cette corrélation est donnée par le tableau 2.6.

$ion_{obs}$	$ion_{req}$	$EqW_r$ (Å)	$ion_{obs}$	$ion_{req}$	$EqW_r$ (Å)
Fe II	Mg II	1.0	Mg II	Fe II	1.0
Mn II	Fe II	0.1	Si II	Mg II	0.0
Cr II	Fe II	0.0	Si IV	C IV	0.1

TAB. 2.6 – Liste de quelques contraintes utilisées pour éliminer un maximum de fausses identifications. Par exemple la première ligne du tableau impose que la détection du Fe II avec une largeur équivalente supérieur à 1 Å doit s’accompagner de la détection du Mg II au même décalage spectral.

Il est parfois utile d’effectuer plusieurs passages successifs. En effet, une contrainte peut faire disparaître l’identification d’un élément  $ion_{obs}$  qui a auparavant été utilisé en tant qu’élément requis permettant alors de garder une fausse identification (c’est le cas par exemple pour les conditions liant les éléments Fe II et Mg II).

### • Test du “blending”

Ce test s’applique aux identifications associées à la même portion de spectre. Il assure la cohérence entre les profils obtenues par la méthode PPP et le spectre du quasar. Pour être plus précis, la somme<sup>1</sup> des profils provenant de la méthode PPP doit correspondre au bruit près au profil extrait du spectre du quasar.

Ce test nécessite en premier lieu de classer les systèmes en trois catégories suivant leur qualité. La première catégorie contient les systèmes jugés solides, la seconde ceux considérés corrects et la dernière tous les autres. Le caractère “solide” et “correct” d’un système est déterminé à partir des paramètres des transitions le formant. Chacune d’elle se voit tout d’abord affectée à une des trois catégories suivant les critères suivants:

---

1. Pour désigner le flux total provenant de la superposition de plusieurs transitions, on parlera de la somme des profils ou de la somme des flux. Il s’agit d’un abus de langage puisque mathématiquement ce sont les profondeurs optiques qu’il faut sommer, les flux étant multipliés entre eux.

- **Solide** :  $snr \geq 10$  ,  $pixb < 5\%$  et  $correl \geq 0.80$   
ou  
 $snr \geq 50$  et  $correl \geq 0.95$
- **Correcte** :  $snr \geq 10$  ,  $pixb < 50\%$  et  $correl \geq 0.85$

La transition la mieux classée (une identification “solide” étant considérée meilleure qu’une “correcte”) détermine la catégorie du système auquel elle appartient.

Un système est aussi classé “correct” s’il possède une transition dont la région associée n’est pas identifiée comme provenant d’une autre transition, et si la moyenne des deux plus grandes valeurs du paramètre  $correl$  des transitions formant ce système est supérieure à 0.8. Finalement chaque transition est classée dans la catégorie du système auquel elle appartient.

Une fois tous les systèmes classés, on considère alors chaque couple d’identifications ( $I_1, I_2$ ) associées à une même portion de spectre et dont une (ici  $I_1$ ) est au moins classée “correcte”. Sur cette portion de spectre, on extrait le flux et l’erreur observés,  $f_{spc}$  et  $\sigma_{spc}$ , et on calcule le flux,  $f_{add}$ , obtenu en additionnant les profils des spectres PPP de ces deux identifications. L’identification  $I_2$  est éliminée si elle est d’une classe inférieure à celle de  $I_1$ , si elle correspond à un élément différent de celui de  $I_1$  (pour autoriser les effets de “line-locking”) et si elle ne passe pas le test du “blending”. Ce test utilise les flux  $f_{add}$  et  $f_{spc}$ . Il est considéré réussi si d’une part le pourcentage de pixels pour lesquels le flux  $f_{spc}$  est supérieur au flux  $f_{add}$ , est inférieur à 90%, et si d’autre part, le pourcentage de pixels vérifiant  $f_{spc} > (f_{add} + \kappa_w * \sigma_{spc})$  est inférieur à 20%.

Un exemple de ce test est illustré par la figure 2.21. Cette dernière représente le résultat de l’identification pour deux multiplets M1 et M2 (ici des doublets pour lesquels la transition la plus forte est celle à plus basse longueur d’onde) sur une portion de spectre synthétique comportant trois absorptions (A, B et C). Les absorptions B et C proviennent effectivement du multiplet M1 mais quatre identifications possibles sont données ( $\{M1, B\}$ ,  $\{M1, C\}$  classées “solides” et  $\{M2, A\}$ ,  $\{M2, C\}$ ) ainsi que le flux du spectre PPP (tracé en tiret pour chacun des multiplets, en bleu pour M1 et en rouge pour M2). Le test de “blending” s’applique aux identifications  $\{M1, C\}$  et  $\{M2, C\}$ . Le flux “additionné”, tracé en vert indique que l’identification  $\{M2, C\}$  est erronée car incompatible avec l’identification “solide”  $\{M1, C\}$ , elle est donc éliminée.

Finalement, puisque plusieurs identifications ont pu être éliminées, on effectue à nouveau une corrélation des identifications (voir partie précédente). La figure 2.22 présente le résultat après les différents tests, de l’identification automatique appliquée à la même portion de spectre présentée sur la figure 2.20. Une liste d’identifications est alors disponible. En utilisant les décalages spectraux ainsi obtenus, l’identification peut être complétée en particulier pour les éléments ne présentant pas de multiplet utilisable (telle que l’ion  $Al^+$  dont la transition à 1670Å est isolée).

Maintenant que l’identification est effectuée il est enfin possible d’obtenir les paramètres physiques des absorbants présents dans le spectre en effectuant un ajustement de leur

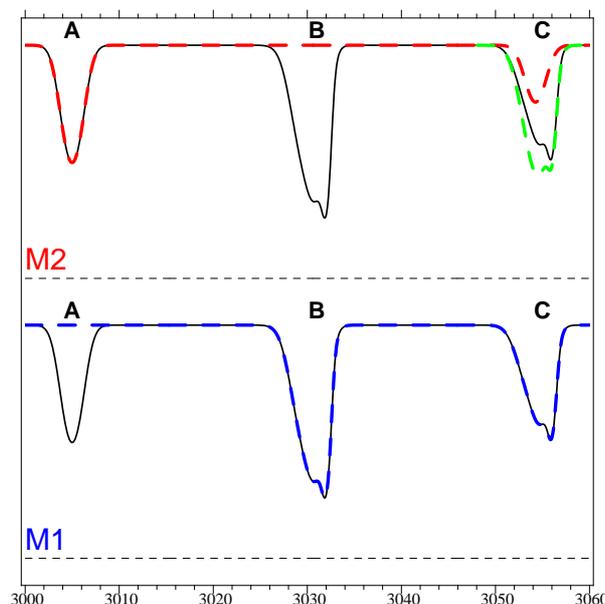


FIG. 2.21 – Exemple synthétique d’une identification multiple (composante c) éliminée grâce au test du “blending”.

profils.

## 2.8 Ajustement des raies identifiées

### 2.8.1 Choix de la procédure

Il existe actuellement plusieurs procédures d’ajustement de raies d’absorption par des profils de Voigt. Les plus répandues étant FITLYMAN<sup>1</sup> (un contexte de MIDAS), VP-FIT<sup>2</sup> et Owens. Le choix de la procédure a été principalement conditionné par sa facilité d’automatisation. Le contexte FITLYMAN a été rapidement éliminé du fait de la rigidité de son interface et de l’absence de “deblending” (c’est-à-dire d’ajout automatique de raies dans les régions mal ajustées). Le choix c’est finalement porté sur la procédure VPFIT du fait de son utilisation répandue dans la communauté scientifique étudiant les absorbants assurant une certaine fiabilité et surtout permettant une comparaison directe des résultats entre les différentes équipes.

Les avantages de VPFIT sont multiples. Tout d’abord, VPFIT permet d’obtenir un ajustement préliminaire d’un profil quelconque utilisable pour la suite de l’ajustement. De plus, l’ajustement est effectué par système (et non par transition comme dans FITLYMAN) répercutant l’information, si la portion de spectre est disponible, sur toutes les transitions composant ce système (par exemple, pour l’ajustement du doublet C IV $\lambda$ 1548

1. Fontana et Ballester, 1995

2. url: <http://www.ast.cam.ac.uk/rfc/vpfit.html>

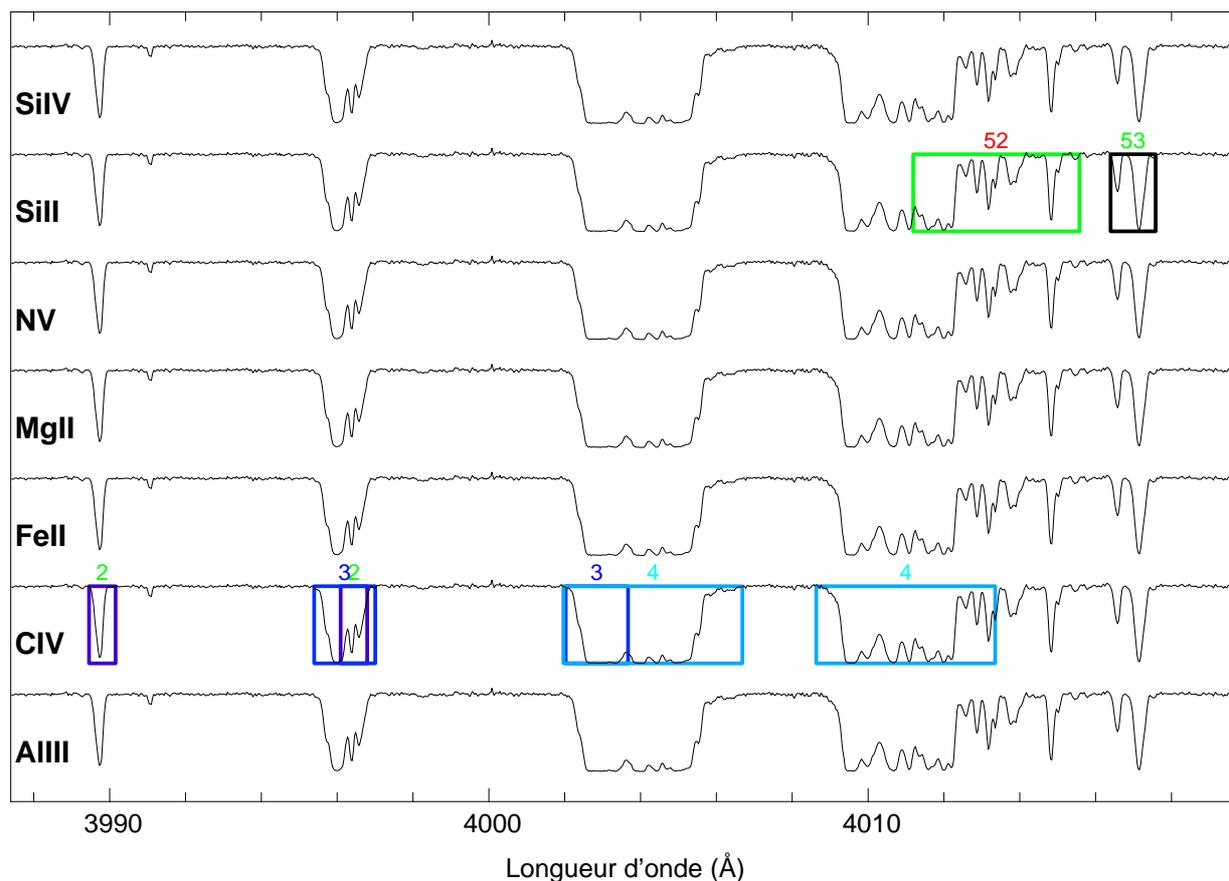


FIG. 2.22 – Résultat de l'identification d'une portion du spectre de HE0001–2340 après les différents nettoyages (voir la figure 2.20 pour la légende et le résultat brut). Toutes les identifications sont réelles. Cet exemple est un cas complexe puisqu'il présente une superposition du doublet C IV et Si II et deux cas de line-locking: la deuxième transition du doublet C IV #2 (#3) se superpose avec la première du doublets C IV #3 (#4).

et C IV $\lambda$ 1550, il suffit de fournir les deux portions de spectre associées à ce doublet et une première estimation des paramètres de l’absorbant C IV). Finalement, il peut y avoir l’ajout automatique d’une raie (ce qui par la suite sera appelé le “deblending” d’un profil) si l’ajustement est mauvais et à l’inverse, l’élimination d’une raie si celle-ci possède des erreurs trop élevées ou si ses paramètres ne sont plus dans une fourchette définie.

Cependant, la capacité de “deblending” de VPFIT est limitée. L’élément ajouté est soit une transition Lyman de l’hydrogène soit celle de la raie la plus proche en longueur d’onde de l’endroit où la raie sera ajoutée. Ce choix est valable lorsqu’un multiplet isolé est ajusté mais malheureux si ce multiplet se superpose avec un autre élément. Il faut donc séparer l’ajustement automatique en deux cas de figures correspondant à la possibilité de superposition d’un multiplet avec une transition d’un autre élément.

### 2.8.2 Cas de multiplets non blendés

C’est le cas le plus simple. L’élément ainsi que la position des transitions associées sont connus grâce à l’identification automatique précédente. En utilisant la portion de spectre de la transition la plus forte non saturée, une première estimation du profil est obtenue. Cette première estimation est alors directement utilisée pour ajuster l’ensemble du multiplet donnant ainsi une décomposition de ce multiplet en profils de Voigt et donc accès aux paramètres physiques de l’absorbant.

### 2.8.3 Cas de multiplets blendés

Le cas d’un multiplet blendé est représenté sur la figure 2.22. Les transitions 2, 3, 4 (qui sont du C IV) et 52 (identifiée Si II) se superposent mutuellement. Une erreur sur l’une des identifications entrainera une erreur sur une autre. VPFIT ne pouvant gérer lui-même la superposition d’éléments et le “deblending”, il est nécessaire d’effectuer une première estimation en tenant compte de ces superpositions et de ne déléguer à VPFIT que l’ajustement final.

Le principe utilisé pour obtenir cette première estimation consiste à transporter l’information des régions les moins “blendées” aux régions les plus “blendées”. En se basant sur l’exemple de la figure 2.22, l’absorption C IV $\lambda$ 1548 de l’identification numéro 2 à environ 3990Å est isolée, elle va donc servir comme point de départ. Un ajustement de son profil est effectué (à l’aide de VPFIT) en utilisant uniquement la transition C IV $\lambda$ 1548 (en fait en ne donnant à VPFIT que la portion du spectre correspondant à cette transition). Le profil résultant permet d’obtenir celui correspondant à l’absorption C IV $\lambda$ 1550 de cette même identification. Ce profil est alors fixé et l’absorption C IV $\lambda$ 1548 de l’identification 3 à environ 3996Å peut être alors à son tour considérée comme “virtuellement” isolée. Un profil de cette absorption est donc estimé et comme précédemment répercuté sur l’identification numéro 4. L’opération se poursuit jusqu’à ce que toutes les identifications possèdent une estimation de leur profil. Si, à une étape de la procédure, aucune identification ne possède d’absorption isolée où “virtuellement” isolée, alors l’absorption dont le paramètre  $pixb$  est le plus faible sera considérée comme “virtuellement” isolée.

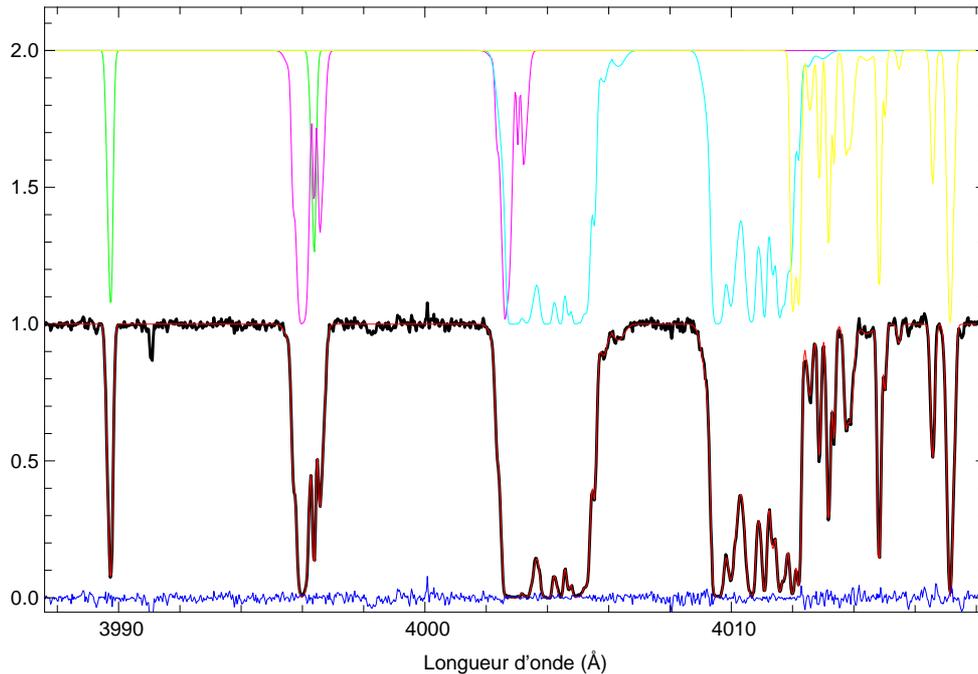


FIG. 2.23 – Profil final obtenu après l’identification et l’ajustement automatique. En bas, portion du spectre du quasar HE0001–2340 (en noire) à laquelle est superposé le profil ajusté (en rouge). La courbe bleue correspond aux résidus de l’ajustement. En haut, décomposition du profil utilisée par l’ajustement selon les quatre identifications indiquées sur la figure 2.22: C IV en vert, mauve et cyan; Si II en jaune.

Au final, chaque identification possède donc une estimation. L’ensemble de ces estimations sont regroupées et envoyées au programme VPFIT pour effectuer le dernier ajustement. Les figures 2.23 et 2.24 présentent les résultats finaux de l’ajustement sur deux portions de spectres. La première figure 2.23 correspond la portion du spectre du quasar HE0001–2340 utilisée pour la figure 2.22.

#### 2.8.4 Régime de fonctionnement

Afin de valider cette méthode plusieurs tests ont été effectués en créant des spectres synthétiques de composition connue et en les soumettant à la procédure d’identification automatique. À cela s’ajoute de plus une comparaison sur certains spectres du “Large Program” des résultats obtenus par la procédure automatique et par une identification manuelle.

Les deux types de spectres synthétiques utilisés pour tester la procédure d’identification et d’ajustement sont produits en tirant 100 doublets du C IV ayant la même densité de colonne,  $N_0$ , et le même paramètre de Doppler,  $b_0$ . La répartition des doublets est uniforme pour le premier type de spectre (type A) et aléatoire pour le second (type B). Les spectres sont alors bruités à un rapport signal à bruit de 70. La figure 2.25 présente un exemple de spectre synthétique créé par cette méthode pour les deux types.

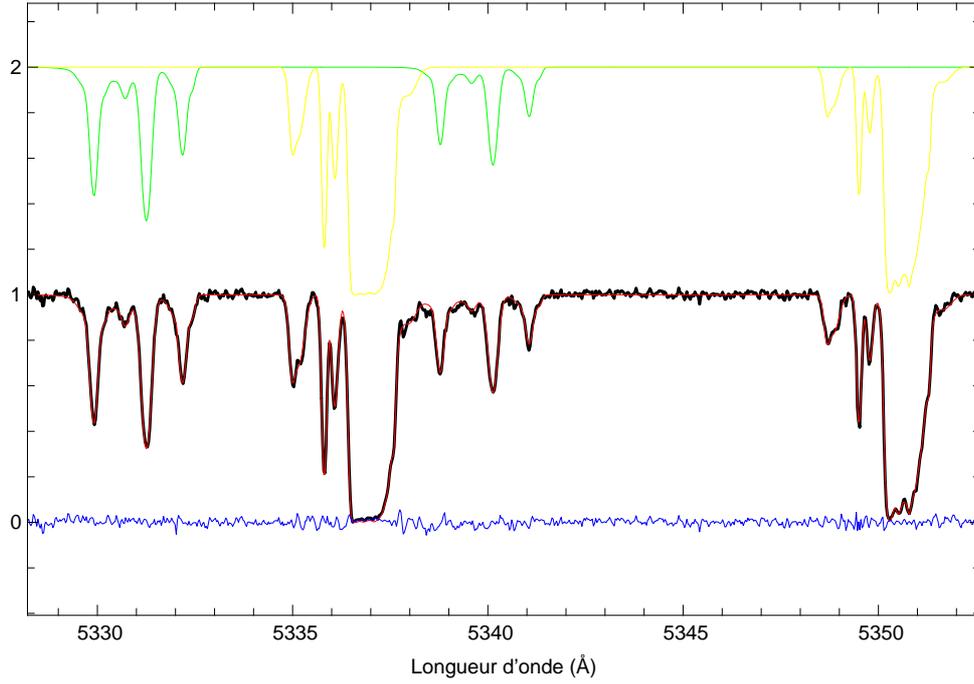


FIG. 2.24 – Profil final obtenu après l’identification et l’ajustement automatique. La légende est identique à celle de la figure 2.23 sauf en ce qui concerne la décomposition du profil. Ici seul deux identifications interviennent, celle en C IV (en vert) et celle en Mg II (en jaune).

L’identification et l’ajustement automatique sont alors utilisés pour tenter de retrouver les 100 doublets ainsi que leurs caractéristiques ( $N_r$  et  $b_r$ ). Une estimation des limites de validité des deux procédures est obtenue en comparant le nombre,  $n_r$ , de doublets retrouvés par l’identification automatique ainsi que les paramètres obtenus à ceux injectés en parcourant l’espace des paramètres  $N_0$  et  $b_0$ .

Les résultats de l’identification automatique sont illustrés par la figure 2.26 pour plusieurs valeurs de  $\log(N_0)$  (de 12 à 14 par pas de 0.2) et  $b_0$  (de 5 à 20 par pas de 2.5) et pour les deux types de répartitions. Les figures de gauche correspondent au cas où la répartition des doublets est uniforme, celles de droite à celui où elle est aléatoire. Les deux figures du haut donnent le nombre de systèmes détectés par la procédure d’identification, c’est-à-dire  $n_r$ . Celles du milieu indiquent le nombre de raies obtenues par VPFIT pour lesquelles la valeur du  $\chi^2$  de l’ajustement est inférieure à 1.5. Enfin les figures du bas correspondent aux valeurs de  $\log(N_r)$  retrouvées ainsi que les erreurs associées  $\Delta \log(N)$  pour les différentes valeurs de  $\log(N_0)$  et  $b_0$  introduites. Chaque courbe correspond à une valeur de  $b_0$  et est décalée arbitrairement d’un offset (0. à 0.6 par pas de 0.1) afin de les séparer visuellement. L’offset est directement relié à la valeur de  $b_0$  par  $offset = (b_0 - 5)/25$ .

Dans les deux cas (répartition uniforme ou aléatoire) la procédure d’identification possède une limite de détection donnée approximative par la relation :

$$\log(N_{lim}[\text{cm}^{-2}]) = 11.92 + 0.04 \times b[\text{km s}^{-1}] \quad (2.30)$$

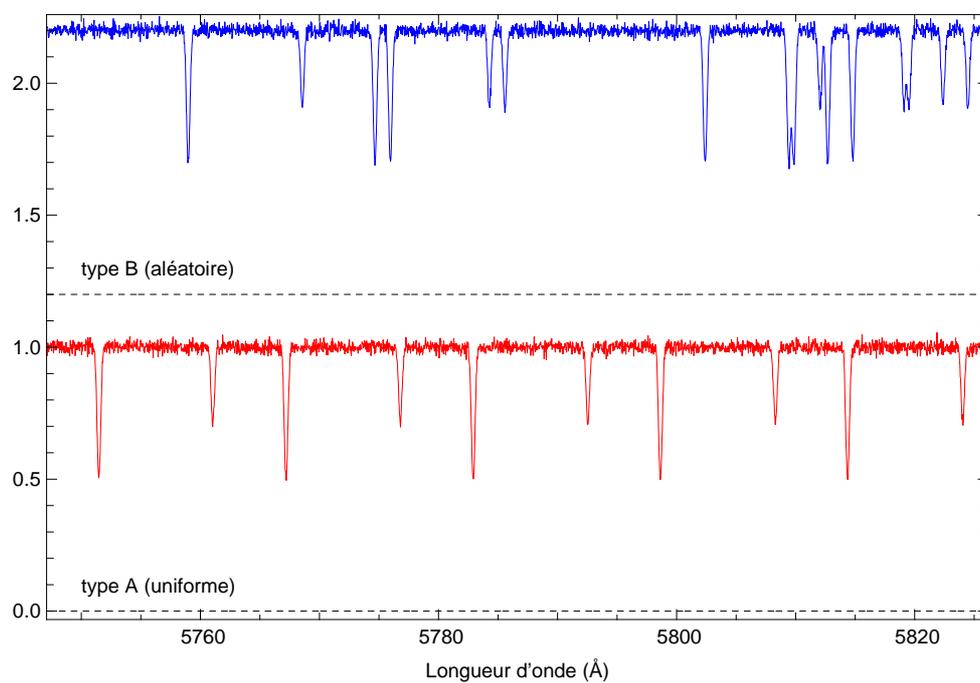


FIG. 2.25 – Portions de deux spectres synthétiques utilisés pour tester la procédure d'identification et d'ajustement automatique. Les doublets du C IV sont répartis uniformément le long du spectre (type A, en rouge) ou aléatoirement (type B, en bleue). Les doublets utilisés dans ce cas ont une densité de colonne de  $10^{13.2} \text{ cm}^{-2}$  et un paramètre de Doppler égal à  $10 \text{ km s}^{-1}$ .

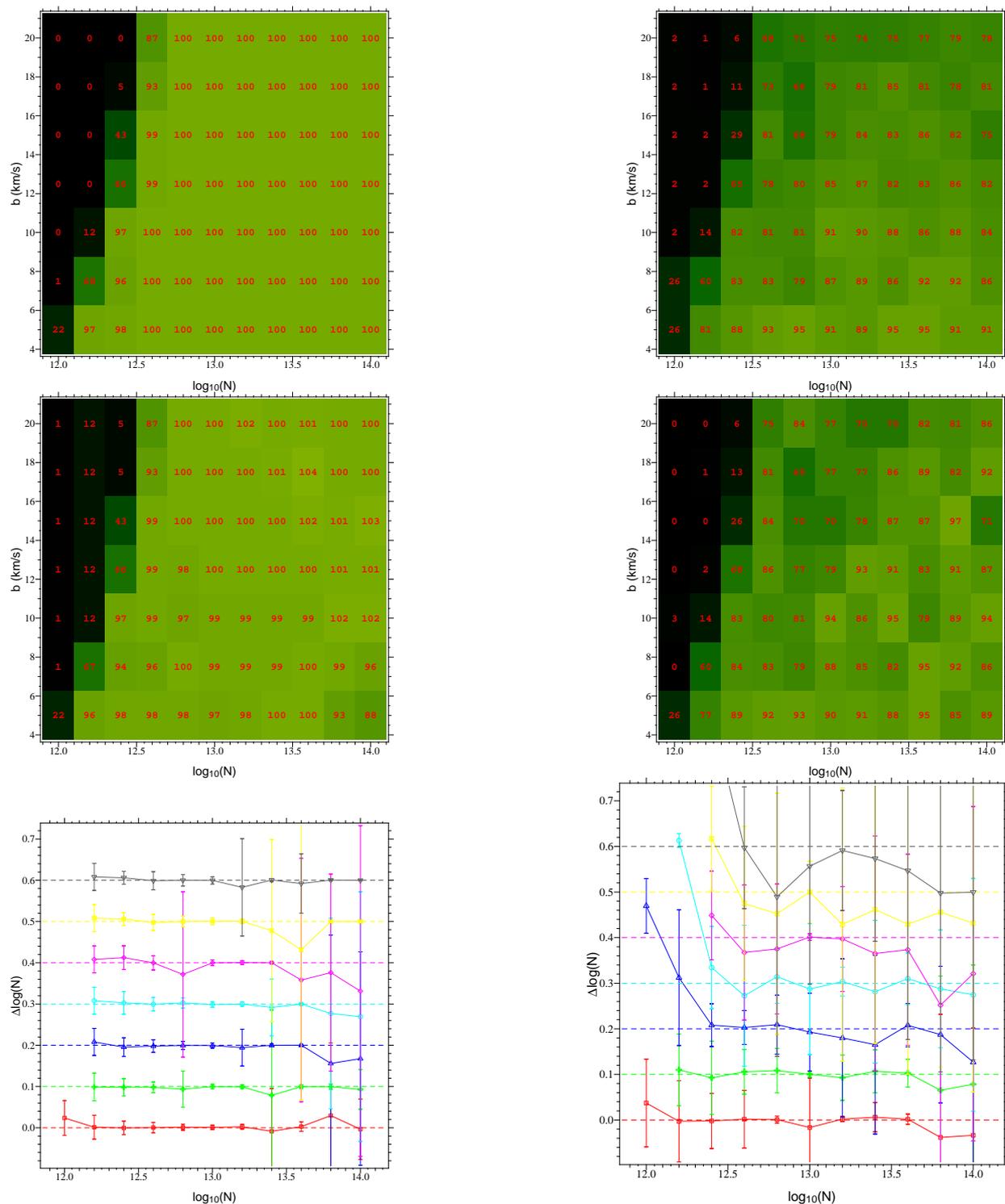


FIG. 2.26 – Résultats de l’identification et de l’ajustement automatique appliqués aux deux types de spectres synthétiques (type A, colonne de gauche; type B, colonne de droite). Les deux figures du haut indiquent le nombre de multiplets effectivement identifiés sur les 100 simulés. Les deux figures du milieu donnent le nombre de doublets dont l’ajustement possède une valeur du  $\chi^2$  inférieure à 1.5. Enfin les deux figures du bas présentent les erreurs introduites sur la densité de colonne par la procédure d’ajustement en fonction de la densité de colonne injectée et pour les différentes valeurs du paramètre de Doppler. Les courbes sont arbitrairement décalées selon l’axe des abscisses par pas de 0.1 .

Tous les doublets du C IV ayant une densité de colonne inférieure à  $N_{lim}$  ne seront pas détectés. En réalité cette limite est imposée par la transition C IV  $\lambda 1550$  et correspond à ce qui est attendu avec la méthode automatique de détection des raies.

Dans le cas d’une répartition aléatoire, le nombre de doublets retrouvé est globalement plus faible que dans le cas d’une répartition uniforme. Cependant, les nombres indiqués sur les deux figures du haut correspondent aux nombres de systèmes C IV identifiés et non aux nombres de raies. Du fait de la répartition aléatoire, un système peut être formé de plusieurs raies diminuant ainsi virtuellement le nombre d’identifications. Par exemple, l’absorption sur la figure 2.25 à environ 5810 Å est la superposition de deux raies C IV  $\lambda 1548$  mais ne sera comptabilisée que comme une unique identification. Cet effet, qui provient de la méthode utilisée pour la simulation des spectres, se traduit par une diminution du nombre d’identifications lorsque le paramètre de Doppler,  $b_0$ , augmente. Ce dernier traduisant la largeur de la raie et donc grossièrement la “section efficace” de superposition, le nombre d’absorptions formées par la superposition de plusieurs transitions C IV  $\lambda 1548$  augmente avec la valeurs de  $b_0$  et diminue d’autant le nombre de systèmes à détecter.

On observe, pour la répartition uniforme, des cas où le nombre de raies obtenues par VPFIT lors de l’ajustement est supérieur à 100 (par exemple pour  $N_0 = 10^{13.6} \text{ cm}^{-2}$  et  $b = 15 \text{ km s}^{-1}$ ). Ceci est dû à la possibilité qu’a VPFIT d’ajouter automatiquement des raies si l’ajustement est médiocre en terme de  $\chi^2$ .

Il faut garder à l’esprit que les étapes “identification” et “ajustement” sont indépendantes. Le seul lien qui existe entre les deux est l’utilisation des détections pour débiter l’ajustement. Ainsi, aux taux de succès élevé de l’identification et de l’ajustement automatique dans les régions non critiques (c’est-à-dire au-dessus de la limite de détection), s’ajoute la possibilité de remonter aux ajustements défectueux et de les corriger ensuite “à la main” en effectuant un ajustement plus fin.

## 2.9 Premiers résultats de la détection et de l’ajustement sur les données du LP

Avant de donner les résultats de l’analyse automatique des données du LP, il est intéressant de déterminer les limites de détections théoriques de cette analyse. En premier lieu, le rapport signal à bruit de chaque quasar a été calculé entre la raie d’émission Lyman- $\alpha$  et celle du doublet du C IV en prenant la médiane du rapport du flux et de l’erreur sur les parties non absorbées de cette région. Ces courbes, en conjonction avec la figure 2.17 et l’équation A.22, permettent d’obtenir les limites de détection pour différents éléments. Ainsi, par exemple pour le doublet du C IV dans le spectre quasar PKS0237-23 avant la forêt Lyman, le signal à bruit est d’environ 100. Ce qui correspond, en utilisant la figure 2.17, à une limite de détection en largeur équivalente de  $W_{eq} \simeq 0.05 \text{ Å}$ . D’après l’équation A.22 cette largeur équivalente, pour un décalage spectral d’environ 2, est atteinte pour une densité de colonne approximativement égale à  $N_{lim} = 10^{13} [\text{cm}^{-2}]$ .

Les résultats de l’identifications et de l’ajustement automatiques des données du LP

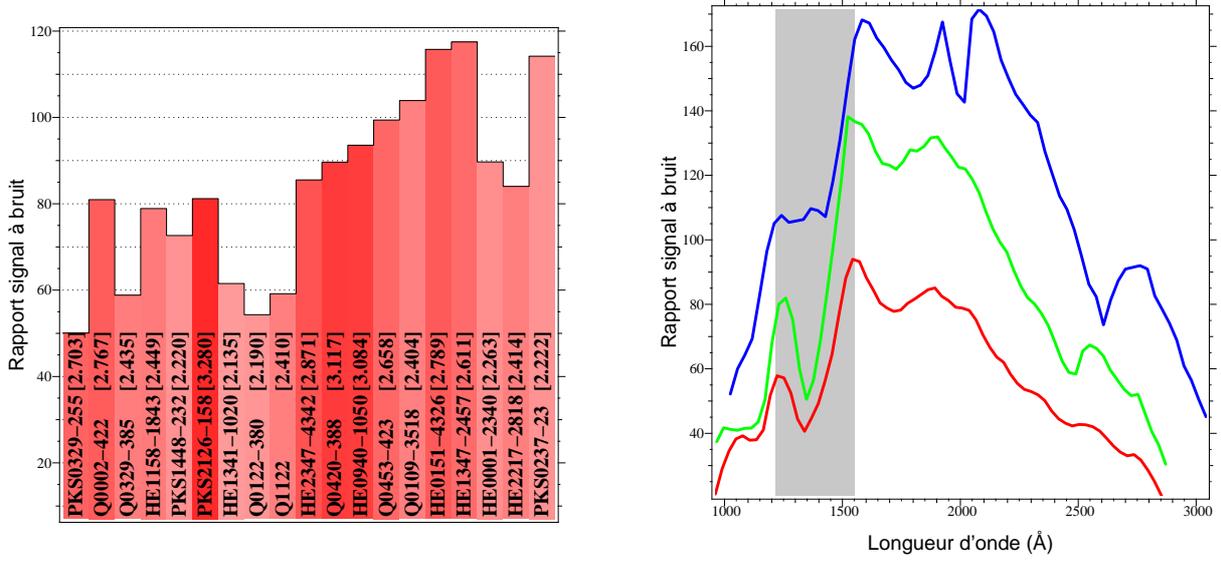


FIG. 2.27 – Rapport signal à bruit du “Large Program”. À gauche, calculé sur les parties non absorbées de la régions situé entre l’émission Lyman- $\alpha$  et celle du doublet du C IV (indiquée en grisé sur la figure de droite). À droite, rapport signal à bruit calculé sur l’ensemble du spectre et ramené dans le référentiel du quasar pour trois objets (Q0329–385 en rouge, HE2217–2818 en vert et PKS0237-23 en bleu). On observe des pics de ce rapport qui correspondent aux raies démissions du quasar, telle que l’émission Lyman- $\alpha$  à 1215 Å ou celle du C IV à environ 1548 Å.

sont complets pour les transitions des doublets C IV, Si IV, Mg II et du multiplet Fe II. Ces derniers ont d’ailleurs été utilisés par Pichon et al. (2003) pour déterminer le regroupement des métaux dans le milieu intergalactique. Ces derniers ont pu montrer que les métaux (C IV et Si IV) à  $z \sim 2$  étaient confiné dans des bulles ayant un rayon typique de  $R \sim 2$  Mpc (comobile) et de masse supérieure à  $5.10^{11} M_{\odot}$ .

De même, l’identification et l’ajustement automatique des systèmes C IV ont permis de mettre en évidence une incohérence systématique dans les rapports des longueurs d’onde du doublet mesuré dans les spectres du “LP” avec celle obtenues en laboratoire (voir fig. 2 page 164). Puisque n’apparaissant pas pour le doublet du Si IV dont les longueurs d’onde en laboratoire sont 100 fois plus précises que celles du doublet C IV, cette incohérence systématique provient d’une précision insuffisante des longueurs d’onde en laboratoire du doublet C IV ( $\lambda_{1548}$  et  $\lambda_{1550}$  par la suite) face à la qualité des données du “LP”. Grâce à 116 systèmes C IV et 34 systèmes Si IV, systèmes servant de références, nous avons pu préciser la valeur du rapport  $\lambda_{1550}/\lambda_{1548}$  ainsi que mesurer les longueurs d’onde  $\lambda_{1548}$  et  $\lambda_{1550}$  (Petitjean et Aracil, 2003, en annexe):

$$\frac{\lambda_{1550}}{\lambda_{1548}} = 1.00166241 \pm 0.16 \times 10^{-6} \quad (2.31)$$

$$\lambda_{1548} = 1548.2037 \pm 0.0012 \text{ \AA} \quad (2.32)$$

$$\lambda_{1550} = 1550.7775 \pm 0.0012 \text{ \AA} \quad (2.33)$$

## Chap. 3

# État d'ionisation et enrichissement métallique du MIG à $z \sim 2.2$

### Sommaire

---

Contexte . . . . .	83
3.1 Introduction . . . . .	85
3.2 Observations and the O VI sample . . . . .	86
3.3 Temperature . . . . .	89
3.4 Analysis of the O VI systems . . . . .	89
<b>3.4.1 The Oxygen abundance . . . . .</b>	<b>90</b>
<b>3.4.2 Pathlength and abundances of some individual sub-systems . . . . .</b>	<b>90</b>
3.5 Summary and conclusions . . . . .	93
3.6 acknowledgements . . . . .	94

---

### Contexte

Dans le cadre du modèle de formation hiérarchique des grandes structures, les simulations hydrodynamiques prévoient que 30% à 50% des baryons à  $z = 0$  pourrait être dans une phase mi-chaude du milieu intergalactique (WHIM pour Wharm-Hot Integalactic Medium) dont la température serait comprise entre  $10^5$  K et  $10^7$  K. Le gaz associé aux absorptions de l'ion  $O^{5+}$  composerait de 20% à 30% ce WHIM. Toujours pour un décalage nul, les systèmes  $O^{5+}$  serait principalement ionisés collisionnellement, bien que les faibles systèmes ( $N[O\text{ VI}] < 10^{13.5} \text{ cm}^{-2}$ ) pourraient être photoionisés (Cen et Ostriker, 1999; Davé et al., 2001). Les observations du WHIM par FUSE et HST ont favorisé ce scénario (Tripp et al., 2001; Savage et al., 2002).

Si les caractéristiques du WHIM à  $z = 0$  sont à peu près comprises, celles à plus grand décalage spectral,  $z \sim 2$ , restent obscures. Les deux premières études sur le WHIM à  $z \gtrsim 2$  (Carswell et al., 2002; Simcoe et al., 2002) obtiennent des résultats opposée à propos du processus d'ionisation du WHIM. Cependant la contradiction des résultats semble avant tout provenir de la sélection des candidats ainsi de la taille des échantillons utilisés (12

systèmes  $O^{5+}$  pour chacune des deux précédentes études). Il convient donc d'effectuer l'étude du WHIM sur un ensemble conséquent de lignes de visée et dans lesquelles la sélection des système devra suivre des critères au préalablement fixés.

C'est dans cette optique que nous avons étudié les systèmes  $O^{5+}$  présents dans le spectre du quasar Q0329–385. Bien qu'il ne s'agisse que d'une seule ligne de visée, les faibles largeurs des raies de la transition  $O\ VI$  nous ont permis de montrer que le processus des systèmes  $O^{5+}$  observé dans ce spectre était principalement la photoionisation.

# The warm-hot intergalactic medium at $z \sim 2.2$ : Metal enrichment and ionization source<sup>1</sup>

Jacqueline Bergeron<sup>1</sup>, Bastien Aracil<sup>1</sup>, Patrick Petitjean<sup>1,2</sup> and Christophe Pichon<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Institut d'Astrophysique de Paris - CNRS, 98bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France*

<sup>2</sup> *LERMA, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France*

<sup>3</sup> *Observatoire Astronomique de Strasbourg, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France*

**abstract:** Results are presented for our search for warm-hot gas towards the quasar Q 0329–385. We identify ten O VI systems of which two are within 5000 km s<sup>-1</sup> of  $z_{\text{em}}$  and a third one should be of intrinsic origin. The seven remaining systems have H I column densities  $10^{13.7} \leq N(\text{H I}) \leq 10^{15.6}$  cm<sup>-2</sup>. At least  $\sim 1/3$  of the individual O VI sub-systems have temperatures  $T < 1 \times 10^5$  K and cannot originate in collisionally ionized gas. Photoionization by a hard UV background field reproduces well the ionic ratios for metallicities in the range  $10^{-2.5}$ - $10^{-0.5}$  solar, with possibly sub-solar N/C relative abundance. For [O/C]=0, the sizes inferred for the O VI clouds are in some cases larger than the maximum extent implied by the Hubble flow. This constraint is fulfilled assuming a moderate overabundance of oxygen relative to carbon. For a soft UV ionizing spectrum, an overabundance of O/C is required, [O/C] $\approx$ 0.0-1.3. For a hard(soft) UV spectrum and [O/C]=0(1), the O VI regions have overdensities  $\rho/\bar{\rho} \approx 10$ -40.

**keywords:** cosmology: observations – intergalactic medium – galaxies: halos – quasars: absorption lines

## 3.1 Introduction

Numerical simulations suggest the existence of a warm-hot phase in the intergalactic medium,  $10^5 < T < 10^7$  K, which comprises a fraction of the baryons increasing with time. This phase should be mostly driven by shocks, at least at low redshift  $z$  (Cen et Ostriker, 1999; Davé et al., 2001). Possible signatures of the warm-hot intergalactic medium (WHIM) are absorptions by high ionization species such as O V, O VI and O VII. These absorptions are difficult to detect as they either fall in the Ly $\alpha$  forest (below the atmospheric cut-off for  $z < 1.92$ ) or in the soft X-ray range. Successful observations of the WHIM at low  $z$  were made with the FUSE, HST and Chandra satellites (e.g. Tripp et al., 2001; Savage et al., 2002; Nicastro et al., 2002).

At  $z \sim 2$ -2.5, an analysis of the O IV/O V ratio from HST stacked spectra favors a hard UV background spectrum (thus a small break at 4 Ryd) and the inferred metallicity is

---

1. Based on observations made at the European Southern Observatory (ESO), under prog. ID No. 166.A-0106(A), with the UVES spectrograph at the VLT, Paranal, Chile.

$[O/H] \simeq -2.2$  to  $-1.3$  together with an enhanced oxygen abundance relative to carbon (Telfer et al., 2002). Detection of individual O VI absorbers has been recently reported: for systems at  $z \sim 2.5$  with  $N(H\text{ I}) \sim 10^{14.0}$  to  $10^{15.0} \text{ cm}^{-2}$ , the inferred metallicity is  $[O/H] \sim -3$  to  $-2$  (Carswell et al., 2002) and for  $N(H\text{ I}) \geq 10^{15.5} \text{ cm}^{-2}$  the metallicity is higher,  $[O/H] \geq -1.5$  (Simcoe et al., 2002). The main heating process of the high  $z$  WHIM is still unclear: the more tenuous regions of the Ly $\alpha$  forest could be ionized by a hard UV background spectrum, whereas the high column density population could be shock heated.

A systematic, large survey of quasar absorption lines at high S/N and high spectral resolution is being completed at ESO for a sample of about 20 quasars of which half are at  $z \leq 2.6$ . In this paper, we present the results of our search for O VI absorbers towards one quasar of the ESO large programme, Q 0329–385, with several unambiguous cases of narrow, strong and weak O VI absorptions. The observations, the selection procedure for O VI systems and our O VI sample are presented in Sect. 3.2. The constraints derived from the line widths are given Sect. 3.3. Our modelling of the O VI absorbers is presented in Sect. 3.4. The summary and conclusions are given in Sect. 3.5.

## 3.2 Observations and the O VI sample

The quasar Q 0329–385 ( $z_{\text{em}}=2.423$ ) was observed at the VLT with the UVES spectrograph. The full wavelength coverage 3050–10400 Å was obtained in two settings, using dichroics, with an exposure time of 6 hr per setting. The S/N ratio is about 30 and 100 at 3300 and 5000 Å respectively. The resolution is  $b=6.6 \text{ km s}^{-1}$ . A modified version of the ESO-UVES pipeline was used, better adapted to quasar spectra. A full description of the data reduction method will be presented in a forthcoming paper (Aracil et al. in preparation). The absorption lines were fitted by multiple Voigt profiles using the VPFIT software package (see <http://www.ast.cam.ac.uk/~rfc/vpfit.html>).

To identify the O VI systems, we used the following criteria: either the two lines of the doublet are clearly seen or, when one line of the doublet is partly blended, the presence of this line is clearly indicated by a distinct structure within the blend. In all cases, there are H I Lyman lines associated with the O VI doublets (see Table 3.1).

Our sample comprises ten O VI systems of which two within  $\Delta v=5000 \text{ km s}^{-1}$  of the quasar redshift. The redshift, number of components used in the fit and total column densities are given in Table 3.1. The range of  $N(H\text{ I})$  and  $N(O\text{ VI})$  covered by these systems overlap with those of the samples of Carswell et al. (2002) and Simcoe et al. (2002). The  $3\sigma$  detection limits for individual sub-systems are typically  $(12, 2.0 \text{ and } 1.0) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  for O VI, N V and C IV respectively. When C IV is detected, the upper limits for N V are estimated using the same number of components and same  $b$  values as for the C IV absorptions. When neither N V nor C IV is detected, we assume  $b=10 \text{ km s}^{-1}$  and a number of components equal to those of O VI.

The individual sub-systems for which a detailed modelling is presented in Sect. 3.4 have clean O VI doublets with little blending which ensures a correct estimate of the  $b$  parameter. The velocity shift between the O VI and C IV doublets is always small,  $\leq 5.7$

TAB. 3.1 – Column densities of the O VI systems in Q 0329–385

$z$	$n^a$	H I	O VI	N V	C IV	Si IV
2.0615	1	14.26 <sup>d</sup>	13.13	<12.30	<12.30	
2.0764	1	13.71	13.18	12.89	13.23	11.50 <sup>g</sup>
2.1470	3	14.70	14.03	<12.60	<12.30	
2.2488	5	14.00 <sup>b</sup>	14.29	<12.60	12.83 <sup>b</sup>	
2.2515	4 <sup>f</sup>	15.59	14.80	13.20	14.43 <sup>e</sup>	12.71
2.3139	3	14.23	13.46	<12.50	12.45 <sup>c</sup>	
2.3521	1	13.08	14.04	13.78	13.76	
2.3638	2	14.84	13.77	12.00 <sup>g</sup>	12.53	
2.3729	3	15.24 <sup>e</sup>	14.25	<12.50	12.69 <sup>c</sup>	
2.4062	2	14.03	13.27	<12.30	<11.70	

<sup>a</sup> Number of individual O VI components. Ions spanning the same velocity range but with a different number of components are marked: <sup>b</sup>  $-2$ , <sup>c</sup>  $-1$ , <sup>d</sup>  $+1$ , <sup>e</sup>  $+2$ .

<sup>f</sup> Main complex.

<sup>g</sup>  $2\sigma$  detection.

TAB. 3.2 – Column densities of individual O VI sub-systems

$z(\text{O VI})$	H I	O VI	N V	C IV	Si IV
$ \Delta z^a $	$b$	$b$	$b$	$b$	$b$
2.24835	12.87	13.63	<12.00	12.21	
$4.1 \times 10^{-5}$	21.8	8.8		8.9	
2.25147	14.97	14.37	13.00	14.07	12.43
$6.0 \times 10^{-5}$	18.0:	10.7	9.5	11.9	16.5
2.31395	13.90	13.20	<12.30	11.98	
$0.8 \times 10^{-5}$	29.2	13.4		8.6	
2.35214 <sup>b</sup>	13.08	14.04	13.78	13.76	
$5.7 \times 10^{-5}$	21.8	12.7	9.6	9.1	
2.36385	14.55	13.50	12.00 <sup>c</sup>	12.33	
$6.3 \times 10^{-5}$	27.5	9.5		10.9	

<sup>a</sup> Difference between the redshifts of O VI and C IV.

<sup>b</sup> Intrinsic system.

<sup>c</sup>  $2\sigma$  detection.

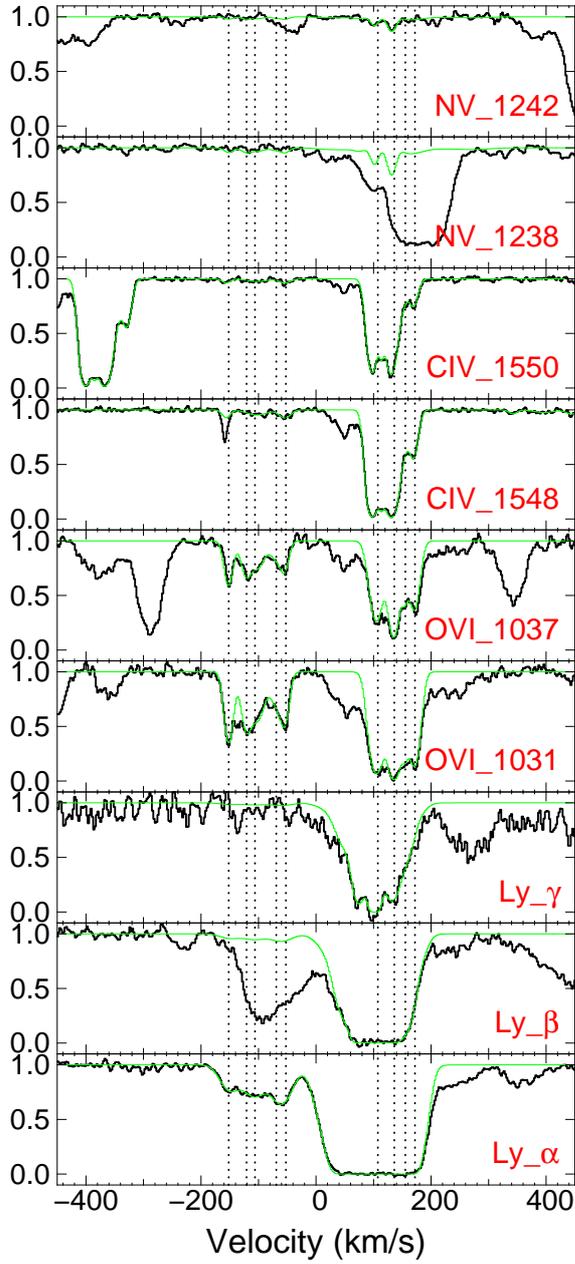


FIG. 3.1 – The complex systems at  $z=2.2488$  and  $2.2515$ . The thin line shows the best fit model only for the lines associated with the two O VI main clusters; there are additional components in the velocity range between these two clusters. The line blended with C IV1548 at  $z=2.24835$  is Mg I at  $z=0.76273$ .

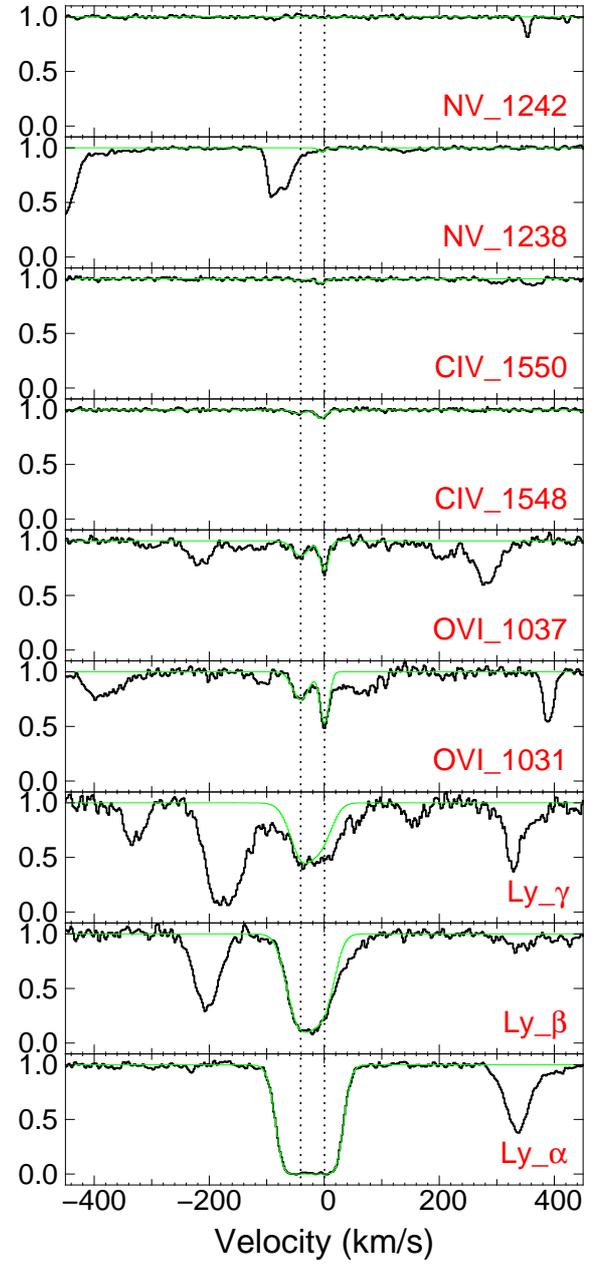


FIG. 3.2 – The system at  $z=2.3638$  and the best fit model.

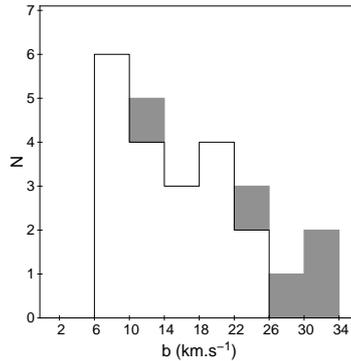


FIG. 3.3 – Histogram of the  $b$  values of individual sub-systems.

$\text{km s}^{-1}$ , and usually larger than that between the O VI and Lyman lines. This was already noted by Rollinde et al. (2001). The column densities and  $b$  values are presented in Table 3.2. The stacked velocity plots are given only for the three intervening O VI systems with low  $b$  parameters.

### 3.3 Temperature

The histogram of the  $b(\text{O VI})$  values is shown in Fig. 3.3 for the 24 individual components of the ten systems presented in Table 3.1, of which five are at  $\Delta v < 5000 \text{ km s}^{-1}$  (shaded area). Six (11) systems have line widths  $b < 10(14) \text{ km s}^{-1}$ , thus a temperature  $T \leq 1.0(2.0) \times 10^5 \text{ K}$ . In the assumption of pure collisional ionization, this would imply  $6.3 \times 10^{-8} \leq \text{O VI}/\text{O} \leq 2.1 \times 10^{-2}$  (Sutherland et Dopita, 1993) and very high oxygen abundances. At  $T = (1.0, 1.5 \text{ and } 2.0) \times 10^5 \text{ K}$ , the values of  $[\text{O}/\text{H}]$  are  $\log(\text{O VI}/\text{H I}) + (5.6, 1.5, -0.7)$  respectively. For the systems and sub-systems given in Tables 3.1 and 3.2  $\log(\text{O VI}/\text{H I})$  is  $\gtrsim -1.0$ . Consequently, the six individual absorbers with  $T \leq 1.0 \times 10^5 \text{ K}$  would have a metallicity  $[\text{O}/\text{H}] \geq 4.6$ , i.e. oxygen would be the more abundant element  $\log(\text{O}/\text{H}) \geq 1.5$ . This clearly rules out collisional ionization for O VI absorbers with  $b \leq 10 \text{ km s}^{-1}$ .

In addition the small velocity widths constrain the size of the absorbers. At  $z \sim 2.2$ , the line broadening due to the Hubble flow implies a maximum pathlength  $l_{\text{H}} = 80 b_{10} \text{ kpc}$ , assuming  $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_{\text{M}} = 0.3$  and  $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ . In Sect. 3.4.2, this value is compared to the size of the absorbers based on the gas density derived from photoionization models in order to constrain the spectral energy distribution (SED) of the UV background spectrum.

### 3.4 Analysis of the O VI systems

Different SEDs were used for the UV background radiation at  $z \sim 2.2$ . The first one is a simple analytic fit to the spectrum given by Haardt et Madau (1996: hereafter HM96) with an energy spectral index  $\alpha = 1.5$  ( $f_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ ) shortwards of 1 Ryd, a break of  $10^{0.5}$

at 4 Ryd and adopting their normalization of the ionizing continuum at 1 Ryd. We also consider the spectrum derived by Madau et al. (1999: hereafter MHR99) which is softer with a stronger break ( $10^{1.4}$ ) at 4 Ryd. Note that the analyses of He II/H I (Kriss et al., 2001), O IV/O V (Telfer et al., 2002) and O VI/C IV (Carswell et al., 2002) suggest a hard ionizing spectrum similar to that of HM96.

### 3.4.1 The Oxygen abundance

We used the CLOUDY code (Ferland et al., 1998) to derive the ionization levels of the different species and their column density ratios. Results are given for optically thin systems,  $[C/H]=-1$  and solar relative abundances. The ionization balance is very similar for any other values of  $[C/H]<-1$  as the temperature, thus ionic ratios, is not strongly dependent on metallicity. Fig. 3.4 gives  $N(O\text{ VI})/N(H\text{ I}) \equiv O\text{ VI}/H\text{ I}$  as a function of  $N(O\text{ VI})/N(C\text{ IV}) \equiv O\text{ VI}/C\text{ IV}$ . Variation of the metallicity results in a vertical shift of the theoretical curves. One system ( $z=2.3521$  and  $O\text{ VI}/H\text{ I}=9.1$ ) is clearly different from the rest of the absorbers: its metallicity should be about solar which strongly suggests an intrinsic origin. The presence of strong N V associated absorption reinforces this conclusion. For the other systems, their positions relative to the theoretical curves imply metallicities in the range  $[C/H] \approx -0.5$  to  $-2.5$  for the harder ionizing spectrum.

The column density ratios of high ions is shown in Fig. 3.5. There is a single, well defined locus for the theoretical models with three different SEDs (HM96, MHR99 and our simple analytic fit to the HM96 spectrum with a break of  $10^{1.0}$ ) and solar relative abundances. Two systems, with detected O VI, N V and C IV doublets, lie below this locus. The furthest away is the above mentioned, intrinsic system: the inferred sub-solar  $[O/N]$  abundance ratio is indeed consistent with the elemental abundances (enhanced nitrogen abundance relative to solar ratios) typical of most intrinsic absorbers (Hamann, 1997). For four out of the other five systems with detected O VI and C IV doublets, the observed ionic ratios imply either a super-solar  $[O/C]$  abundance ratio, as also found by Telfer et al. (2002) for WHIM clouds, and/or a sub-solar  $[N/C]$  abundance ratio.

### 3.4.2 Pathlength and abundances of some individual sub-systems

For each system the ionization parameter,  $U$ , is determined from O VI/C IV adopting a HM96 spectrum and solar relative abundances (Model A: see Fig. 3.6 and Table 3.3); the pathlength is derived from the modelled physical state of the gas. For the three sub-systems with  $O\text{ VI}/H\text{ I}>0.1$ , one with  $N(H\text{ I})>1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , the inferred sizes are compatible with limits given by the Doppler parameters (see Sect. 3.3) for a HM96 ionizing spectrum and solar relative abundances; the temperature is  $T=(3.0, 3.0 \text{ and } 4.8) \times 10^4 \text{ K}$  for the  $z=2.24835, 2.25147$  and  $2.31395$  absorbers respectively. However, for the  $z=2.36385$  sub-system with  $O\text{ VI}/H\text{ I}<0.1$ , the inferred size is a factor  $\sim 2$  larger than the maximum size due to Hubble expansion; to have  $l/l_H \leq 1$  implies  $[O/C] \gtrsim 0.3$ .

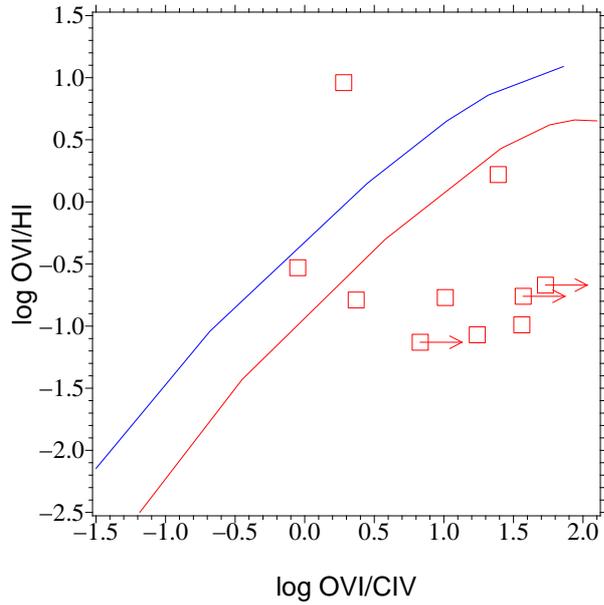


FIG. 3.4 – The O VI/H I ratio versus O VI/C IV. The red and blue lines show the ratios obtained with the HM96 and MHR99 spectra respectively,  $[C/H] = -1.0$  and solar relative abundances. The squares are the observed values for the ten systems given in Table 3.1 and upper limits are indicated by arrows.

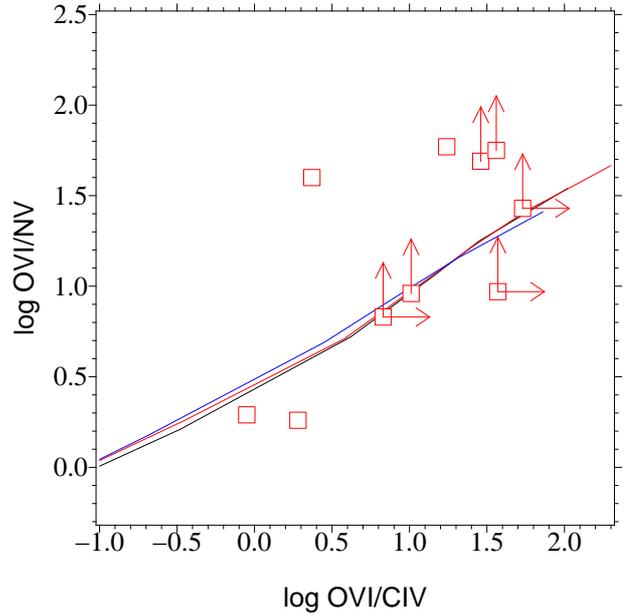


FIG. 3.5 – The O VI/N V ionic ratio versus that of O VI/C IV. The red and blue lines refer to the same models as in Fig. 3.4 and, for the black one, the spectral slope  $\alpha = 1.5$  and the break at 4 Ryd equals  $10^{1.0}$ . The other symbols are as in Fig. 3.4.

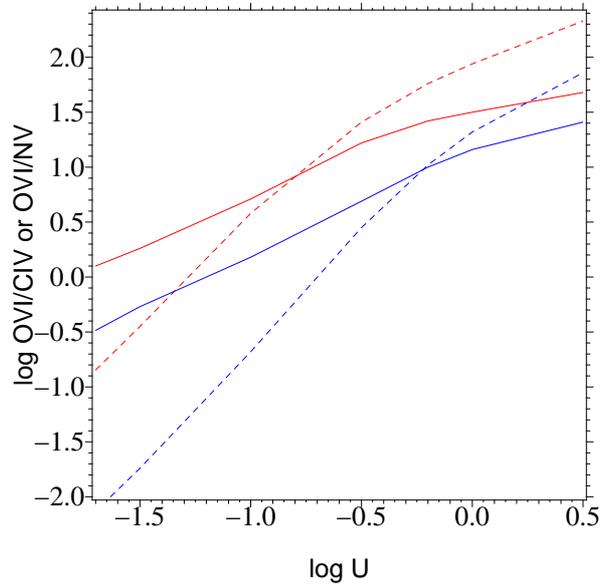


FIG. 3.6 – The O VI/C IV (full lines) or O VI/N V (dotted lines) ionic ratio versus the ionization parameter  $U$ . Red and blue lines refer to the HM96 and MHR99 spectrum respectively together with solar relative abundances.

TAB. 3.3 – Abundances and pathlength of the O VI absorbers

$z(\text{O VI})$	M <sup>a</sup>	[N/C]	U	H/H I	$l(\text{kpc})^b$	[C/H]
2.24835	A	<-0.43	-0.50	5.21	6.5	-0.67
	B	<-0.05	-1.05	4.58	0.4	-0.84
	C	<0.03	-0.50	5.21	6.5	-1.39
2.25147	A	-0.76	-1.08	4.55	47.0	-1.13
	B	-0.18	-1.60	3.98	3.8	-0.90
	C	-0.22	-1.05	4.58	54.0	-1.45
2.31395	A	<0.21	-0.63	5.07	37.0	-2.00
	B	<0.63	-1.18	4.45	2.5	-2.00
	C	<0.68	-0.60	5.10	43.0	-2.65
2.36385	A	$\sim$ -0.45	-0.66	5.03	141.0	-2.31
	B	$\sim$ 0.01	-1.22	4.41	9.3	-2.28
	C	$\sim$ 0.02	-0.64	5.05	155.0	-2.92

<sup>a</sup> Model A:  $\alpha=1.5$ ,  $\log(\text{He II break})=0.5$ ,  $[\text{O}/\text{C}]=0.0$ ,  
 Model B:  $\alpha=1.5$ ,  $\log(\text{He II break})=0.5$ ,  $[\text{O}/\text{C}]=1.0$ ,  
 Model C: Madau et al. (1999),  $[\text{O}/\text{C}]=1.0$

<sup>b</sup> Hubble flow constraint:  $l_{\text{H}} \leq 80 b_{10}$  kpc.

A second model is then investigated assuming a HM96 spectrum and  $[\text{O}/\text{C}]=1.0$  (Model B). The derived ionization parameters are  $\sim 3$  times lower and  $l \ll l_{\text{H}}$  for all the individual sub-systems. Finally, since softer spectra imply higher U values, thus lower densities and larger pathlengths, we consider a MHR99 spectrum only together with  $[\text{O}/\text{C}]=1.0$  (Model C). Results for Models A and C are very similar as the decrease in U due to the enhanced  $[\text{O}/\text{C}]$  relative abundance (see Sect. 3.4.1) is compensated by the increase in U required by the larger break at 4 Ryd in the softer spectrum. The range in metallicity of the WHIM absorbers presented in Table 3.3 is  $[\text{C}/\text{H}] \sim -0.7$  to  $-2.9$ .

The constraints on the SED of the background ionizing spectrum and the  $[\text{O}/\text{C}]$  relative abundance are thus linked. Even for an ionizing spectrum as hard as the HM96 one, we find that there must be some O VI clouds with a super-solar  $[\text{O}/\text{C}]$  relative abundance. Adopting the MHR99 soft spectrum implies  $[\text{O}/\text{C}] \approx 0.0$  to 1.3.

Note that in the  $z=2.25147$  absorber, a fraction of C IV could reside in the Si IV phase. Using O VI/N V instead to derive U, with  $[\text{O}/\text{N}]=0$  and adopting the HM96 spectrum, gives  $l \simeq 1$  Mpc, inconsistent with the Hubble expansion constraint. The latter is fulfilled for  $[\text{O}/\text{N}] \geq 0.7$ .

## 3.5 Summary and conclusions

A sample of ten O VI absorption systems at  $z=2.06-2.41$  was identified in Q 0329–385. Seven systems trace the warm-hot intergalactic medium, outside the close neighbourhood of the quasar. All the detected intervening O VI systems have associated H I absorption with column densities in the range  $10^{13.7}-10^{15.6} \text{ cm}^{-2}$ . At least  $\sim 1/3$  of the individual O VI subcomponents have low velocity dispersions,  $b < 10 \text{ km s}^{-1}$ . These unambiguous cases of low temperature,  $T < 1 \times 10^5 \text{ K}$ , imply a radiative ionizing process for the tenuous regions of the WHIM.

The observed O VI/H I and O VI/C IV ionic ratios are well reproduced by photoionization models with a hard (HM96) spectrum and  $[\text{O}/\text{C}]=0$ , whereas the weakness or non detection of N V implies  $[\text{O}/\text{N}] > 0$  in most cases. The range in metallicity for our small sample is large,  $[\text{C}/\text{H}] \approx -0.5$  to  $-2.5$ , which strongly suggests a non-uniform enrichment of the intergalactic medium. The size inferred for low  $b$  absorbers of smaller O VI/H I ratios are about twice as large as that inferred from the Hubble flow constraint. For these absorbers, higher gas densities, thus sizes compatible with the Hubble flow, are obtained for  $[\text{O}/\text{C}] \sim 0.3$ .

An enhanced oxygen abundance is nearly always required for a softer spectrum (i.e. a larger break at 4 ryd), with  $[\text{O}/\text{C}] \approx 0.0-1.3$ , and the enrichment of the WHIM should then come predominantly from massive stars. Adopting the MHR99 spectrum and  $[\text{O}/\text{C}]=1$  leads to a metallicity range  $[\text{C}/\text{H}] \approx -1.2$  to  $-3.0$ .

The  $N(\text{H I})$  range of the O VI systems in Q 0329–385 is similar to that of the O VI sample of Carswell et al. (2002) and these authors also favor photoionization of the WHIM. They rule out a soft UV flux for a solar  $[\text{O}/\text{C}]$  abundance ratio, as also found for most of the O VI systems in Q 0329–385 but, as discussed in Sect. 3.4.2, a softer UV flux is acceptable if  $[\text{O}/\text{C}]$  is super-solar. On the contrary, Simcoe et al. (2002) favor shock-heated gas. However, their O VI survey does not trace regions of lower column densities (no system with  $N(\text{H I}) < 1 \times 10^{14.5} \text{ cm}^{-2}$ ) and five out of their 12 intervening O VI absorbers have very large  $N(\text{H I})$  ( $10^{16.9}$  to  $10^{19.5} \text{ cm}^{-2}$ ). The O VI systems with stronger H I absorption may trace the outer parts of high  $z$  galactic halos where the effects of galactic winds may dominate the heating process (Theuns et al., 2002), one of the models also suggested by Simcoe et al. (2002).

For a hard UV spectrum and  $[\text{O}/\text{C}]=0$ , the gas density is in the range  $n_{\text{H}} = (7-23) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ , thus O VI arises in regions with overdensities  $\rho/\bar{\rho} \approx 10-40$  for  $\Omega_{\text{b}} h_{100}^2 = 0.02$  (O’Meara et al., 2001). Adopting a MHR99 soft spectrum and  $[\text{O}/\text{C}]=1$  leads to the same range of overdensities, whereas for the HM96 spectrum and  $[\text{O}/\text{C}]=1$  the overdensities are about three times larger.

We are currently building a large O VI sample from the dataset of the VLT-UVES quasar large programme to investigate the physical state and chemical evolution of the O VI absorber populations, as well as the relative occurrence of O VI and C IV systems.

## **3.6 acknowledgements**

We are grateful to R. Carswell for stimulating discussions and his assistance with the VPFIT s/w code.

## Chap. 4

# Enrichissement métallique des régions sous-denses du MIG

### Sommaire

---

Contexte . . . . .	95
4.1 Introduction . . . . .	98
4.2 Data . . . . .	100
4.3 Pixel optical depth method . . . . .	101
4.3.1 Determination of $\tau_{\text{HI}}$ and cleaning the Lyman- $\alpha$ forest from metals . . . . .	103
4.3.2 Cleaning the spectra . . . . .	104
4.3.3 Metal optical depth . . . . .	104
4.3.4 Simulations . . . . .	106
4.4 Results . . . . .	107
4.4.1 Presence of C IV . . . . .	107
4.4.2 Presence of OVI . . . . .	111
4.4.3 Evolution with redshift . . . . .	112
4.5 Conclusion . . . . .	114
4.6 acknowledgements . . . . .	114

---

### Contexte

L'étude de l'enrichissement métallique du milieu intergalactique est un des sujets majeurs de la cosmologie moderne. Elle permet en effet de contraindre, à la fois spatialement et temporellement, les scénarii de formation des objets (étoiles primordiales, proto-galaxies, galaxies massives ...) susceptibles de polluer en métaux le milieu intergalactique. Les différents processus d'enrichissement décrits dans la partie 2.1.1 (vents de galaxies à bouffée d'étoiles à  $z \simeq 3 - 6$ , ou de proto-galaxies à  $z > 6$ , ou enfin pollution du milieu intergalactique par une population primordiale d'étoiles à encore plus grand décalage spectral) peuvent être discriminés en déterminant la métallicité des régions sous-denses du milieu intergalactique. Ces régions sous-denses étant associées aux absorptions de la forêt Lyman des quasars ayant une densité de colonne inférieure à  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , la recherche dans

le spectre de quasars des possibles contreparties métalliques de cette population d'absorbants Lyman constitue une méthode efficace pour la détermination de la métallicité de ces régions sous-denses. Cependant, la faible métallicité estimée de ces régions ( $[Z/H] \simeq -2, -3$  d'après Tytler et al., 1995; Cowie et al., 1995; Songaila et Cowie, 1996; Ellison et al., 2000), impose d'utiliser une analyse statistique des données plutôt que celle par décomposition en profils. En effet, avec une telle métallicité, les raies d'absorption métalliques attendues sont majoritairement noyées dans le bruit des données.

La méthode dite "pixel par pixel" est actuellement la plus prometteuse pour ce type d'étude: connaissant la profondeur optique due à l'hydrogène neutre et celle due à une transition métallique à chaque pixel du spectre, on regroupe les pixels de la transition métallique qui correspondent à la même profondeur optique en hydrogène neutre et on calcule la médiane sur chaque groupe permet d'obtenir une relation statistique entre la profondeur optique de la transition métallique,  $\tau_Z$ , et celle de l'hydrogène neutre,  $\tau_{\text{HI}}$ .

La détermination des profondeurs optiques se base sur le fait que les variations relatives des profils en absorption d'un multiplet (d'un métal ou de l'hydrogène neutre) ne dépendent que des paramètres atomiques des transitions de ce multiplet (i.e. les forces d'oscillateur, les longueurs d'onde d'absorption et les élargissements naturels). En effet, provenant d'un même élément, la densité de colonne, le paramètre de Doppler ainsi que le décalage spectral associés à ces transitions sont identiques. De plus, l'élargissement naturel n'intervient que pour les transitions dites Lorentziennes pour lesquelles la densité de colonne est supérieure à  $10^{20}$  ce qui ne correspond pas au régime de l'étude des régions sous-denses. Finalement, au vu de l'équation A.17, les profils en profondeur optiques sont proportionnelles entre eux, les facteurs de proportionnalité étant le produit des forces d'oscillateur avec les longueurs d'onde en laboratoire des transitions. La figure 4.1 illustre cette propriété sur quelques transitions du multiplet du fer ionisé une fois.

En balayant le spectre pixel par pixel et en utilisant la précédente propriété, il est possible d'affecter à chaque pixel du spectre une profondeur optique maximale compatible avec les absorptions produites par un multiplet donné. De plus, une fois une valeur obtenue, elle peut être soustraite (après normalisation) sur l'ensemble des absorptions du multiplet pour éviter qu'une d'elle soit utilisée par la suite à la place d'une autre.

La détermination de corrélations statistiques dans la précédente relation  $\tau_Z \leftrightarrow \tau_{\text{HI}}$  obtenue en associant les profondeurs optiques en hydrogène neutre et en métal, constitue l'étape finale de la méthode "pixel par pixel" et permet d'obtenir des contraintes sur la métallicité moyenne du MIG. Plusieurs analyses utilisant cette méthode ont indiqué une corrélation entre la profondeur optique de l'hydrogène neutre,  $\tau_{\text{HI}}$ , et celles des ions C IV, Si IV et O VI pour  $\tau_{\text{HI}} > 1$  (Ellison et al., 2000; Schaye et al., 2000; Aguirre et al., 2002; Schaye et al., 2003; Pieri et Haehnelt, 2003; Aguirre et al.,

En appliquant cette procédure à l'ensemble des données du "Large Program" nous avons confirmé cette corrélation entre l'hydrogène neutre et, d'une part l'ions C IV pour  $\tau_{\text{HI}} > 1$ , et d'autre part l'ions O VI mais pour  $\tau_{\text{O6}} > 0.2$ . De plus, en ne considérant que les pixels proches puis éloignés d'absorptions fortes, nous avons montré que la phase en O VI pouvait se trouver dans les vents provenant des régions sur-denses.

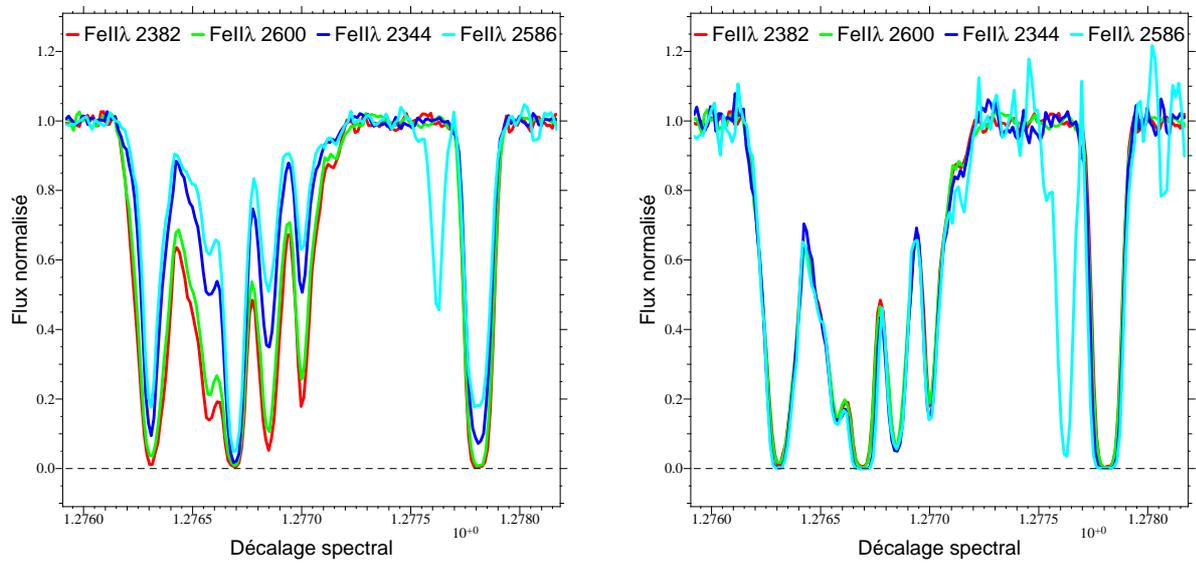


FIG. 4.1 – Illustration de la proportionnalité (en terme de profondeur optique) des profils en absorption d'un multiplet. À gauche, il s'agit des quatre transitions les plus fortes du fer ionisé une fois observés dans le spectre du quasar HE1341–1020 à un décalage spectral d'environ  $z \simeq 1.277$ . À gauche, les mêmes profils mais en les normalisant à la transition la plus forte (ici Fe II  $\lambda$  2382). Plus précisément, le flux pour chacune des transitions est élevé à la puissance  $\alpha(F_{e_{2382}})/\alpha(F_{e_{\lambda}})$  où  $\alpha(X)$  est le produit de la force d'oscilateur par la longueur d'onde en laboratoire de la transition  $X$ .

# Metals in the Intergalactic Medium<sup>1</sup>

Bastien Aracil<sup>1</sup>, Patrick Petitjean<sup>1,2</sup>, Christophe Pichon<sup>3</sup>, Jacqueline Bergeron<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Institut d'Astrophysique de Paris – CNRS, 98bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France, aracil@iap.fr*

<sup>2</sup> *LERMA, Observatoire de Paris-Meudon, 61 avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France, petitjean@iap.fr*

<sup>3</sup> *Observatoire de Strasbourg, 11 rue de l'Université, 67000 Strasbourg, France.*

**abstract:** We use high spectral resolution ( $R = 45000$ ) and high signal-to-noise ratio ( $S/N \sim 35-70$  per pixel) spectra of 19 high-redshift ( $2.1 < z_{\text{em}} < 3.2$ ) quasars to investigate the metal content of the low-density intergalactic medium using pixel-by-pixel procedures. This high quality homogeneous survey gives the possibility to statistically search for metals at H I optical depths smaller than unity. We find that the gas is enriched in carbon and oxygen for neutral hydrogen optical depths  $\tau_{\text{HI}} > 1$ . Our observations strongly suggest that the C IV/H I ratio decreases with decreasing  $\tau_{\text{HI}}$  with  $\log \tau_{\text{CIV}} = 1.3 \times \log \tau_{\text{HI}} - 3.2$ . We do not detect C IV absorption statistically associated with gas of  $\tau_{\text{HI}} < 1$ . However, we observe that a small fraction of the low density gas is associated with strong metal lines as a probable consequence of the IGM enrichment being highly inhomogeneous. We detect the presence of O VI down to  $\tau_{\text{HI}} \sim 0.2$  with  $\log \text{O VI}/\text{H I} \sim -2.0$ . We show that O VI absorption in the lowest density gas is located within  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$  from strong H I lines. This suggests that this O VI phase may be part of winds flowing away from overdense regions. This effect is more important at the largest redshifts ( $z > 2.4$ ). Therefore, at the limit of present surveys, the presence of metals in the underdense regions of the IGM is still to be demonstrated.

**keywords:** *Cosmology:* observations – *Galaxies:* haloes – *Galaxies:* ISM – *Quasars:* absorption lines – *Quasars:* individual:

## 4.1 Introduction

One of the key issues in observational cosmology is to understand how and when star formation took place in the high redshift universe. In particular, it is not known when the first stars appeared or how they were spatially distributed. The direct detection of these stars is challenging and the intergalactic medium (IGM) provides a record of stellar activity at these remote times. Indeed, metals are produced in stars and expelled into the IGM by

---

1. Based on observations collected at the European Southern Observatory (ESO), under the Large Programme "The Cosmic Evolution of the IGM" ID No. 166.A-0106 with UVES on the 8.2m KUEYEN telescope operated at the Paranal Observatory, Chile

supernovae explosions and subsequent winds and/or by galaxy interactions. It is therefore crucial to observe the distribution of metals present in the IGM at high redshifts.

The high-redshift intergalactic medium (IGM) is revealed by numerous H I absorption lines observed in the spectra of remote quasars (the so-called Lyman- $\alpha$  forest). It is believed that the gas in the IGM traces the potential wells of the dark matter and its spatial structures: overdense sheets or filaments and underdense voids (e.g. Cen et al. 1994, Petitjean et al. 1995, Hernquist et al. 1996, Bi & Davidsen 1997). In the course of cosmic evolution, the gas is most likely metal enriched by winds flowing out from star-forming regions that are located preferentially in the centre of massive halos. It is therefore not surprising to observe C IV absorption associated with most of the strong H I lines with  $\log N(\text{H I}) > 14.5$  as these lines most likely trace filaments in which massive halos are embedded (Cowie et al. 1995, Tytler et al. 1995). The question of whether the gas filling the underdense space (the so-called voids) delineated by these overdense structures also contains metals or not is crucial. Indeed, it is improbable that winds from star-forming regions located in the filaments can pollute the voids (Ferrara et al. 2000). Therefore, if metals are found in the gas filling the voids, then they must have been produced in the very early Universe by objects more or less uniformly spatially distributed.

Absorptions arising through voids are mostly of low-column densities (typically of the order or less than  $N(\text{H I}) = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ). Given the expected low metallicities (typically  $[\text{C}/\text{H}] < -2.5$  relative to solar), direct detection of metals at such low neutral hydrogen optical depth is currently impossible due to the weakness of the expected metal absorption and statistical methods should be used instead. Lu et al. (1998) used the stacking method to increase the signal-to-noise ratio at the place where metal absorptions are expected and did not find any evidence for metals in the range  $10^{13} < N(\text{HI}) < 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Although uncertainties in the position of the lines can lead to underestimate the absorption, they conclude that metallicity is smaller than  $10^{-3}$  solar in this gas. Note that this limit has been confirmed by Ellison et al. (2000) using the same method. Cowie & Songaila (1998) introduced another method measuring the mean C IV optical depth corresponding to all pixels of the Lyman- $\alpha$  forest with similar H I optical depth (see Aguirre et al. 2002 for an extensive discussion of the method). They showed that the mean C IV optical depth correlates with  $\tau_{\text{HI}}$  for  $\tau_{\text{HI}} > 1$ . Ellison et al. (2000) used the same method on a spectrum of very high signal to noise ratio and concluded that the data are consistent with an almost constant  $\log \text{C IV}/\text{H I} \sim -3$  down to  $\tau_{\text{HI}} \sim 2-3$ . Schaye et al. (2000) applied the method to search for O VI and claimed to have detected O VI in gas of mean H I optical depth as low as 0.1. Careful investigation of their figures show however that this claim is over-optimistic. In addition, Petitjean (2001) has shown that the wings of strong lines which are associated with overdense regions could have a non-negligible contribution to the signal and, recently, three different groups have found different results concerning the nature of the O VI phase (Carswell et al. 2002, Simcoe et al. 2002, Bergeron et al. 2002). Very recently, the pixel by pixel method was applied to a large sample of high resolution data to search for C IV absorption (Schaye et al. 2003). The latter authors find that the carbon abundance is spatially highly inhomogeneous. Using simulations including strong assumptions on the UV background they conclude that the median metallicity is  $[\text{C}/\text{H}] = -3.47_{-0.06}^{+0.08}$ .

We have applied the methods introduced by Cowie & Songaila (1998), in a slightly modified form, to a set of homogeneous data of very high quality obtained during the ESO Large Programme "The Cosmic Evolution of the IGM", in order to search for both C IV and O VI absorptions in the IGM at  $z \sim 2.5$ . Section 2 describes the data and Section 3 the method, results of the investigation are presented in Section 4.

## 4.2 Data

The ESO-VLT Large Programme "The Cosmic Evolution of the IGM" has been devised to gather an homogeneous sample of lines of sight suitable for studying the Lyman- $\alpha$  forest in the redshift range 1.7–4.5. High spectral resolution ( $R \sim 45000$ ), high signal-to-noise ratio ( $\sim 35$  and  $70$  per pixel at, respectively,  $3500$  and  $6000 \text{ \AA}$ ) UVES spectra have been taken over the wavelength ranges  $3100\text{--}5400$  and  $5450\text{--}9000 \text{ \AA}$ . Although the complete emission redshift range,  $2.2\text{--}4.5$ , is covered, emphasis is given to lower redshifts to take advantage of the very good sensitivity of UVES in the blue and of the fact that the Lyman- $\alpha$  forest is less blended and therefore easier to analyse. In particular, metal lines and amongst them the important O VI transitions can be more easily detected.

Observations have been performed in service mode over 4 periods (2 years). Details of data reduction and procedures used to normalise the spectra and preanalyse metal lines automatically will be described elsewhere. In brief, the data are reduced using the UVES context of the ESO MIDAS data reduction package applying the optimal extraction method and following the pipeline reduction step by step. The extraction slit length is adjusted to optimise the sky-background subtraction. The procedure systematically underestimates the sky-background signal but the final accuracy is better than 1%. Addition of individual exposures is performed using a sliding window and weighting the signal by the total errors in each pixel. An automatic procedure estimates iteratively the continuum by minimising the sum of a regularisation term and a  $\chi^2$  term, which is computed from the difference between the quasar spectrum and the continuum estimated during the previous iteration. Absorption lines are avoided using the estimated continuum. A few obvious defects are then corrected by hand adjusting the reference points of the fit. This happens to be important in small regions common to different observational settings and near the peak of strong emission lines. The automatic method works very well however and manual intervention is at the minimum. We have carefully calibrated this procedure using simulated quasar spectra (with emission and absorption lines) adding continuum modulations to mimic an imperfect correction of the blaze along the orders and noise to obtain a S/N ratio similar to that in the data. We noted that the procedure underestimates the true continuum in the Lyman- $\alpha$  forest by a quantity depending smoothly on the wavelength and the emission redshift and amounting to about 2% at  $z \sim 2.3$ . To calibrate this quantity we have simulated QSO absorption spectra drawing H I absorption lines at random from a population with the same column density and Doppler parameter distributions as observed, using the spectral resolution and noise as in the UVES data. We apply the same normalisation procedure and compute the ratio of the input to the output continua. This ratio is plotted in Fig. 4.2

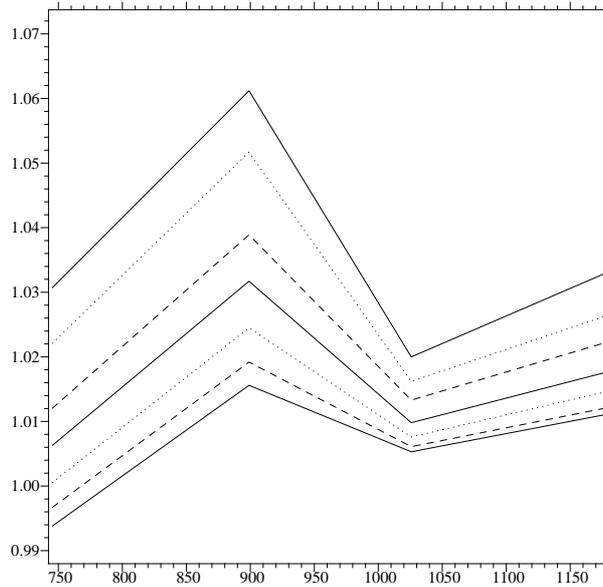


FIG. 4.2 – Ratio of the true continuum to the recovered one used to correct the estimated continuum as a function of wavelength as measured in the rest-frame of the quasar. This is derived from normalization of simulated spectra. Different curves correspond to different redshifts ( $z = 2.0, 2.1, 2.3, 2.5, 2.7, 3.0, 3.2$  from bottom to top).

for different emission redshifts.

Here we use nineteen lines of sight that are described in Table 4.1 and Fig. 4.3. The mean redshift of the survey is approximately  $z \sim 2.4$ .

### 4.3 Pixel optical depth method

In the best QSO spectrum obtained up to now, metals have been identified by direct detection of C IV absorption lines down to column densities as small as  $N(\text{C IV}) = 10^{11.7} \text{ cm}^{-2}$  (Ellison et al. 2000). Most of these lines are associated with H I column densities larger than  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  and are therefore believed to trace overdense regions such as filaments of the IGM web. Our data have usually a detection limit of about  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  in the C IV region outside the Lyman- $\alpha$  forest. To test for the presence of metals in gas of smaller H I optical depth, we use a variant of the pixel optical depth method (POD), that associates the H I optical depth with that in metals (mainly C IV and O VI) on a pixel by pixel basis (Cowie & Songaila 1998, Ellison et al. 2000, Aguirre et al. 2002).

The principle of the method is as follows. Once the Lyman- $\alpha$  forest is cleaned from all metals (see below), the H I Lyman- $\alpha$  optical depth is calculated in each pixel of the forest. When the Lyman- $\alpha$  line is saturated, other transition in the Lyman series are used. For each Lyman- $\alpha$  pixel, the observed optical depth in the metal transition at the same redshift is measured. Pixels in the Lyman- $\alpha$  forest are sorted according to their Lyman- $\alpha$  optical depth and are gathered in optical depth bins that contains a large number of pixels. Then

TAB. 4.1 – List of lines of sight

Name	$z_{em}$	Coverage <sup>a</sup>		
		Forest	C IV	O VI
HE1341–1020	2.135	1.55–2.10	2.02–2.10	2.00–2.10
Q0122–380	2.190	1.59–2.16	2.07–2.16	2.05–2.16
PKS1448–232	2.220	1.59–2.19	2.07–2.19	2.05–2.19
PKS0237–23	2.222	1.55–2.19	2.02–2.19	2.00–2.19
HE0001–2340	2.263	1.55–2.23	2.02–2.23	2.00–2.23
Q0109–3518	2.404	1.59–2.37	2.07–2.37	2.05–2.37
Q1122	2.410	1.55–2.38	2.02–2.38	2.00–2.38
HE2217–2818	2.414	1.55–2.38	2.02–2.38	2.00–2.38
Q0329–385	2.435	1.55–2.40	2.02–2.40	2.00–2.40
HE1158–1843	2.449	1.55–2.41	2.02–2.41	2.00–2.41
HE1347–2457	2.611	1.55–2.58	2.02–2.58	2.00–2.58
Q0453–423	2.658	1.59–2.62	2.07–2.62	2.05–2.62
PKS0329–255	2.703	1.62–2.67	2.11–2.67	2.09–2.67
Q0002–422	2.767	1.63–2.73	2.12–2.73	2.10–2.73
HE0151–4326	2.789	1.63–2.75	2.12–2.75	2.11–2.75
HE2347–4342	2.871	1.87–2.83	2.40–2.83	2.38–2.83
HE0940–1050	3.084	1.96–3.04	2.51–3.04	2.49–3.04
Q0420–388	3.117	2.09–3.08	2.67–3.08	2.64–3.08
PKS2126–158	3.280	2.04–3.24	2.60–3.24	2.58–3.24

<sup>a</sup> The upper limit is the emission redshift shifted by  $3000 \text{ km s}^{-1}$ . The lower limits for the different redshift coverages (respectively, the forest, C IV and O VI coverages) are the minimal observable redshift (due to instrumental limitation or the presence of a Lyman limit break) for Lyman $\alpha$ , Lyman $\beta$  and O VI respectively. Lyman $\beta$  is used for the C IV coverage to be sure that the H I optical depth associated to C IV is derived from at least two Lyman series lines.

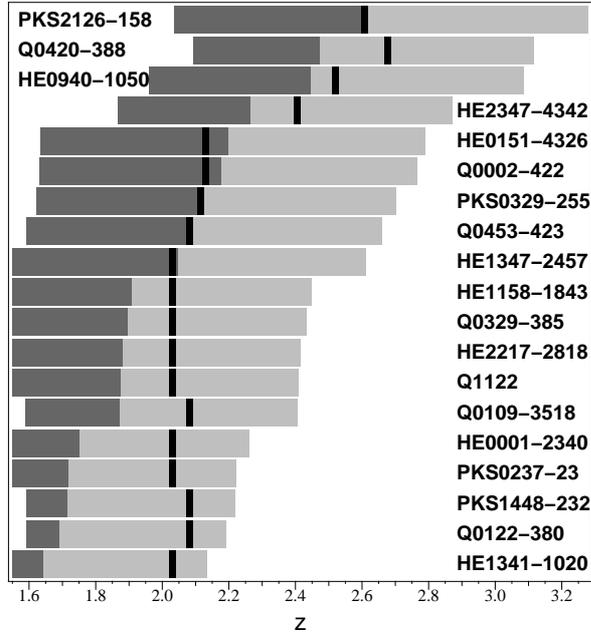


FIG. 4.3 – Limits of the Lyman- $\alpha$  forest along each line of sight in the survey. Different colors correspond to different redshift ranges. Light grey corresponds to the range between the Lyman- $\alpha$  and Lyman- $\beta$  emission lines where only Lyman- $\alpha$  absorption is expected. Dark grey corresponds to the range where Lyman- $\alpha$  is blended with other lines in the series. Black ticks correspond to the redshift at which Lyman- $\beta$  is not redshifted enough to be observed.

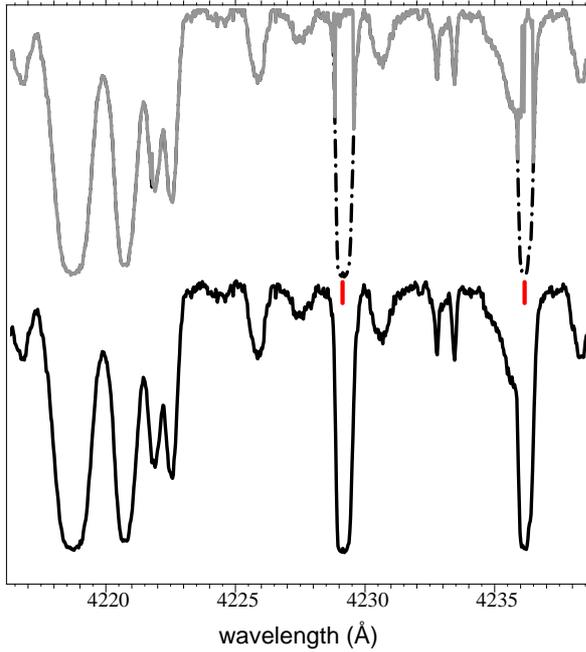


FIG. 4.4 – The Lyman- $\alpha$  forest (lower curve) is fitted consistently using the Lyman series. The automatic procedure is therefore able to detect the presence of metals. The figure shows part of the HE 0151–4326 spectrum. The procedure is able to detect the strong C IV system indicated by tick marks.

the median of the associated metal optical depths is calculated in the predefined bins. The median is chosen instead of the mean to avoid a few pixels with high optical depth to bias the mean optical depth. In that way it is possible to test for the overall presence of metals in low density gas. The method has been extensively tested by Aguirre et al. (2002). Here we improve the method by carefully cleaning the Lyman- $\alpha$  forest for the presence of metals.

### 4.3.1 Determination of $\tau_{\text{HI}}$ and cleaning the Lyman- $\alpha$ forest from metals

We want to estimate the Lyman- $\alpha$  optical depth in the largest number of pixels possible. For this we have to take into account that the absorption optical depth in any pixel can be due to several H I Lyman transitions at different redshift and also to possible metal lines associated with strong systems. If  $z_{\text{em}}$  is the emission redshift of the quasar, and 1215.67 and 1025.67 Å are the wavelengths of the H I Lyman- $\alpha$  and Lyman- $\beta$  transitions, in the wavelength range  $[\lambda_{\text{min}}, \lambda_{\text{max}}] = [(1+z_{\text{em}}) \times 1025.67, (1+z_{\text{em}}) \times 1215.67]$ , only Lyman- $\alpha$  absorption is expected from H I. In the wavelength range  $\lambda < (1+z_{\text{em}}) \times 1025.67$  the total absorption is due to the Lyman- $\alpha$  forest, the possible metal lines and also the absorptions in the different Lyman series transitions from the Lyman- $\alpha$  forest at higher redshift.

We start considering  $\lambda_{\text{alpha}}^{\text{obs}}$  in the wavelength range  $[\lambda_{\text{min}}, \lambda_{\text{max}}] = [(1+z_{\text{em}}) \times 1025.67, (1+z_{\text{em}}) \times 1215.67]$ . For each pixel, corresponding to  $\lambda_{\text{alpha}}^{\text{obs}} = (1+z) \times 1215.67$ , we measure the effective optical depth in Lyman- $\alpha$  and calculate the corresponding effective optical depths at the positions,  $(1+z) \times \lambda_{\text{series}}^0$ , of all

transitions in the Lyman series redshifted in the observed wavelength range,

$$\tau_{\text{series}} = -\frac{f_{\text{series}}}{f_{\text{alpha}}} \ln \left[ F \left( \frac{\lambda_{\text{alpha}}^{\text{obs}}}{1215.67} \lambda_{\text{series}}^0 \right) \right] \quad (4.1)$$

where  $f_{\text{series}}$  is the transition oscillator strength and  $\lambda_{\text{series}}^0$  the laboratory wavelength of the transition in the series. When the flux in a pixel is smaller than the noise rms at this position, we flag the pixel as a saturated pixel. The Lyman- $\alpha$  optical depth,  $\tau_{\text{alpha}}$  in the considered pixel at  $\lambda_{\text{alpha}}^{\text{obs}}$ , is taken to be the smallest of the above  $\tau_{\text{series}}$  that are larger than the noise rms at the corresponding position in the spectrum. This procedure allows us (i) to estimate the optical depth even if a transition is saturated; (ii) to avoid part of the blending effects. When all transitions are saturated, the pixel is flagged and is given a lower limit on  $\tau$ . Once  $\tau_{\text{alpha}}$  is estimated over the above wavelength range  $[\lambda_{\text{min}}, \lambda_{\text{max}}]$ , it is possible to subtract to the spectrum the corresponding optical depths in all Lyman transitions. Then it is possible to go on with the determination of  $\tau_{\text{alpha}}$  over the wavelength range  $[\lambda_{\text{min}}, \lambda_{\text{max}}] = [(1+z_{\text{em}}) \times 1025.67^2 / 1215.67, (1+z_{\text{em}}) \times 1025.67]$  using the same procedure. The advantage of this procedure is not only to increase the redshift range over which the study can be performed but to clean the Lyman- $\alpha$  forest from most of the polluting strong metal absorptions. Indeed, the strong metal absorptions are left over once the H I absorptions have been subtracted. Figure 4.4 illustrates how successful the procedure can be in recognising automatically strong absorptions due to metals in the forest on the basis of the forest properties only.

### 4.3.2 Cleaning the spectra

The spectra have been scrutinised to flag all portions of the lines of sight where strong metal lines hide the information we need. These regions and their complements (O VI and H I wavelength ranges in the forest, C IV wavelength range in the red) are removed from the analysis. This includes in particular strong Fe II and Mg II systems and all associated systems. The latter are characterised by partial covering factors and large  $N(\text{C IV})/N(\text{H I})$ ,  $N(\text{N v})/N(\text{H I})$  and  $N(\text{O VI})/N(\text{H I})$  column density ratios. When in doubt, we have kept the absorptions (see Fig. 4.5). This means that the C IV and O VI optical depths could be slightly overestimated although we are confident that enough care has been exercised and no obvious system has been missed. We have also restricted the analysis to absorptions located at least  $3000 \text{ km s}^{-1}$  away from the emission redshift.

### 4.3.3 Metal optical depth

Once the optical depth in the Lyman- $\alpha$  forest,  $\tau_{\text{HI}}$ , is known, the corresponding optical depth of associated metal transitions at the same redshift can be derived.

To avoid the effects of blending, we use doublets such as C IV  $\lambda 1548, 1550$  and O VI  $\lambda 1031, 1037$  to secure the optical depth. For each of the doublets, the first line (#1 of rest wavelength  $\lambda_1^0$ ) has an oscillator strength twice larger than the second line (#2

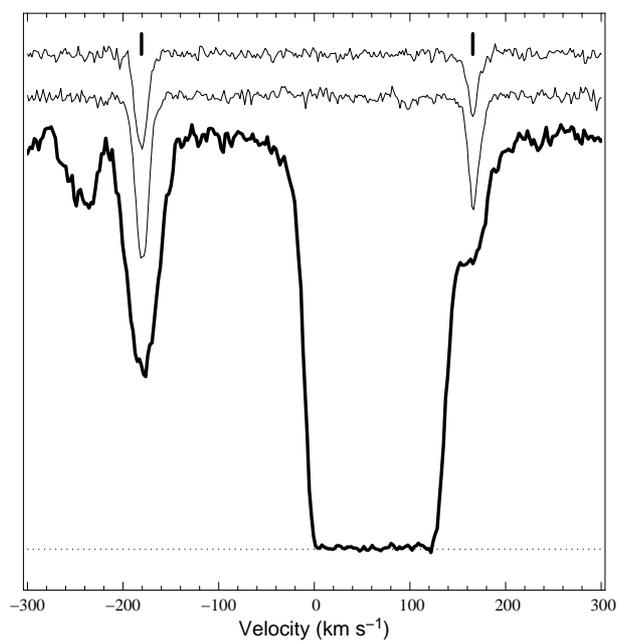


FIG. 4.5 – Portion of the spectrum of HE 0151–4326 showing a strong Lyman- $\alpha$  absorption line with no C IV absorption associated but two satellites H I absorptions have strong associated C IV and O VI absorptions. These satellites are narrow, there is no sign of strong displacement between H I, C IV and O VI, N V is absent and covering factor is unity: these lines are kept in the analysis and are not considered as "associated" with the quasar.

TAB. 4.2 – Determination of  $\tau_1 = \tau_{\text{metal}}$ 

		Line 1		
		Saturated	In the noise	OK
	Saturated	Lower limit	$\tau_1^{\text{obs}}$	$\tau_1^{\text{obs}}$
Line 2	In the Noise	$\tau_2^{\text{obs}} \times f_1/f_2$	$\tau_1^{\text{obs}}$	Check
	OK	$\tau_2^{\text{obs}} \times f_1/f_2$	$\tau_1^{\text{obs}}$	Check

of rest wavelength  $\lambda_2^0$ ). Therefore, the true optical depth in transition #1 must be twice larger than the true optical depth in transition #2. We therefore can impose that the two optical depths be consistent. Using the observed optical depths at the position of the two transitions,  $\tau_1^{\text{obs}}$  and  $\tau_2^{\text{obs}}$ , we want to determine the best estimator of the optical depth,  $\tau_1$ , in the first transition. Starting from the smallest wavelength, we calculate for each pixel of wavelength  $\lambda_1$ , the observed optical depth at this position  $\tau_1^{\text{obs}} = -\ln(F_1)$  and the observed optical depth  $\tau_2^{\text{obs}} = -\ln(F_2)$  at a position  $\lambda_2 = \lambda_1 \times \lambda_2^0/\lambda_1^0$ .

Two cases require special consideration. The potential absorption is said to be "*In the noise*" if  $F > 1 - \kappa \times \sigma$  with  $\sigma$  the rms of the noise in the corresponding pixel and  $\kappa = 3$ . When  $F < \kappa \times \sigma$ , the absorption is said to be "*Saturated*".

We use for  $\tau_1$ , either  $\tau_1^{\text{obs}}$  or  $\tau_2^{\text{obs}} \times f_1/f_2$  depending on the status of the absorptions. The different cases are summarised in Table 4.2. In the case the two lines are neither in the noise nor saturated (the lines are "*OK*"), or if #1 is "*OK*" and #2 is "*In the noise*" (cases denoted "*Check*" in the Table), some additional test has to be performed. First  $F_1$  is used to predict  $F_2^{\text{exp}}$  that is the expected flux  $F_2$  in case the absorptions are only due to unblended lines from the doublet considered. If  $F_2^{\text{exp}} \geq (F_2 - \sigma_2)$ , then  $\tau_1 = \tau_1^{\text{obs}}$ . If not,  $\tau_1 = \tau_2^{\text{obs}} \times f_1/f_2$ . Once  $\tau_1$  is defined and if  $F_1 < 1 - \kappa \times \sigma_1$ , we replace  $\tau_2^{\text{obs}}$  at position  $\lambda_2$ , by  $\tau_2^{\text{obs}} - \tau_1 \times f_2/f_1$ . This corresponds to a self-contamination correction.

#### 4.3.4 Simulations

To check our two procedures, normalisation of the spectrum and recovery of the C IV optical depth, we simulated QSO spectra drawing H I absorption lines at random from a population with the same column density and Doppler parameter distributions as observed, using the same spectral resolution as in the UVES data and adding noise. We use  $S/N = 10000$  to simulate perfect data and  $S/N = 70$  to simulate observations. We include C IV absorption at the same redshift as H I, assuming a fixed  $\log \tau(\text{C IV})/\tau(\text{H I})$  ratio. We recover  $\tau(\text{C IV})$  versus  $\tau(\text{H I})$  and plot results in Fig. 4.6 for  $\log \tau(\text{C IV})/\tau(\text{H I}) = -2.5$  (squares),  $-3$  (crosses),  $-3.5$  (circles) and  $-10$  (diamond) to simulate data without any enrichment. We applied the same pixel-to-pixel procedure after normalisation of the data either with the known continuum (top panels) or using our normalisation procedure (bottom panels). We plot  $\tau(\text{C IV})$  recovered by the procedure versus  $\tau(\text{H I})$ . It can be seen that we can recover correctly  $\tau(\text{C IV})$  in all cases down to  $\log \tau_{\text{HI}} \sim 0$ . The presence of metals is revealed by a correlation between  $\tau_{\text{HI}}$  and  $\tau_{\text{metals}}$  and the plateau at small H I optical depths is a consequence of limited  $S/N$  ratio. It is clear that these simulations give us full

confidence in our results.

## 4.4 Results

We apply the following procedure either for one line of sight or for the complete data set, combining all lines of sight. Pixels in the Lyman- $\alpha$  forest are sorted in order of increasing H I Lyman- $\alpha$  optical depth and are gathered in predefined bins. In each of the bins, the median of the corresponding  $\tau_{\text{metal}}$ , measured at the same redshift, is then calculated. Using the median instead of the mean avoids the measurement to be biased by the presence of a few strong absorptions. Individual plots for the nineteen lines of sight are shown for C IV and O VI in Fig. 4.7 and 4.8, respectively.

### 4.4.1 Presence of C IV

We plot in Fig. 4.9 the median of the C IV optical depth versus the median of the H I optical depth when combining the whole sample. It can be seen that there is an excess of C IV for  $\tau_{\text{HI}} > 1$ . This excess is present for nearly all the individual lines of sight (see Fig. 4.7). For  $\tau_{\text{HI}} < 1$ , there is no detection of C IV. In particular, the apparent optical depth is statistically the same and consistent with zero for all the bins corresponding to  $\log \tau_{\text{HI}} < 0$ .

The thick dashed line corresponds to a fit to the data for  $\log \tau_{\text{HI}} > 0$ :  $\log \tau_{\text{CIV}} = 1.3 \times \log \tau_{\text{HI}} - 3.2$ . The dotted diagonale line is drawn for illustration and corresponds to  $\log(\text{C IV}/\text{H I}) = -2.6$ . It can be seen that the diagonale line is rejected by our data. Indeed, the present data are inconsistent with a uniform distribution of C IV in the Lyman- $\alpha$  forest with constant C IV/H I ratio. On the contrary our results strongly suggest that the C IV/H I ratio increases with increasing  $\tau_{\text{HI}}$ . It is also apparent that for  $\log \tau_{\text{HI}} \sim 0$ ,  $\log(\text{C IV}/\text{H I}) < -3.2$ . Although the results by Schaye et al. (2003) favor a slope closer to the diagonale than what we observe, their error bars are larger and their measurements are consistent with our findings.

It is important to note also that the scatter in the C IV optical depth is very similar at different H I optical depths. This means that although the mean C IV optical depth decreases with decreasing  $\tau_{\text{HI}}$ , large C IV optical depths can be seen at nearly any H I optical depth. This is illustrated in Fig. 4.5 where a strong Lyman- $\alpha$  system is seen with no C IV absorption associated down to our detection limit  $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , but two satellite H I absorptions have strong associated C IV and O VI absorption (see also Bergeron et al. 2002). It must be noted that these systems have quiet dynamics (the different absorptions of C IV, O VI and H I are fairly well centered on top of each others), they do not show evidence for partial covering factors and have very little or no N V associated absorption. Therefore, their properties strongly differ from those of systems associated with the quasar and they must be truly intervening systems.

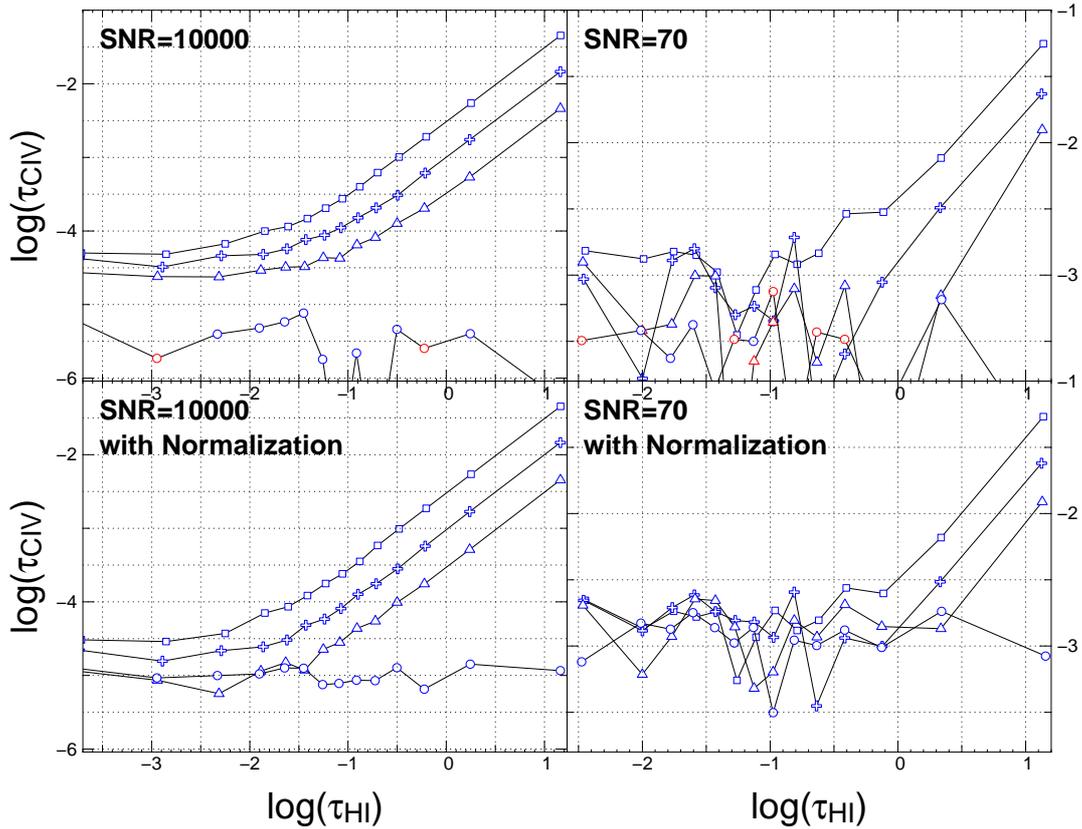


FIG. 4.6 – Test of the normalisation and pixel-by-pixel procedures. We simulate QSO spectra drawing H I absorption lines at random from a population with the same column density and Doppler parameter distributions as observed, using the same spectral resolution as the UVES data and adding noise,  $S/N = 10000$  in the left panels and  $S/N = 70$  in the right panels. We include C IV absorption at the same redshift as H I assuming some fixed ratio,  $\log \tau(\text{C IV})/\tau(\text{H I}) = -2.5$  (squares),  $-3$  (crosses),  $-3.5$  (triangles) and  $-10$  (diamonds). We apply the same pixel-to-pixel procedure (all panels) to the data without normalisation (the continuum is assumed to be known; upper panels) and with normalisation (using our automatic procedure) of the spectra (bottom panels). We plot  $\tau(\text{C IV})$  recovered by the procedure versus  $\tau(\text{H I})$ . It can be seen that we can recover correctly  $\tau(\text{C IV})$  in all cases down to  $\log \tau \sim 0$ .

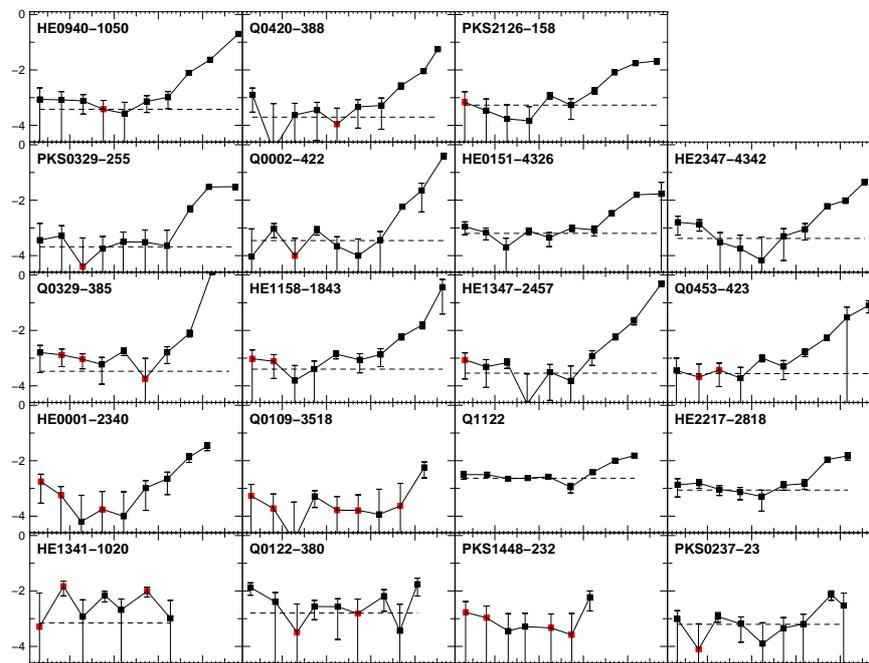


FIG. 4.7 – C IV optical depth versus H I optical depth for individual quasars in the sample.

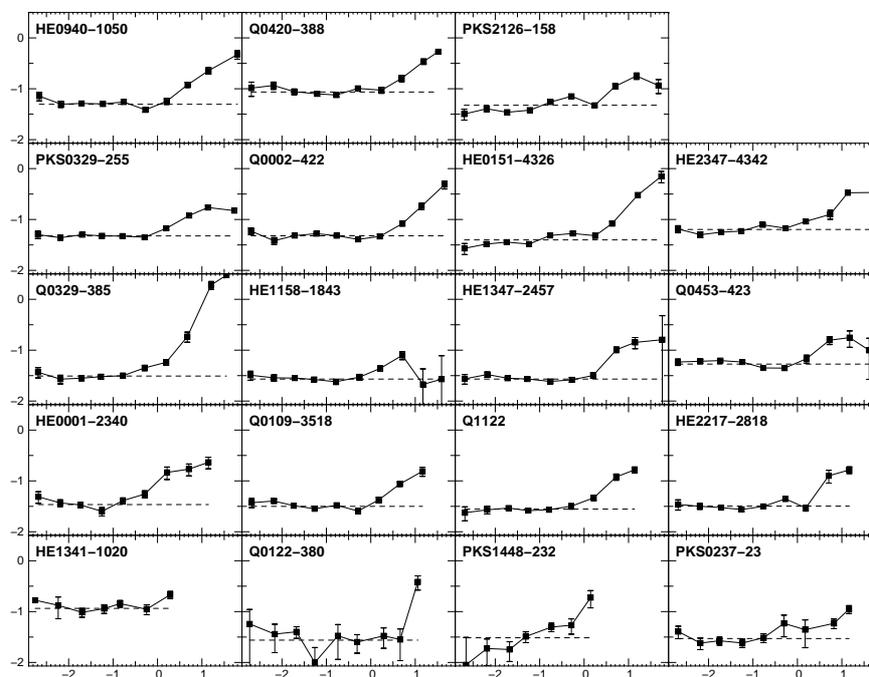


FIG. 4.8 – O VI optical depth versus H I optical depth for the 19 individual quasars in the sample.

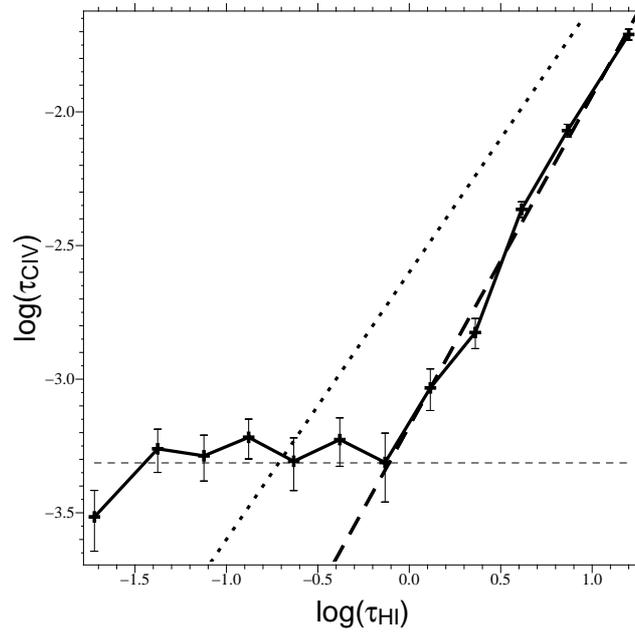


FIG. 4.9 – Median of C IV optical depth versus median of H I optical depth. Only pixels with velocity difference larger than  $3000 \text{ km s}^{-1}$  compared to the emission redshift of the quasar are used. The dotted line is drawn for illustration and corresponds to  $\log \text{C IV}/\text{H I} \sim -2.6$ . The dashed thick line is a fit to the data for  $\log \tau_{\text{HI}} > 0$ ;  $\log \tau_{\text{CIV}} = 1.3 \times \log \tau_{\text{HI}} - 3.2$ . The horizontal dashed line corresponds to the median of  $\tau_{\text{CIV}}$  for  $\log \tau_{\text{HI}} < -1.3$ .

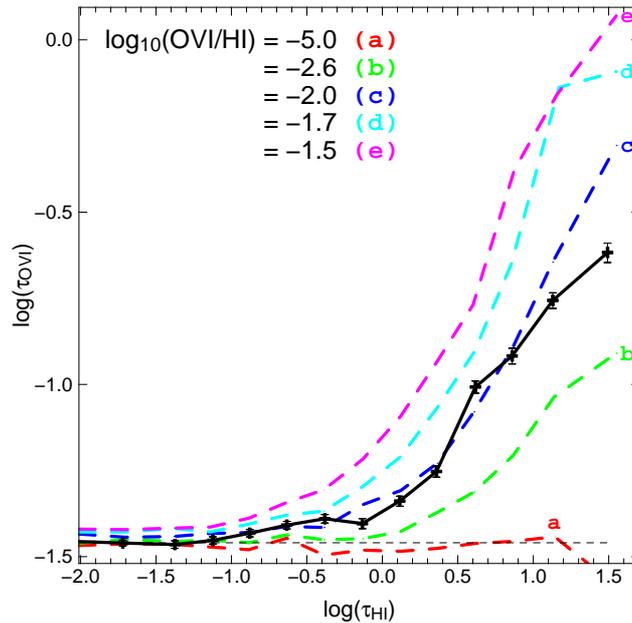


FIG. 4.10 – The median O VI optical depth is plotted versus the median H I optical depth. The crosses are the observed data, other curves are simulations where the ratio  $\log \text{O VI}/\text{H I}$  is given fixed values,  $-5.0$  (no metals),  $-2.5$ ,  $-2.0$ ,  $-1.7$ ,  $-1.5$  from the curve labelled (a) to the one labelled (e), respectively

#### 4.4.2 Presence of OVI

Schaye et al. (2000) performed a similar pixel-by-pixel search for O VI absorption in eight high-quality quasar spectra spanning the redshift range  $z = 2.0$ – $4.5$ . In the redshift range  $2 < z < 3$ , they stated to detect O VI in the form of a positive correlation between the H I Lyman- $\alpha$  optical depth and the optical depth in the corresponding O VI pixel, down to  $\tau_{\text{HI}} \sim 10^{-1}$ . On the contrary, they did not detect O VI at  $z > 3$  and considered this is consistent with the enhanced photoionization from a hardening of the UV background below  $z < 3$ , although this could also be caused by the high level of contamination from Lyman series lines.

It can be seen from Fig. 4.10 that our data confirm the detection of O VI down to  $\tau_{\text{HI}} \sim 0.2$  that is at smaller H I optical depth than for C IV which is seen down to  $\tau_{\text{HI}} \sim 1$  only. To investigate if the signal for  $0.2 < \tau_{\text{HI}} < 1$  comes from all parts of the spectrum however, we have divided the sample into two subsamples. The first subsample contains all H I pixels located within  $\Delta v$  from a strong absorption with  $\tau_{\text{HI}} > 4$  and the second subsample contains all other pixels. We then vary  $\Delta v$ . It can be seen on Fig. 4.11 that for  $\Delta v \leq 300 \text{ km s}^{-1}$ , the signal significantly increases for the first subsample. This means that O VI is predominantly seen in the vicinity of strong Lyman- $\alpha$  absorption lines. Indeed, the signal disappears for the second subsample; there is no O VI absorption for  $0.2 < \tau_{\text{HI}} < 1$ . This new result strongly suggests that the O VI absorption arises mostly in regions close in space to those responsible for strong H I absorptions and a most likely explanation is that the O VI phase

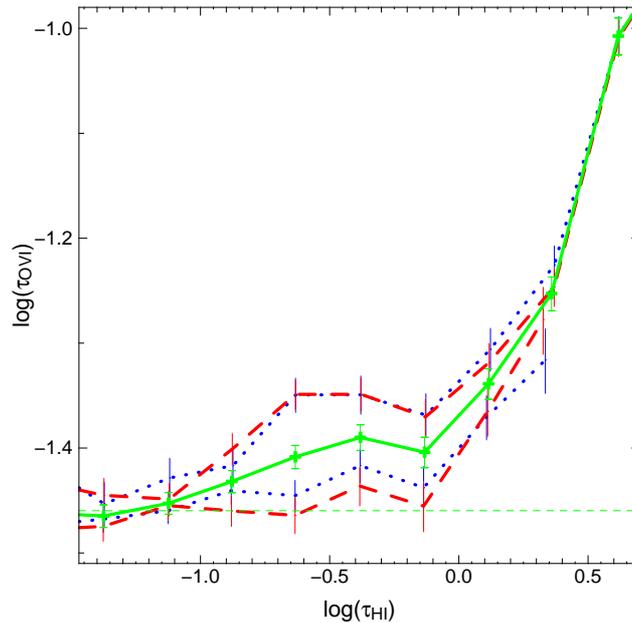


FIG. 4.11 – Median O VI optical depth versus median H I for pixels located at less than  $500 \text{ km s}^{-1}$  (upper dashed curve) or less than  $300 \text{ km s}^{-1}$  (upper dotted curve) from strong absorptions ( $\tau_{\text{HI}} > 4$ ) and for pixels located at more than  $500 \text{ km s}^{-1}$  (lower dashed curve) or more than  $300 \text{ km s}^{-1}$  (lower dotted curve) from strong absorptions.

is part of winds flowing away from overdense regions.

To derive a quantitative limit on the amount of O VI present in the IGM, we have performed simulations of the metal enrichment of the Lyman- $\alpha$  forest. Artificial spectra are created drawing absorption lines at random from a population with column density and Doppler parameter distributions consistent with those observed (Petitjean et al. 1993, Kim et al. 2000). The number of lines is adjusted so that the mean absorption of the simulated spectra is the same as the observed one. Although this is probably a rough assumption, constant O VI/H I ratio is assumed and O VI absorption is added accordingly. Noise consistent with the data is added and the whole procedure described in Section 3 is applied to the simulated spectra. Results are plotted in Fig. 4.10. It can be seen that data are consistent with  $\log \text{O VI/H I} \sim -2$ , a value within the range found for individual O VI systems (Bergeron et al. 2002).

### 4.4.3 Evolution with redshift

We have divided the sample in two redshift bins with similar number of pixels in each bin,  $z >$  and  $< 2.4$ . We plot in Fig. 4.12 C IV (top panel) and O VI (bottom panel) optical depths versus H I optical depth for  $z < 2.4$  (filled circles and solid line) and  $z > 2.4$  (triangles and dashed line). It can be seen that C IV optical depth shows mild cosmic evolution when no evolution is detected in  $\tau_{\text{OVI}}$ . The most interesting feature however is that the excess of O VI optical depth at  $\log \tau_{\text{HI}} \sim -0.5$  is more important in the high

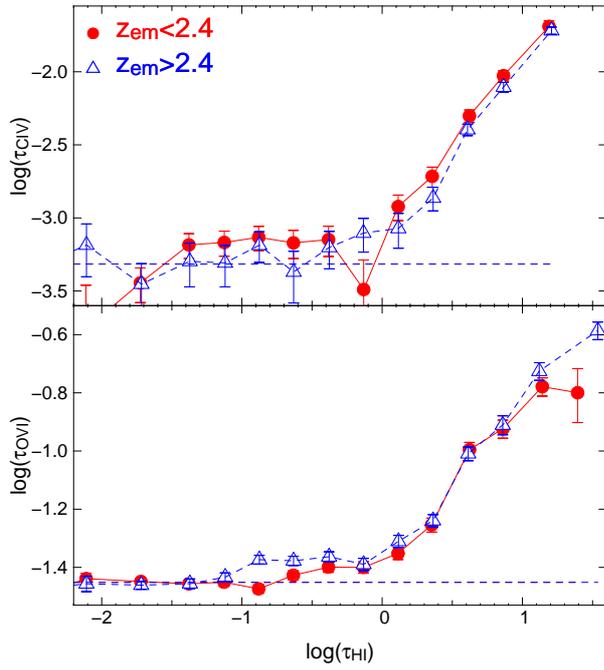


FIG. 4.12 – The C IV (top panel) and O VI (bottom panel) optical depth is plotted versus the H I optical depth for  $z < 2.4$  (filled circles and solid line) and  $z > 2.4$  (triangles and dashed line).

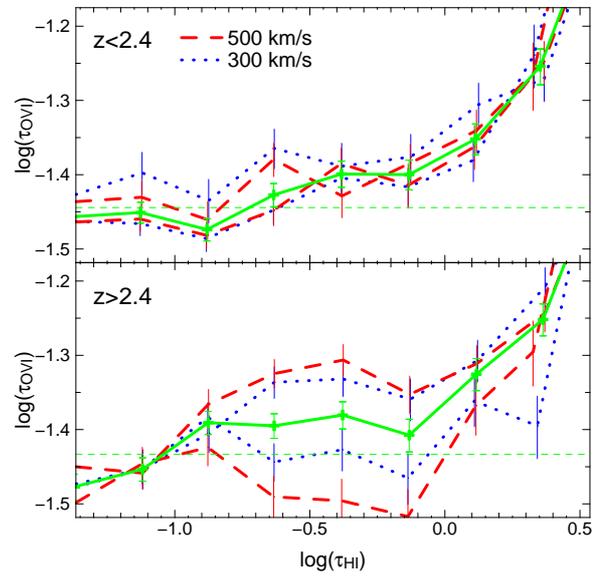


FIG. 4.13 – Same as figure 4.11 for the two redshift bins,  $z <$  and  $> 2.4$ .

redshift bin. Note that this signal is due to the three lines of sight toward quasars with the highest emission redshifts. Moreover, if we apply the same procedure as previously, we find that, at  $z < 2.4$ , the O VI absorption does not seem to be related to strong lines when the relation is apparent at larger redshift (see Fig 4.13). As this signal is probably related to galactic winds, this may be an indication that galactic winds are more prominent at higher redshift.

## 4.5 Conclusion

We have used a pixel-by-pixel analysis to investigate the presence of metals in the intergalactic medium. We have measured the median optical depth of C IV  $\lambda 1548$  and O VI  $\lambda 1031$  absorptions versus the H I Lyman- $\alpha$  optical depth of the gas at a mean redshift  $z = 2.6$  using 19 lines of sight observed at high spectral resolution ( $R = 45000$ ) and high and homogeneous S/N ratio (approximately 35 and 70 per pixel over, respectively, the O VI and C IV wavelength ranges). Great care has been exercised to determine the continuum. We have carefully determined the H I optical depth by taking into account the information in the Lyman series (usually Lyman- $\beta$  and Lyman- $\gamma$ ). We have also carefully removed from the spectra all wavelength ranges that are polluted by strong intervening absorptions from metal line systems, in particular Mg II and Fe II systems, and from associated systems.

We find that the gas is enriched in carbon and oxygen for  $\tau_{\text{HI}} > 1$ . Contrary to previous claims, there is no indication that C IV absorption is statistically associated with gas of H I Lyman- $\alpha$  optical depth smaller than 1. In addition, our observations strongly suggest that the C IV/H I ratio decreases with decreasing  $\tau_{\text{HI}}$ . We observe that for  $\tau_{\text{HI}} \sim 1$ ,  $\log \text{C IV/H I} < -3.2$ . This does not prevent a small fraction of this gas from being associated with strong metal lines.

We detect the presence of O VI for  $\tau_{\text{HI}} > 0.2$ , consistent with a constant ratio  $\log \text{O VI/H I} \sim -2.0$ . We show that for  $0.2 < \tau_{\text{HI}} < 1$ , the O VI absorption is associated with gas located within  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$  from strong H I lines. This suggests that the O VI phase is probably part of winds flowing away from overdense regions.

It is therefore not possible to conclude that metals are present in the most tenuous regions of the IGM ( $\tau_{\text{HI}} < 1$  corresponding to overdensities of about 1 to 3 at  $z \sim 3$  and 2 respectively) far away from overdense regions.

## 4.6 acknowledgements

We are grateful to the ESO support astronomers who have performed the observations in service mode. We thank F. Primas for her help with the OBs. We thank Evan Scannapieco and R. Srianand for useful comments on the manuscript.

## Chap. 5

# Structure à grande échelle des Absorbants Lyman $\alpha$

### Sommaire

---

Contexte . . . . .	115
5.1 Introduction . . . . .	119
5.2 Observations . . . . .	120
5.3 Comments on individual metal line systems . . . . .	123
5.3.1 LBQS 0019–0145A $z_{\text{em}} = 1.59$ . . . . .	123
5.3.2 LBQS 0019–0145B $z_{\text{em}} = 1.04$ . . . . .	128
5.3.3 Q 0035–3518 $z_{\text{em}} = 1.20$ . . . . .	128
5.3.4 Q 0035–3520 $z_{\text{em}} = 1.52$ . . . . .	128
5.3.5 Q 0037–3544 $z_{\text{em}} = 0.84$ . . . . .	129
5.3.6 Q 0037–3545 $z_{\text{em}} = 1.10$ . . . . .	129
5.3.7 PC 1320+4755A $z_{\text{em}} = 1.56$ . . . . .	129
5.3.8 PC 1320+4755B $z_{\text{em}} = 1.11$ . . . . .	129
5.4 Correlation of metal line systems . . . . .	130
5.5 Correlation in the Lyman- $\alpha$ forest . . . . .	131
5.5.1 The Lyman- $\alpha$ line list . . . . .	131
5.5.2 Correlation . . . . .	134
5.6 Conclusion . . . . .	136
5.7 acknowledgement . . . . .	136

---

### Contexte

Comme l’a indiqué la partie 1.3.2, les propriétés spatiales du milieu intergalactique sont accessibles par l’analyse de la distribution des raies d’absorption, cette dernière étant principalement limitée par la présence des vitesses particulières. Il est en effet difficile de distinguer si un absorbant est effectivement allongé dans l’espace réel ou si il est en expansion. Un moyen de s’affranchir de ce problème est d’utiliser des paires ou multiplets de quasar pour étudier la distribution non plus sur la ligne de visée (LDV) mais “perpendiculairement” à cette dernière.

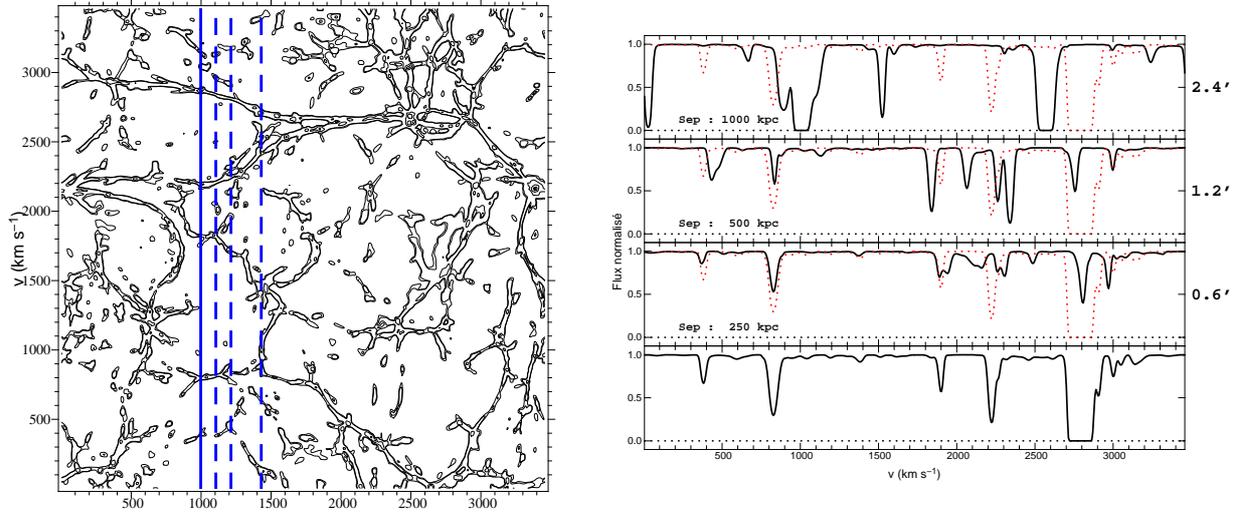


FIG. 5.1 – Illustration de l'utilisation de paires ou multiplets de quasars pour sonder le milieu intergalactique selon la direction transverse à la ligne de visée. Quatre lignes de visée sont tirées à travers une simulation  $\Lambda$ CDM (lignes verticales bleues sur la partie gauche) avec différentes séparations (0, 250, 500 et 1000 kpc correspondant à des séparations angulaires de 0.6, 1.2 et 2.4 arcminute). La partie droite correspond aux flux simulés qui permettent de suivre la structure du milieu intergalactique mettant ainsi en évidence la présence d'un filament à environ  $220 \text{ km s}^{-1}$  ou celle d'un vide s'étalant de  $260 \text{ km s}^{-1}$  à  $480 \text{ km s}^{-1}$ . Le spectre du bas correspond à la ligne de visée la plus à droite et est reproduit en rouge sur chacune des lignes de visée.

### • Accéder à la structure transverse des absorbants

Le principe de la méthode est illustré par la figure 5.1. La partie droite représente des spectres simulés provenant de différentes lignes de visée tirées dans une simulation  $\Lambda$ CDM (celle de la figure 1.7) et sont repérées sur la partie gauche par des droites verticales bleues. On observe deux structures, un filaments à  $220 \text{ km s}^{-1}$  et une région sous-dense entre  $260$  et  $480 \text{ km s}^{-1}$ , qui s'étendent suffisamment pour être interceptées par plusieurs lignes de visée. La présence de ces deux structures approximativement aux mêmes vitesses sont facilement repérables. Comme précédemment la présence ou l'absence d'une raie d'absorption à un décalage spectral donné traduit la présence d'un absorbant ou d'un vide à ce décalage spectral mais décalé par les vitesses particulières. À priori la projection de ces dernières varie peu entre deux lignes de visée proche. Ainsi si la distortion entre l'espace des vitesses et l'espace physique est toujours présent, en revanche elle affecte de façon a peu près équivalente chaque ligne de visée ne modifiant pas ou peu alors la corrélations entre les différents spectres.

C'est grâce à cette diminution des effets des vitesses particulières que cette méthode permet d'obtenir des informations sur la géométrie des absorbants sans hypothèse supplémentaire sur leur environnement (par exemple si ce dernier est en expansion l'effet des vitesse particulière entrainerait une sur-estimation de la taille des absorbants). Ainsi, l'analyse de paires ayant une faible séparation angulaire de (l'ordre de l'arcseconde) et donc sondant vraisem-

blablement les mêmes nuages absorbants, a imposé une limite inférieure de  $100 h_{50}^{-1}$  kpc pour le diamètre des absorbants Lyman- $\alpha$  (Smette et al., 1992; Smette et al., 1995; Bechtold et al., 1994; Dinshaw et al., 1994; Petitjean et al., 1998, D’Odorico et al., 1998; Monier et al., 1998).

De plus, en utilisant des paires ou multiplets de quasars ayant une séparation angulaire plus importante (de l’ordre de l’arcminute), il a été obtenu que les absorbants Lyman- $\alpha$  été corrélés sur des échelles supérieures à  $500 h_{50}^{-1}$  kpc (Crotts et Fang, 1998; Dinshaw et al., 1998; Monier et al., 1999; Williger et al., 2000).

Afin d’augmenter la statistique, dont la faiblesse provient avant tout de la rareté des paires de quasars appropriées à cette étude, nous avons utilisé quatre paires de quasars observées à l’aide du spectrographe STIS embarqué sur le télescope spatial Hubble. La séparation des paires est de 2 et 3 arc-minute permettant de sonder, à un décalage spectral d’environ 1, des échelles comprises entre 1.0 et 1.5  $h_{50}^{-1}$  Mpc.

Cette étude est antérieure à celle de l’automatisation du “Large Program”, ainsi les méthodes de détection des raies d’absorption et de normalisation sont différentes. Si elles n’ont pas été reprises ensuite pour la réduction automatique du “Large Program” c’est principalement car elles étaient orientées pour l’analyse de données à basse résolution ( $R = 700$ , UVES étant à  $R \simeq 45000$ ).

Quoiqu’il en soit, cette analyse nous a permis de montrer que les absorbants responsables de la forêt Lyman- $\alpha$  à un décalage spectral d’environ 1, sont corrélés sur des échelles supérieures à 1  $h_{50}^{-1}$  Mpc.

*HST* STIS observations of four QSO pairs<sup>1</sup>

Bastien Aracil<sup>1</sup>, Patrick Petitjean<sup>1,2</sup>, Alain Smette<sup>3,4</sup>, Jean Surdej<sup>4,5</sup>, Jan Peter Mücke<sup>6</sup> and Stefano Cristiani<sup>7,8</sup>

<sup>1</sup> *Institut d'Astrophysique de Paris - CNRS, 98bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France*

<sup>2</sup> *LERMA, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France*

<sup>3</sup> *Chercheur qualifié et Collaborateur Scientifique, Fonds National de la Recherche Scientifique, Belgium*

<sup>4</sup> *Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B-4000 Liège*

<sup>5</sup> *Directeur scientifique, Fonds National de la Recherche Scientifique, Belgium*

<sup>6</sup> *Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte, Potsdam, Germany*

<sup>7</sup> *Space Telescope European Coordinating Facility, Karl-Schwarzschild Str. 2, D-85748 Garching, Germany*

<sup>8</sup> *Osservatorio Astronomico di Trieste, Via G.B. Tiepolo, 11 I-34131 Trieste, Italy*

**abstract:** We present *HST* STIS observations of four quasar pairs with redshifts  $0.84 < z_{\text{em}} < 1.56$  and angular separation 2–3 arcmin corresponding to  $\sim 1\text{--}1.5h_{50}^{-1}$  Mpc transverse proper distance at  $z \sim 0.9$ . We study the distribution of velocity differences between nearest neighbor H $\alpha$  Lyman- $\alpha$  absorption lines detected in the spectra of adjacent QSOs in order to search for the possible correlation caused by the extent or the clustering properties of the structures traced by the absorption lines over such a scale. The significance of the correlation signal is determined by comparison with Monte-Carlo simulations of spectra with randomly distributed absorption lines. We find an excess of lines with a velocity separation smaller than  $\Delta V = 500 \text{ km s}^{-1}$  significant at the 99.97% level. This clearly shows that the Lyman- $\alpha$  forest is correlated on scales larger than  $1 h_{50}^{-1}$  Mpc at  $z \sim 1$ . However, out of the 20 detected coincidences within this velocity bin, 12 have  $\Delta V > 200 \text{ km s}^{-1}$ . This probably reflects the fact that the scale probed by our observations is not related to the real size of individual absorbers but rather to large scale correlation. Statistics are too small to conclude about any difference between pairs separated by either 2 or 3 arcmin. A damped Lyman- $\alpha$  system is detected at  $z_{\text{abs}} = 1.2412$  toward LBQS 0019–0145A with  $\log N(\text{H I}) \sim 20.5$ . From the absence of Zn II absorption, we derive a metallicity relative to solar  $[\text{Zn}/\text{H}] < -1.75$ .

**keywords:** *quasars*: absorption lines; *Galaxies*: ISM, *Galaxies*: halo

---

1. Based on observations with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Based on observations carried out at the European Southern Observatory (ESO, programme No. 66.A-0624) with UVES on the 8.2 m VLT-Kuyen telescope operated at Paranal Observatory; Chile.

## 5.1 Introduction

Recent  $N$ -body numerical simulations reproduce successfully the global characteristics of the neutral hydrogen absorptions observed in quasar spectra, the so-called Lyman- $\alpha$  forest (Cen et al., 1994; Petitjean et al. (1995); Hernquist et al., 1996; Zhang et al., 1995; Muecket et al., 1996; Miralda-Escudé et al., 1996; Bond et Wadsley, 1998). The absorptions arise from density inhomogeneities in a smooth all-pervading intergalactic medium. Simulations show that the intergalactic gas traces the potential wells of the dark matter well at high redshift. It is therefore possible to constrain the characteristics of the dark-matter density field from observation of the Lyman- $\alpha$  forest along a single line of sight (Croft et al. 2000). The addition of transverse information from observation of QSO pairs or more generally groups of quasars at small projected separation in the sky will probably revolutionize this field in the next few years (Petitjean, 1997). Indeed, inversion methods that have been recently implemented show that it is possible to recover the 3D topology of the dark-matter field using a dense network of lines of sight (Nusser et Haehnelt, 1999, Pichon et al., 2001, Rollinde et al., 2001).

After the early discovery of common absorptions in pairs of quasars (Shaver et al., 1982; Shaver et Robertson, 1983, Weymann et Foltz, 1983; Foltz et al., 1984), it was shown that the gaseous complexes giving rise to the absorptions should have large dimensions. In particular, studies of gravitationally lensed quasars (Smette et al., 1992; Smette et al., 1995) yielded a lower limit of  $100 h_{50}^{-1}$  kpc on the diameter of Lyman- $\alpha$  absorbers. Similar results were obtained from pairs of quasars with small separation (Bechtold et al., 1994; Dinshaw et al., 1994; Petitjean et al., 1998, D’Odorico et al., 1998; Monier et al., 1998). Larger separations have been investigated by Crotts et Fang (1998), Dinshaw et al. (1998), Monier et al. (1999) and Williger et al. (2000). All studies conclude that absorptions are correlated on scales larger than  $500 h_{50}^{-1}$  kpc.

Unlike the case of QSO pairs with small angular separations where the correlation can be explained by the fact that the lines of sight intercept the same absorber, the correlation for larger separations is certainly due to the clustering properties of distinct clouds. When observing triplets of quasars separated by 1 to 2 arcmin on the sky, corresponding to  $\sim 0.5$  to 1 Mpc proper distance scales, both Crotts et Fang (1998) and Young et al. (2001) find statistically significant triple coincidences that they interpret as the presence of sheetlike structures along which inhomogeneous absorbers cluster.

The number of such experiments is small however and it is important to increase the statistics. Here we present *HST* observations of four pairs of quasars. The  $\sim 2$  and  $\sim 3$  arcmin angular separations between the two quasars of each pair probes scales between 1.0 and  $1.5 h_{50}^{-1}$  Mpc proper distance at  $z \sim 1$ . This is where the transition between individual halos and filamentary or sheet-like large scale structures is expected (Muecket et al. (1996); Charlton et al. (1997)).

We describe the observations in Sect. 2 and comment on individual metal line systems in Sect. 3. Correlations between metal line and Lyman- $\alpha$  systems are respectively discussed in Sect. 4 and 5. Conclusions are drawn in Sect. 6.

TAB. 5.1 – List of observed QSOs

Object name	$z_{\text{em}}$	$\Delta\theta^a$	$\Delta z^b$	$\langle S \rangle^c$
LBQS0019-0145A	1.59			
LBQS0019-0145B	1.04	3.3	0.70 – 1.01	1640
Q0035-3518	1.20			
Q0035-3520	1.52	3.4	0.69 – 1.17	1710
Q0037-3545	1.10			
Q0037-3544	0.84	1.7	0.59 – 0.82	810
PC1320+4755A	1.56			
PC1320+4755B	1.11	1.9	0.62 – 1.08	940

<sup>a</sup> Angular separation on the sky in arcmin

<sup>b</sup> Redshift range over which coincidences were searched for

<sup>c</sup> Mean proper distance in kpc between lines of sight in the redshift range ( $q_0=0.5$ ,  $\Lambda=0$ ,  $H_0=50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ )

## 5.2 Observations

Observations were carried out on the *Hubble Space Telescope* using the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) with the G230L grating and the Near-UV-MAMA detector. This configuration yields a mean spectral resolution of  $R = 700$  (FWHM =  $3.4 \text{ \AA}$  at  $\lambda = 2374 \text{ \AA}$ ) and a wavelength coverage from  $1570 \text{ \AA}$  to  $3180 \text{ \AA}$ . The observations were reduced at the Goddard Space Flight Center with the STIS Investigation Definition Team (IDT) version of CALSTIS (Lindler, 1998). Standard reduction and calibration were used. Special care was taken to determine accurately the background due to the sky and the dark current. The zero point of the wavelength scale for individual exposures was determined requiring the Galactic interstellar absorptions to occur at rest. The correction can always be performed because the Galactic MgII doublet is well detected in every single spectrum. When the FeII lines were also detected we checked that the dispersion in the zero point is smaller than the spectral resolution. The resulting spectra are shown in Fig. 1. The quasar continuum was fitted with Gaussian profiles for emission lines and simple cubic splines in regions between emission lines. The best fit was found by varying the position of the control points of the cubic splines. The resulting continuum was slightly manually adjusted in regions that were poorly fitted as for example near broad emission lines and Lyman limits. The detection of absorption lines in the normalized spectrum was performed by filtering each spectrum to improve the contrast between lines and noise. This has been performed by successively applying a wavelet filter and an “upgraded” median filter to the spectrum.

We used for the wavelet filter B3-spline scaling functions. This filter selects the wavelength scales corresponding to the width of the absorption lines (see panel b of Fig. 5.3). Pixels from the wavelet filtered spectra are sorted in increasing order keeping trace of the pixel permutations. The distribution of the pixel values is shown in panel (c) of Fig. 5.3. A lower

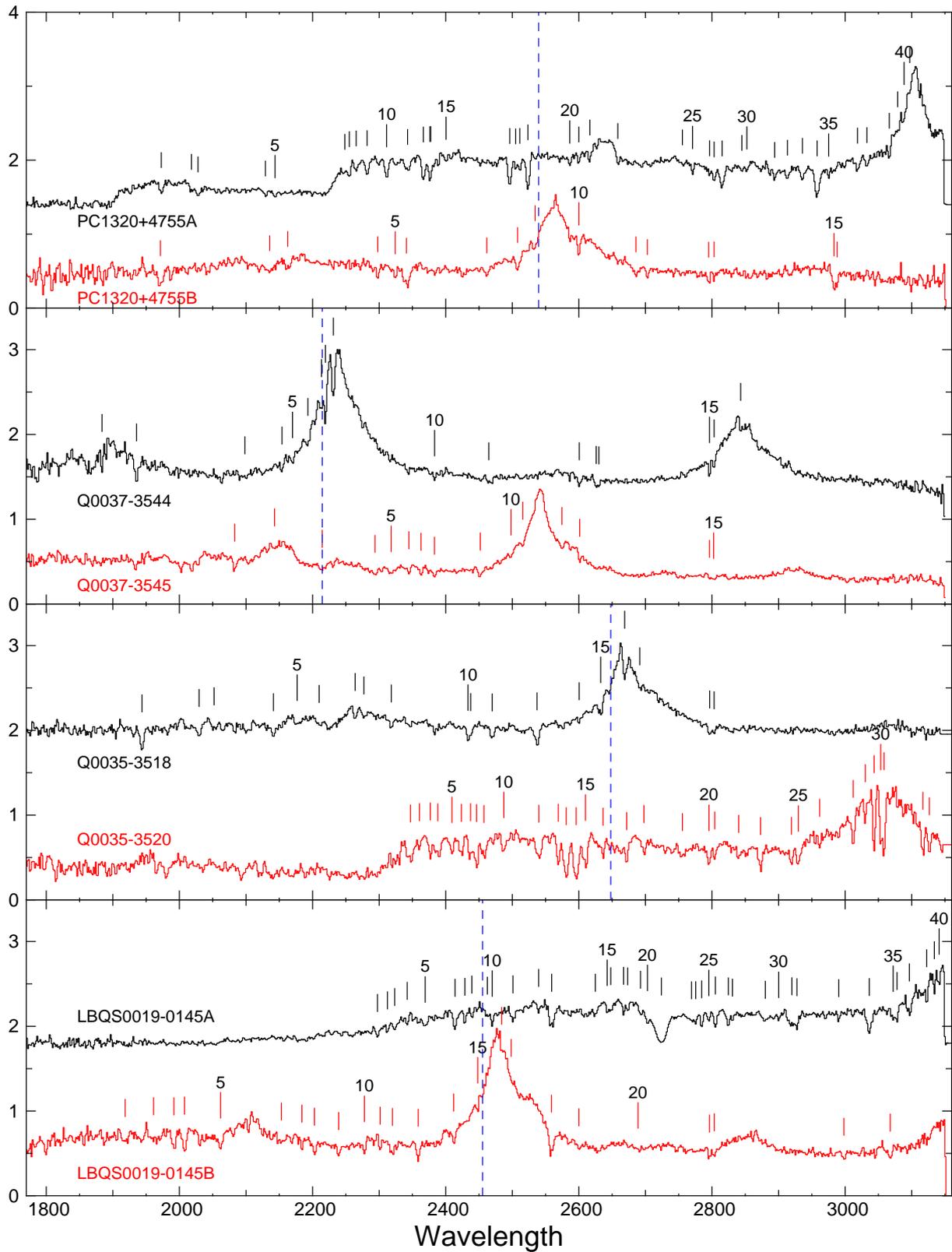


FIG. 5.2 – *HST* STIS spectra of the eight observed quasars. The tick marks indicate significant ( $>4\sigma$ ) absorption features. The vertical dashed lines mark the red limit of the wavelength range for the selection of the Lyman- $\alpha$  lines. This limit is defined by the wavelength at which a line lies at more than  $3000 \text{ km s}^{-1}$  blueward of the Lyman- $\alpha$  emission line of the lowest redshift quasar in a given pair.

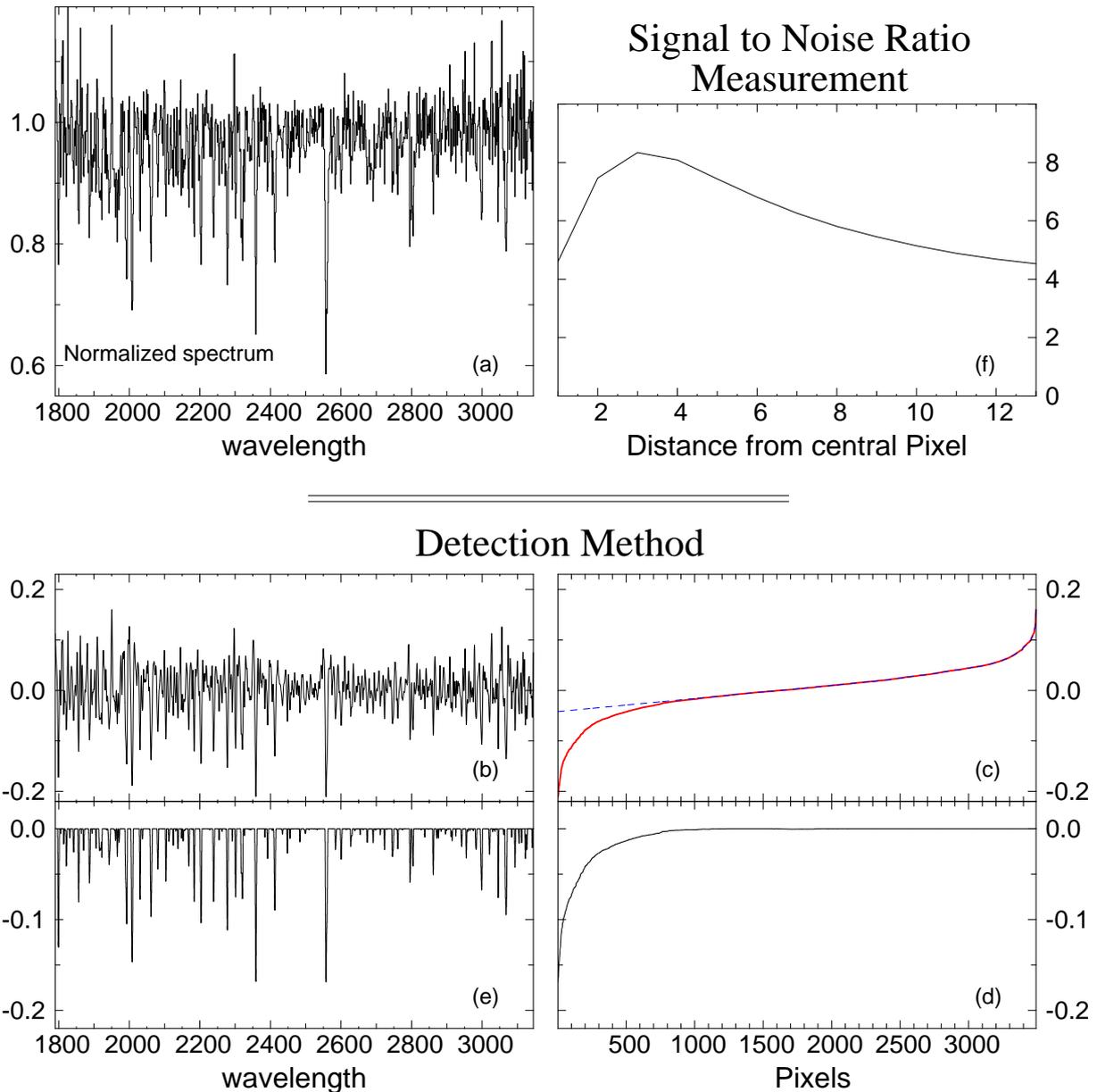


FIG. 5.3 – Illustration of the procedure used to detect absorption lines. Panel (a) represents the original normalized spectrum which is wavelet filtered to select scales characteristic of the absorption lines. The filtered spectrum is shown in panel b. All pixels in the spectrum are sorted according to their value (panel c). Low values correspond to absorption and high values to spikes; the intermediate values are dominated by noise which is fitted by the dashed line in panel (c). This level of noise is subtracted to each pixel to give the new distribution of panel (d) and pixels are reordered. The resulting spectrum is shown in panel (e). This spectrum is used only to select the regions where absorption lines are detected. The equivalent width of each absorption feature is measured in the original spectrum. For each line, the signal to noise ratio is plotted as a function of the distance to the central pixel (panel f). The S/N ratio of the line is taken at the maximum of the curve.

limit of the level of noise in each pixel can be estimated (dashed line) and subtracted to the real pixel value (panel d in Fig. 2). Pixels are then reordered and the resulting spectrum is shown in panel (e) of Fig. 5.3. This filtered spectrum is used to define regions where possible absorption lines are present using a threshold defined so that no line is lost in the next step. We then compute in the original spectrum the equivalent width and the associated noise over each of these regions and select only those with an equivalent width to noise ratio larger than 2. The corresponding regions are then fitted with a Voigt profile fitting program to derive the position of absorption features. This software makes a  $\chi^2$  minimisation in each region adding lines until the reduced  $\chi^2$  reaches a value lower than or equal to 1.

For each absorption feature, we calculate the equivalent width in windows centered on the minimum of the line and of widths an increasing number of pixels. The signal-to-noise ratio computed from the noise spectrum is plotted as a function of the distance to the central pixel (panel f of Fig. 2). The S/N ratio of the line was taken at the maximum of the curve and the equivalent width was computed by integrating the fitted profile. The lines with S/N ratio greater than 4 are listed with their identification in Tables 2 to 5. In these tables, uncertain positions or identifications are indicated by a colon.

## 5.3 Comments on individual metal line systems

In this Section we comment on the intervening metal line systems identified in the spectra. To refer to an absorption feature, we use the numbering given in Tables 5.2 to 5.5.

### 5.3.1 LBQS 0019–0145A $z_{\text{em}} = 1.59$

The *HST* data on this quasar have been complemented with a high resolution ( $R \sim 40000$ ) UVES spectrum covering the wavelength ranges 3900–5200 Å and 5450–9300 Å. The exposure time was two hours.

$z_{\text{abs}} = 0.6514$

The strong absorption feature #13 at  $\lambda 2559.23$  cannot be explained by Lyman- $\beta$  at  $z_{\text{abs}} = 1.4976$  alone because the corresponding equivalent width is too large. As there is a strong CIV system at  $z_{\text{abs}} = 0.65142$  in the spectrum of LBQS 0019–0145B, we tentatively note that the additional absorption could be due to CIV at  $z_{\text{abs}} = 0.6514$ . The corresponding Lyman- $\alpha$  absorption is unfortunately redshifted below the Lyman limit of the  $z_{\text{abs}} = 1.4976$  system. MgII $\lambda 2803$  at this redshift is not detected in the UVES spectrum down to  $w_{\text{obs}} = 35$  mÅ.

$z_{\text{abs}} = 0.6953$

MgII $\lambda 2796$  ( $w_r \sim 0.8$  Å), FeII $\lambda 2382$  ( $w_r \sim 0.5$  Å), MgI $\lambda 2852$  and CaII absorptions are detected at this redshift in the UVES spectrum in addition to AlII $\lambda 1670$  (line #28) which is detected in the *HST* spectrum. Unfortunately, the HI $\lambda 1215$  line is redshifted at  $\lambda = 2060$  Å, below the Lyman limit of the  $z_{\text{abs}} = 1.4976$  system.

TAB. 5.2 – Line list for the pair LBQS0019–0145AB

LBQS0019-0145A				LBQS0019-0145B			
$\lambda_{\text{obs}}$ (Å)	$w_{\text{obs}}$ (Å)	Ident.	z	$\lambda_{\text{obs}}$ (Å)	$w_{\text{obs}}$ (Å)	Ident.	z
				1	1918.43	1.32	Ly $\alpha$ 0.57808
				2	1961.17	1.69	Ly $\alpha$ 0.61324
				3	1991.72	1.70	Ly $\alpha$ 0.63837
						Ly $\beta$ 0.94177	
				4	2007.78	2.01	Ly $\alpha$ 0.65158
				5	2061.82	1.43	Ly $\alpha$ 0.69604
				6	2153.27	1.08	OI1302 0.65360
				7	2184.12	0.64	Ly $\alpha$ 0.79664
				8	2202.93	1.28	Ly $\alpha$ 0.81211
				9	2239.22	0.84	Ly $\alpha$ 0.84196
				10	2277.89	1.05	Ly $\alpha$ 0.87377
1	2297.48	3.01	Ly $\beta$ 1.23987	11	2301.37	0.54	SiIV1393 0.65120
2	2312.49	1.64	OVI1031 1.24094	12	2319.91	1.56	SiIV1402 0.65381
						Ly $\alpha$ 0.90834	
3	2323.35	2.10	OVI1037 1.23912				
						Ly $\alpha$ 0.91117	
4	2342.16	1.69	Ly $\epsilon$ 1.49750				
						Ly $\gamma$ 1.40830	
5	2369.17	2.40	Ly $\alpha$ 0.94886	13	2358.73	1.67	Ly $\alpha$ 0.94027
6	2413.95	3.25	Ly $\alpha$ 0.98569	14	2411.93	1.66	Ly $\alpha$ 0.98403
7	2428.86	1.68	Ly $\gamma$ 1.49745				
8	2439.36	1.12	Ly $\alpha$ 1.00660				
			CIII977: 1.49672				
9	2462.56	0.96	Ly $\alpha$ 1.02568	15	2448.06	0.34	Ly $\alpha$ 1.01375
10	2469.85	1.46	Ly $\beta$ 1.40791	16	2483.99	0.28	Ly $\alpha$ 1.04331
				17	2498.30	0.45	Ly $\alpha$ 1.05508
11	2500.99	2.28	Ly $\alpha$ 1.05729				
12	2539.55	0.85	Ly $\alpha$ 1.08901				
13	2559.23	4.33	Ly $\beta$ 1.49505	18	2558.78	3.13	CIV1548 0.65142
			CIV1548: 0.65171			CIV1550 0.65142	
			CIV1550: 0.65171	19	2600.10	0.74	FeII2600 0.00000
14	2624.67	1.33	Ly $\alpha$ 1.15903				
15	2642.57	0.63	Ly $\alpha$ 1.17376				
16	2647.93	2.09	Ly $\alpha$ 1.17817				
17	2667.13	1.40	SiIII190 1.24050				
18	2673.36	1.17	SiIII193 1.24033	20	2688.92	1.96	...
19	2692.54	1.14	ZnII589 0.69389				
20	2703.05	1.63	SiIII206 1.24041				
21	2723.96	16.72	Ly $\alpha$ 1.24071				
22	2769.23	2.10	Ly $\alpha$ 1.27795				
23	2775.57	0.87	NV1238 1.24049				
24	2784.59	1.69	Ly $\alpha$ 1.29058				
			NV1242 1.24057				
25	2795.24	1.00	MgII2796 0.00000	21	2796.24	0.80	MgII2796 0.00000
26	2805.20	2.53	MgII2803 0.00000	22	2803.52	0.99	MgII2803 0.00000
			Ly $\alpha$ 1.30876				
27	2824.54	1.98	SiIII260 1.24095				
28	2830.70	0.97	AlIII670 0.69423				
29	2880.13	2.86	Ly $\alpha$ 1.36917				
30	2900.20	0.89	Ly $\alpha$ 1.38568				
31	2920.04	4.75	Ly $\alpha$ 1.40200				
			SiIII304 1.23866				
32	2927.71	1.73	Ly $\alpha$ 1.40831				
33	2990.40	0.84	CIII1334 1.24079	23	2998.24	0.87	...
34	3036.26	5.27	Ly $\alpha$ 1.49760				
				24	3067.77	1.25	...
35	3072.23	2.50	Ly $\alpha$ 1.52719				
36	3078.00	1.67	Ly $\alpha$ 1.53194				
37	3096.51	2.09	Ly $\alpha$ 1.54716				
			MgII827 0.69399				
38	3122.57	0.95	SiIV1393 1.24040				
39	3133.99	0.51	Ly $\alpha$ 1.57799				
40	3141.15	0.50	SiIV1402 1.23925				

TAB. 5.3 – Line list for the pair LBQS0035–3518 &amp; Q0035–3520

Q0035-3518				Q0035-3520			
$\lambda_{\text{obs}}$ (Å)	$w_{\text{obs}}$ (Å)	Ident.	z	$\lambda_{\text{obs}}$ (Å)	$w_{\text{obs}}$ (Å)	Ident.	z
1	1943.74	3.68	Ly $\alpha$ 0.59890	1	2347.06	4.36	Ly $\alpha$ 0.93067
2	2029.54	2.48	Ly $\gamma$ 1.08685	2	2360.51	0.73	Ly $\epsilon$ 1.51706
			Ly $\alpha$ 0.66948	3	2376.91	1.76	Ly $\delta$ 1.50269
3	2051.99	1.50	Ly $\beta$ 1.00053	4	2388.14	3.07	Ly $\delta$ 1.51451
4	2141.17	1.25	Ly $\beta$ 1.08748	5	2409.35	1.24	Ly $\gamma$ 1.47739
5	2176.80	1.52	Ly $\alpha$ 0.79062	6	2423.45	1.73	Ly $\beta$ 1.36268
6	2209.96	1.11	Ly $\alpha$ 0.81790			Ly $\gamma$ 1.49189	
7	2264.01	1.12	OVI1031 1.19396	10	2433.50	1.38	Ly $\alpha$ 1.00178
8	2277.18	0.78	OVI1037 1.19463				
9	2318.21	1.15	Ly $\alpha$ 0.90694	7	2437.38	2.45	CIII977: 1.49469
						Ly $\alpha$ 1.00497	
						Ly $\gamma$ 1.50621	
11	2437.54	1.07	Ly $\alpha$ 1.00510	8	2446.42	2.74	CIII977 1.50395
12	2469.86	1.78	Ly $\alpha$ 1.03169	9	2457.48	2.36	CIII977 1.51550
13	2537.18	3.74	Ly $\alpha$ 1.08706	10	2487.20	2.07	Ly $\alpha$ 1.04595
						NIII989 1.51286	
				11	2539.86	2.65	Ly $\alpha$ 1.08927
						Ly $\beta$ 1.47617	
				12	2569.17	2.20	Ly $\beta$ 1.50474
						OVI1037 1.47603	
				13	2580.98	5.12	Ly $\beta$ 1.51626
						OVI1031 1.50113	
				14	2596.06	5.79	OVI1031 1.51574
						OVI1037 1.50195	
14	2600.59	0.60	FeII2600 0.00000	15	2610.02	3.60	OVI1037 1.51540
15	2632.74	1.56	Ly $\alpha$ 1.16567	16	2636.31	1.15	Ly $\alpha$ 1.16861
			SiIII260 1.08878	17	2671.75	1.22	Ly $\alpha$ 1.19776
16	2668.88	1.85	Ly $\alpha$ 1.19540	18	2697.75	1.45	Ly $\alpha$ 1.21915
17	2691.51	0.55	...	19	2755.55	1.99	Ly $\alpha$ 1.26669
				20	2795.51	1.82	MgII2796 0.00000
18	2796.55	1.40	MgII2796 0.00000	21	2804.13	1.17	MgII2803 0.00000
19	2803.19	0.98	MgII2803 0.00000	22	2840.11	0.96	Ly $\alpha$ 1.33625
				23	2872.85	2.02	Ly $\alpha$ 1.36318
				24	2919.28	1.23	Ly $\alpha$ 1.40138
				25	2929.73	2.00	Ly $\alpha$ 1.40997
				26	2961.67	0.99	Ly $\alpha$ 1.43625
				27	3012.16	1.78	Ly $\alpha$ 1.47778
				28	3030.27	0.99	Ly $\alpha$ 1.49267
						SiIII206 1.51162	
				29	3043.58	2.49	Ly $\alpha$ 1.50362
				30	3053.48	2.07	Ly $\alpha$ 1.51177
				31	3058.46	3.04	Ly $\alpha$ 1.51586
				32	3116.85	1.91	NV1238 1.51598
				33	3126.49	1.39	NV1242 1.51567



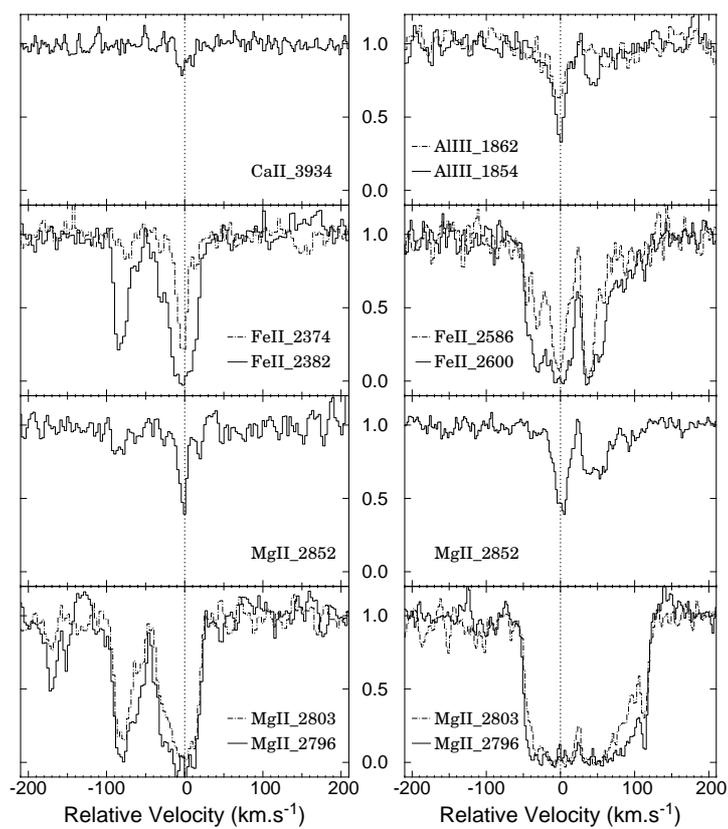


FIG. 5.4 – Metal absorption lines at  $z = 0.6953$  (left column) and  $z = 1.2412$  (right column, damped Lyman- $\alpha$  system) in the LBQS 0019–0145A UVES spectrum.

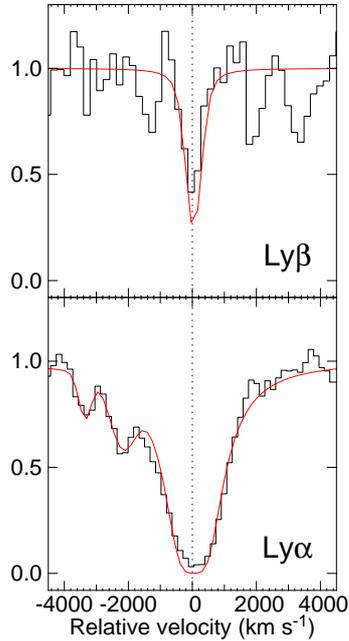


FIG. 5.5 – Lyman- $\alpha$  and Lyman- $\beta$  absorptions centered at  $z_{\text{abs}} = 1.2412$  toward LBQS 0019–0145A. The continuous curve is the best fit to the two HI absorptions obtained with  $\log N(\text{HI}) \sim 20.5$ .

The profile of the MgII and FeII absorptions consists of two main absorption features approximately  $100 \text{ km s}^{-1}$  apart and separated by a sharp drop in optical depth near the center (see Fig. 5.4). As described by Bond et al. (2001), and despite the moderate MgII $\lambda$ 2796 equivalent width, this profile may indicate that the line of sight intercepts a superwind.

#### $z_{\text{abs}} = 1.2412$

Strong HI $\lambda$ 1215 (line #21), HI $\lambda$ 1025, SiII, SiIII $\lambda$ 1206, SiIV, NV and CII $\lambda$ 1334 absorptions associated with this system are detected in the *HST* spectrum. Additional MgII, MgI $\lambda$ 2852, FeII and AlIII $\lambda$ 1854, 1862 absorptions are seen in the UVES spectrum (see Fig. 5.4). Despite the low resolution of the *HST* spectrum, damped wings are clearly seen in the case of the Lyman- $\alpha$  line. The simultaneous fit of the Lyman- $\alpha$ , and Lyman- $\beta$  absorptions gives  $\log N(\text{HI}) \sim 20.5$  (see Fig. 5.5). The observed FeII and MgII lines are heavily saturated so that only a lower limit on the column densities can be derived,  $\log N(\text{FeII} \& \text{MgII}) > 15$ . ZnII is not detected with  $\log N(\text{ZnII}) < 11.4$  implying that metallicity relative to solar,  $[\text{Zn}/\text{H}] < -1.75$ , is one of the smallest observed at low redshift (see e.g. Ledoux et al., 2002). Note that the large column density found for MgII implies that the neutral part of the system cannot account for all the MgII we see.

As for the system at  $z_{\text{abs}} = 0.6953$ , the profiles of the absorptions consist of two main components separated by about  $50 \text{ km s}^{-1}$ . This again may indicate that the line of sight intercepts a superwind.

#### $z_{\text{abs}} = 1.3088$

The system is unambiguously identified by sharp MgII $\lambda$ 2796, 2803 absorptions ( $w_r \sim 0.07 \text{ \AA}$ ) detected in the UVES spectrum. The Lyman- $\alpha$  absorption is blended with

MgII $\lambda$ 2796 from the interstellar medium.

$$z_{\text{abs}} = \mathbf{1.4976}$$

This strong system is detected by HI $\lambda$ 1215, 1025, 972, 949, 937 and CIII $\lambda$ 977 absorptions. It is at the origin of the Lyman limit at  $\lambda \sim 2270 \text{ \AA}$  and therefore  $\log N(\text{HI}) > 18$ . A possible MgII $\lambda$ 2796 absorption line is present in the UVES spectrum with  $w_{\text{obs}} \sim 25 \text{ m\AA}$ .

### 5.3.2 LBQS 0019–0145B $z_{\text{em}} = 1.04$

Only one metal line system along this line of sight is detected at  $z_{\text{abs}} = 0.6513$  by HI $\lambda$ 1215, CIV $\lambda$ 1548, 1550 and SiIV $\lambda$ 1393, 1402 absorptions.

### 5.3.3 Q 0035–3518 $z_{\text{em}} = 1.20$

$$z_{\text{abs}} = \mathbf{1.088}$$

Strong HI $\lambda$ 972, 1025, 1215 and SiII $\lambda$ 1260 absorptions are detected in this system. The latter line is probably blended with an other Lyman- $\alpha$  line however. Moreover, an absorption feature detected at the  $2.5\sigma$  level is observed at the expected position of CIII $\lambda$ 1334 at  $\lambda \sim 2785 \text{ \AA}$ .

$$z_{\text{abs}} = \mathbf{1.1954}$$

This system is at slightly larger redshift than the quasar ( $\sim +1200 \text{ km s}^{-1}$ ). It shows strong associated OVI absorption. NV $\lambda$ 1238 is detected at the  $2.5\sigma$  level.

### 5.3.4 Q 0035–3520 $z_{\text{em}} = 1.52$

The four metal line systems detected in this quasar are all within  $3500 \text{ km s}^{-1}$  from the emission redshift of the quasar. As they are approximately at the same redshift, their Lyman- $\beta$  and OVI absorptions are blended. The resulting blend corresponds to the four strong features seen at  $\lambda \sim 2600 \text{ \AA}$  in Fig. 5.2.

$$z_{\text{abs}} = \mathbf{1.4927}$$

The Lyman- $\beta$  line of this system is observed at  $\lambda \sim 2550 \text{ \AA}$ , but is below the  $4\sigma$  detection limit. As no other metal line is detected, the CIII $\lambda$ 977 identification is tentative and the feature at  $\lambda 2437.38$  could be a blend of Lyman- $\gamma$  at  $z_{\text{abs}} = 1.50621$  and Lyman- $\alpha$  at  $z_{\text{abs}} = 1.00492$ .

$$z_{\text{abs}} = \mathbf{1.50362}$$

This system consists of HI $\lambda$ 949, 972, 1025, 1215, OVI and CIII $\lambda$ 977 absorptions. A feature is also observed at the expected wavelength of the associated SiII $\lambda$ 1206 absorption ( $\lambda \sim 3020 \text{ \AA}$ ).

$$z_{\text{abs}} = \mathbf{1.5118}$$

HI $\lambda$ 1025, 1215, OVI, CIII $\lambda$ 977 and SiII $\lambda$ 1206 are observed at this redshift.

$$z_{\text{abs}} = 1.5158$$

This system has all the characteristics of an associated system with very strong NV and OVI lines. Therefore the NIII and CIII identifications are tentative.

### 5.3.5 Q 0037–3544 $z_{\text{em}} = 0.84$

$$z_{\text{abs}} = 0.5922$$

Strong H $\lambda$ 1215 and CIV absorptions are detected. SiIV $\lambda$ 1393, 1402 are redshifted at  $\lambda$ 2219.4 and 2231.31 Å (lines #8 and #9). Given the strengths of the corresponding absorption features, it is most probable that the two SiIV lines are blended with additional Lyman- $\alpha$  lines. An absorption feature is detected at the expected position of SiIII $\lambda$ 1206 ( $\lambda \sim 1920$  Å) but is below the  $4\sigma$  threshold.

$$z_{\text{abs}} = 0.6961$$

This system consists of a CIV doublet detected outside the Lyman- $\alpha$  forest. The Lyman- $\alpha$  absorption is observed at wavelength 2062 Å, but is below the  $4\sigma$  threshold.

$$z_{\text{abs}} = 0.8364$$

H $\lambda$ 1215, SiIII $\lambda$ 1206 and CIV absorptions are observed at this redshift. Moreover, a feature is observed at the expected position of SiIII $\lambda$ 1260 ( $\lambda \sim 2316$  Å).

### 5.3.6 Q 0037–3545 $z_{\text{em}} = 1.10$

We do not identify any metal line system along this line of sight.

### 5.3.7 PC 1320+4755A $z_{\text{em}} = 1.56$

$$z_{\text{abs}} = 1.0762$$

Strong H $\lambda$ 949, 972, 1025, 1215, CIII $\lambda$ 977, SiIV, SiIII $\lambda$ 1260 and CII $\lambda$ 1334 absorptions are detected at this redshift. Additional features are observed at the expected wavelengths of the associated NIII989 ( $\lambda \sim 2055$  Å) and SiIII $\lambda$ 1190, 1993 ( $\lambda \sim 2470$  & 2480 Å). This system is at the origin of the Lyman limit seen at  $\sim 1890$  Å and therefore  $\log N(\text{H I}) > 18$ .

$$z_{\text{abs}} = 1.4329$$

Strong H I (from Lyman- $\alpha$  to Lyman- $\zeta$ ), OVI, SiIII $\lambda$ 1206 and SiIII $\lambda$ 1260 absorptions are observed. From the partial Lyman limit seen at  $\sim 2210$  Å, we derive  $\log N(\text{H I}) \sim 17.3$ .

### 5.3.8 PC 1320+4755B $z_{\text{em}} = 1.11$

Only one metal line system is detected along this line of sight at  $z_{\text{abs}} = 0.9270$ . It consists of H $\lambda$ 1215, SiIII $\lambda$ 1206, SiIV and CIV absorptions. A feature is observed at the position of the associated SiIII $\lambda$ 1260 ( $\lambda \sim 2430$  Å).

TAB. 5.6 – List of metal lines for the four pairs

Ident.	$z_{\text{abs}}$	$w_{\text{obs}}$		Ident.	$z_{\text{abs}}$	$w_{\text{obs}}$		$4\sigma^{\text{b}}$
		min <sup>a</sup>	max <sup>a</sup>			min <sup>a</sup>	max <sup>a</sup>	
LBQS0019-0145A ( $z_{\text{em}}=1.59$ )				LBQS0019-0145B ( $z_{\text{em}}=1.04$ )				
			24.73	Lyman- $\alpha$	0.65158	2.01		0.70
CIV $\lambda$ 1548	0.65171	1.54	1.67	0.54	CIV $\lambda$ 1548	0.65158	2.08	0.40
AlII $\lambda$ 1670	0.69423	0.97	0.69					0.53
Q0035-3518 ( $z_{\text{em}}=1.20$ )				Q0035-3520 ( $z_{\text{em}}=1.52$ )				
Lyman- $\alpha$	1.08706	3.74	0.54					0.58
SiII $\lambda$ 1260	1.08706	0.00	1.56	0.42				0.61
Lyman- $\alpha$	1.19540	1.85	0.30					0.65
OVI $\lambda$ 1031	1.19540	1.12	0.53					1.33
Q0037-3544 ( $z_{\text{em}}=0.84$ )				Q0037-3545 ( $z_{\text{em}}=1.10$ )				
Lyman- $\alpha$	0.59223	2.47	0.79					0.96
CIV $\lambda$ 1548	0.59223	0.61	0.56					0.55
CIV $\lambda$ 1548	0.83642	0.36	0.37					0.72
PC1320+4755A ( $z_{\text{em}}=1.56$ )				PC1320+4755B ( $z_{\text{em}}=1.11$ )				
			0.52	Lyman- $\alpha$	0.92572	4.28		0.78
			0.79	CIV $\lambda$ 1548	0.92572	2.75		1.05
Lyman- $\alpha$	1.07581	2.91	3.28	0.41				0.65
SiII $\lambda$ 1260	1.07581	1.07	0.44					0.58
SiIV $\lambda$ 1393	1.07581	0.78	0.68					1.05

<sup>rma</sup> minimum and maximum equivalent widths taking into account blending  
<sup>rb</sup> four sigma detection limit

## 5.4 Correlation of metal line systems

We summarize in Table 5.6 the metal line systems seen along one line of sight for which the corresponding absorption along the adjacent line of sight could be observed. In case of blending,  $w_{\text{obs,min}}$  and  $w_{\text{obs,max}}$  are the minimum and maximum equivalent width of the transition. These values are computed using consistency arguments relating the equivalent widths of lines observed in the same system (see examples in Sect. 5.5.1). The  $4\sigma$  detection limits are also indicated.

There are only 6 metal line systems which have all  $w_{\text{r}}(\text{Lyman-}\alpha) > 1 \text{ \AA}$ . Apart from the CIV system at  $z_{\text{abs}} = 0.65$  toward LBQS 0019–0145B which may have a coincident absorption in LBQS 0019–0145A (see Sect. 5.3.1), none of the other systems are detected along the adjacent line of sight down to a  $4\sigma$  limit of  $w_{\text{r}}(\text{Lyman-}\alpha) < 0.40 \text{ \AA}$ . As the system at  $z_{\text{abs}} = 1.19$  toward Q 0035–3518 could be associated with the quasar, this means that out of 5 intervening metal line systems with  $w_{\text{r}}(\text{Lyman-}\alpha) > 1 \text{ \AA}$ , only one is present in the two lines of sight.

Correlation of CIV systems however has been claimed on large scales at high redshift (e.g. Williger et al., 1996). Moreover, of the five  $w_{\text{r}} > 0.4 \text{ \AA}$  Lyman- $\alpha$  systems seen at the same  $z \sim 2$  redshift in the three spectra of KP 76, 77 and 78 (triple hits over 2–3 arcmin separations), two show associated CIV although CIV is seen only in about one  $w_{\text{r}} > 0.4 \text{ \AA}$  Lyman- $\alpha$  system out of ten (Crofts et Fang, 1998). All this may indicate that

TAB. 5.7 – List of Lyman- $\alpha$  lines for the four pairs

$z_{\text{abs}}$	$w_r^{\text{min}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_r^{\text{max}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_{r,4\sigma}^a$ ( $\text{\AA}$ )	$z_{\text{abs}}$	$w_r^{\text{min}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_r^{\text{max}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_{r,4\sigma}^a$ ( $\text{\AA}$ )
Q0019-0145A				Q0019-0145B			
			5.64	5	0.69604	0.84	0.53
			1.70	7	0.79664	0.36	0.31
			1.50	8	0.81211	0.71	0.41
			0.94	9	0.84196	0.46	0.35
			0.91	10	0.87377	0.56	0.31
			0.71	12	0.90834	0.55	0.39
3	0.91117	0.28	0.49	0.63			0.38
			0.51	13	0.94027	0.86	0.30
5	0.94886		1.23	0.59			0.42
			0.49	14	0.98403	0.84	0.34
6	0.98569		1.64	0.40			0.30
8	1.00660		0.56	0.39			0.26
			0.30	15	1.01375	0.17	0.17
Q0035-3518				Q0035-3520			
1	0.59890		2.30	0.85			1.31
2	0.66948	0.83	1.21	0.76			1.29
5	0.79062		0.85	0.54			1.11
6	0.81789		0.61	0.53			1.01
9	0.90694		0.60	0.38			0.56
			0.57	1	0.93067	2.26	0.57
10	1.00178		0.69	0.30			0.33
			0.42	7	1.00497	0.42	0.82
11	1.00510		0.53	0.34			0.33
12	1.03169		0.88	0.36			0.39
			0.44	10	1.04595	0.00	1.01
13	1.08706		1.79	0.36			0.41
			0.38	11	1.08927	0.64	1.13
15	1.16567	0.00	0.72	0.26			0.38
			0.21	16	1.16861	0.53	0.30

$z_{\text{abs}}$	$w_r^{\text{min}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_r^{\text{max}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_{r,4\sigma}^a$ ( $\text{\AA}$ )	$z_{\text{abs}}$	$w_r^{\text{min}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_r^{\text{max}}$ ( $\text{\AA}$ )	$w_{r,4\sigma}^a$ ( $\text{\AA}$ )
Q0037-3544				Q0037-3545			
2	0.59223		1.55	0.67			0.84
			0.56	1	0.71350	0.89	0.47
3	0.72613		1.06	0.75			0.69
			0.50	2	0.76277	0.43	0.38
4	0.77194		0.47	0.37			0.32
5	0.78490		0.36	0.34			0.35
6	0.80395		0.59	0.33			0.49
			0.31	3	0.82163	0.76	0.51
PC1320+4755A				PC1320+4755B			
			1.35	1	0.62172	2.21	1.43
1	0.62281	0.94	1.72	1.14			1.22
2	0.66003	0.27	0.89	1.07			1.08
3	0.66821	1.67	1.67	1.31			1.18
			1.65	2	0.75664	1.06	1.09
5	0.76329	0.29	0.51	0.99			0.65
			1.14	3	0.77902	0.70	0.70
6	0.84951		0.96	0.47			0.72
7	0.85514		0.93	0.34			0.58
			0.32	4	0.89023	0.62	0.46
			0.48	6	0.92572	2.22	0.72
11	0.92713	0.97	1.04	0.40			0.61
14	0.95579		1.78	0.43			0.80
15	0.97471		0.37	0.29			0.54
			0.36	7	1.02501	0.64	0.51
19	1.07581	1.40	1.58	0.22			0.41
			0.33	9	1.08477	0.71	0.38

<sup>a</sup> calculated using the width of the line detected along either line of sight.

<sup>a</sup> calculated using the width of the line detected along either line of sight.

the transverse clustering of CIV systems is less pronounced at  $z \sim 1$  than at  $z \sim 2$  (see also D’Odorico et al., 2002).

## 5.5 Correlation in the Lyman- $\alpha$ forest

### 5.5.1 The Lyman- $\alpha$ line list

From the line lists obtained as described in Sect. 5.2 and given in Tables 5.2 to 5.5, we have extracted for each pair of QSOs, a master line-list of Lyman- $\alpha$  lines based on several criteria: (i) we include all isolated lines when no other identification is found; (ii) the lines must be at more than  $3000 \text{ km s}^{-1}$  blueward of the two Lyman- $\alpha$  emission lines; (iii) we use physical consistency arguments to infer the presence of Lyman- $\alpha$  lines blended with metal lines (for example CIV $\lambda$ 1548 cannot be weaker than CIV $\lambda$ 1550); only limits on the equivalent width can be inferred this way; (iv) we impose some equivalent width threshold. The Lyman- $\alpha$  line list is summarized in Table 5.7. The columns correspond to: #1 and #6 line number in the spectrum (see Fig. 5.2); #2 and #7 Lyman- $\alpha$  redshift; #3:#4 and #8:#9 the range in equivalent widths in case of blending (see below); #5 and #10 the  $4\sigma$  equivalent width detection limit using the width of the line detected along either line of sight.

In LBQS 0019–0145A, absorption #3 cannot only be OVI $\lambda$ 1037 as it has  $w_{\text{obs}} = 2.10 \text{ \AA}$  whereas  $w_{\text{obs}}(\text{OVI}1031) = 1.64 \text{ \AA}$ . The hidden Lyman- $\alpha$  line has  $0.28 < w_{\text{obs}} < 0.49 \text{ \AA}$  corresponding to the OVI doublet ratio ranging from 1 to 2.

Absorption #8 coincides in redshift with CIII at  $z_{\text{abs}} = 1.49672$ . However, we consider this identification unlikely. Indeed, the line is quite strong ( $w_{\text{obs}} = 1.12 \text{ \AA}$ ) even though the UVES and STIS spectra do not show any other metal lines at this redshift except for a very weak MgII $\lambda$ 2796 line system and a  $2.5\sigma$  feature shifted by  $1.5 \text{ \AA}$  from the expected position of SiIII $\lambda$ 1206. Therefore, we identify this line as Lyman- $\alpha$  at  $z_{\text{abs}} = 1.00660$ .

In LBQS 0019–0145B, the limits on the equivalent width of the Lyman- $\alpha$  line blended with SiIV $\lambda$ 1402 at  $z_{\text{abs}} = 0.65381$  in feature #12 are derived applying the doublet ratio to the SiIV $\lambda$ 1393 equivalent width.

In Q 0035–3518, we estimate the equivalent width of Lyman- $\gamma$  (line #2) from the associated Lyman- $\alpha$  and Lyman- $\beta$  absorptions.

In Q 0035–3520, for feature #7, we assume that CIII $\lambda$ 977 at  $z_{\text{abs}} = 1.49469$  contributes very little since the associated Lyman- $\alpha$  absorption is weak and no other metal line is detected; limits on the equivalent width of the Lyman- $\alpha$  line at  $z_{\text{abs}} = 1.00497$  come from limits on Lyman- $\gamma$  at  $z_{\text{abs}} = 1.50621$  derived from the Lyman- $\alpha$  absorption. Similarly, we have constrained the equivalent width of Lyman- $\beta$  at  $z_{\text{abs}} = 1.47617$  in the absorption feature #11 from the associated Lyman- $\alpha$  line.

In PC 1320+4755A, the limits on the equivalent width of Lyman- $\delta$  (feature #1) and Lyman- $\gamma$  (feature #2) at  $z_{\text{abs}} = 1.07575$  come from their associated Lyman- $\beta$  and Lyman- $\alpha$  absorptions. For feature #3 we assumed for the equivalent width of CIII $\lambda$ 977 a conservative limit of  $1.5 \text{ \AA}$  from the associated CII $\lambda$ 1334 line. Finally, lower and upper limits on the equivalent width of OVI $\lambda$ 1031 at  $z_{\text{abs}} = 1.07726$  (feature #5) and FeII $\lambda$ 2344 at  $z_{\text{abs}} = 0$  (feature #11) come from OVI $\lambda$ 1037 which has an equivalent width  $w_{\text{obs}} \sim 0.8 \text{ \AA}$ , below the  $4\sigma$  detection limit, and FeII $\lambda$ 2600 respectively.

Note that the number of metal lines which could be misidentified as Lyman- $\alpha$  lines is expected to be small. Indeed, they can be neither Mg II nor Fe II lines because the strongest potential lines of these species are redshifted beyond the wavelength of the Lyman- $\alpha$  line with the highest redshift in our sample. They cannot be lines too close in wavelength to Lyman- $\alpha$  as our careful procedure would have identified them. The only possibility is that some isolated Al II $\lambda$ 1670 or C IV $\lambda$ 1548 (with C IV $\lambda$ 1550 not detectable) lines could be present in the wavelength range where we search for coincidences. The number of C IV and Mg II systems with  $w_r > 0.3 \text{ \AA}$  at  $z \sim 0.3$  is 0.87 and 0.75 per unit redshift respectively (Bergeron et al., 1994, Boisse et al., 1992). We consider that half of the Mg II systems have an associated Al II line and half of the C IV systems would have only C IV $\lambda$ 1548 detected. Moreover, only less than two-third of these systems have  $w_r > 0.4 \text{ \AA}$  which is the usual  $4\sigma$  limit of our spectra. As our survey samples a redshift interval of  $\Delta z = 2.96$  (considering six lines of sights, see Table 5.1), the expected number of misidentified lines is of the order of 1 to 2. This is to be compared to the 46 Lyman- $\alpha$  lines with  $w_r > 0.4 \text{ \AA}$  we detect. Note that the latter number is consistent with the number of lines detected in the *HST* Key-program (Jannuzi et al., 1998).

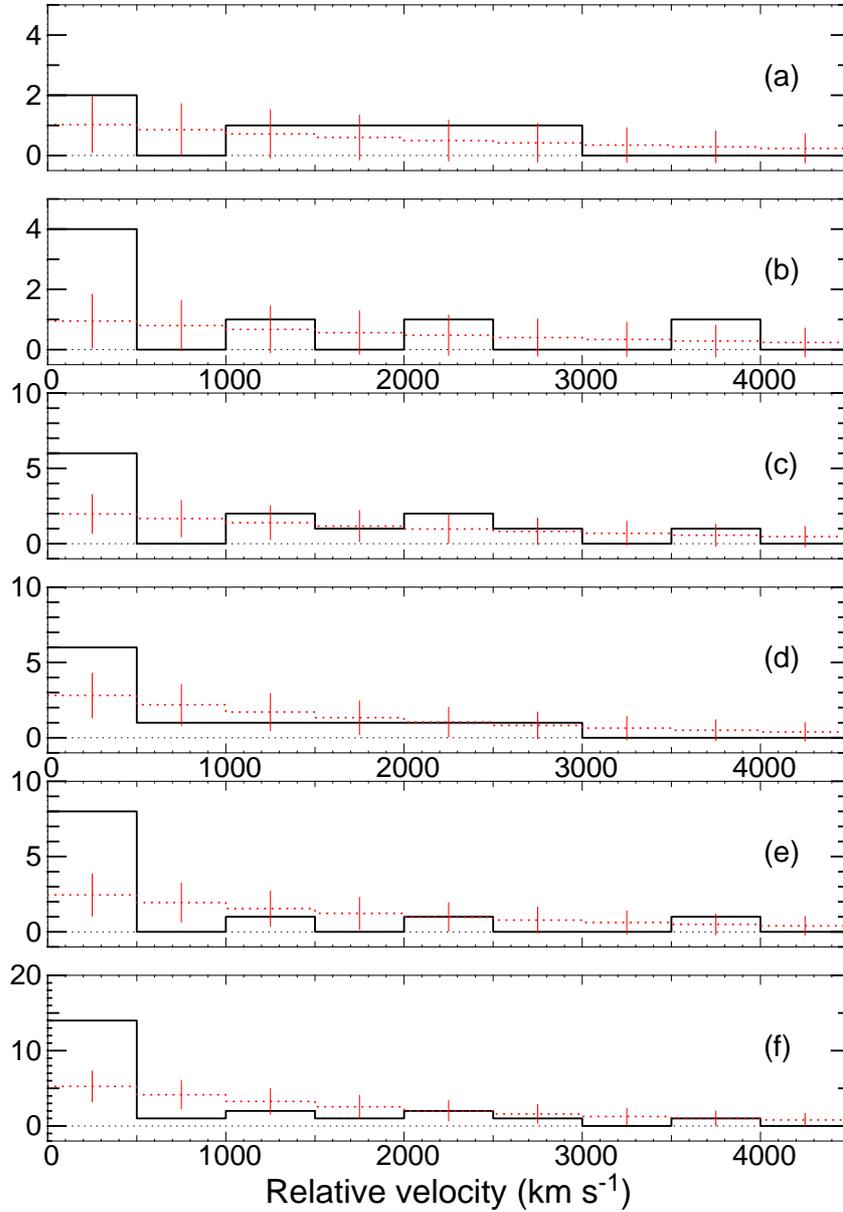


FIG. 5.6 – Number of coincidences versus the velocity separation  $|\Delta v|$  between the two lines for rest equivalent width threshold of  $w_r > 0.3 \text{ \AA}$ . *Panel (a)*: for pairs with separation  $\sim 2$  arcmin, Q 0037–3544 & Q 0037–3545 and PC 1320+4755A&B; *Panel (b)*: for pairs with separation  $\sim 3$  arcmin, LBQS 0019–0145A&B and Q 0035–3518 & Q 0035–3520; *Panel (c)*: for the four pairs. Panels (d),(e) and (f) are the same as, respectively, Panels (a), (b) and (c) but after adding data of Young et al., 2001. Dotted lines correspond to the expected number of coincidences from a randomly placed population of lines.

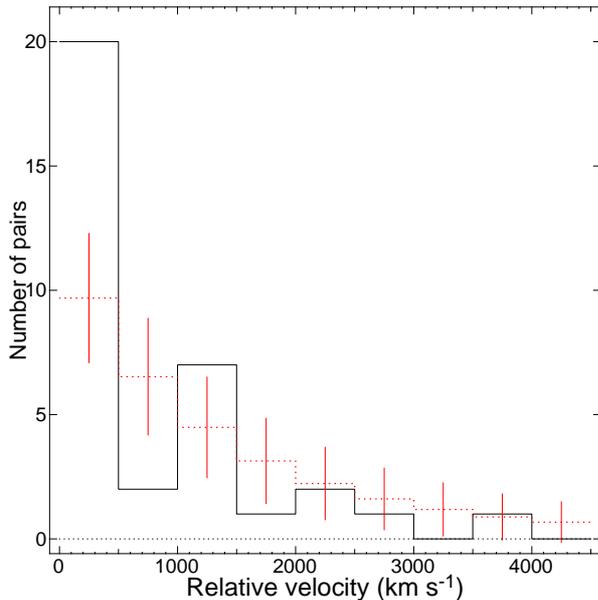


FIG. 5.7 – Number of coincidences versus the velocity separation  $|\Delta v|$  between the two lines for the complete sample.

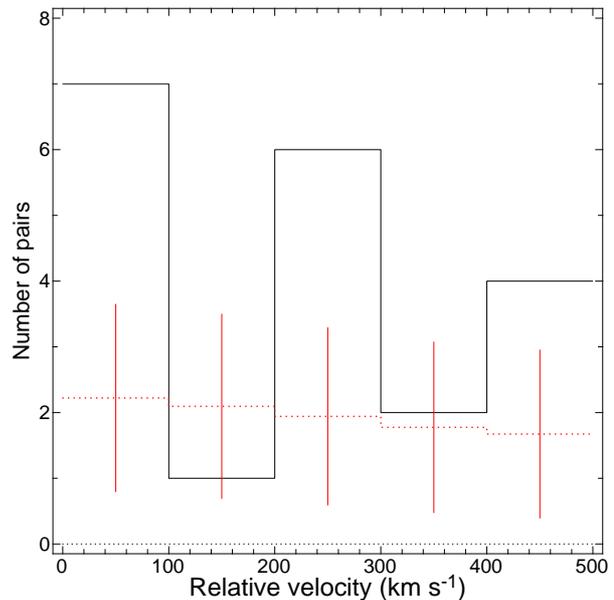


FIG. 5.8 – Velocity distribution of the 20 coincidences with  $|\Delta v| < 500 \text{ km s}^{-1}$ . The dotted line indicates the expected number of coincidences from the Monte-Carlo simulations.

### 5.5.2 Correlation

From the master line list, we selected lines with  $w_r > 0.3 \text{ \AA}$  and applied the Nearest-Neighbor method as described in e.g. Young et al. (2001) to estimate the level of correlation between absorptions detected along adjacent lines of sight. In this method, there is no a priori velocity separation limit in the definition of a coincidence. A couple of lines along two different lines of sight is declared to be a coincidence if each of the lines is the nearest neighbor of the other. Note that the procedure underestimate the clustering signal as it does not take into account the difference of S/N ratio along the two lines of sight.

The distributions of velocity separations ( $|\Delta v|$ ) between the two lines in a coincidence are plotted in Fig. 5.6 for the pairs with angular separation  $\sim 2 \text{ arcmin}$  (Panel a),  $3 \text{ arcmin}$  (Panel b) and the complete sample (Panel c). To improve statistics, we have added to our results, the data of Young et al. (2001) on two additional pairs separated by  $\sim 2 \text{ arcmin}$  and  $\sim 3 \text{ arcmin}$ . The results are plotted in Fig. 5.6 for the pairs with an angular separation  $\sim 2$  (Panel d),  $3 \text{ arcmin}$  (Panel e) and for all the pairs (Panel f).

To estimate the excess of correlation with respect to randomly placed absorption lines, we produced 100000 simulated master line lists drawn from a population of randomly redshifted lines, taking the same number of lines and the same wavelength range as in the observed spectra. Results of applying the same method to the simulated line lists are given as dotted lines in Fig. 5.6. The error bars in the figure correspond to the rms of the values found in the simulation. As the corresponding distribution is not Gaussian, we indicate in the following the probability that the observed number of coincidences occurs in the

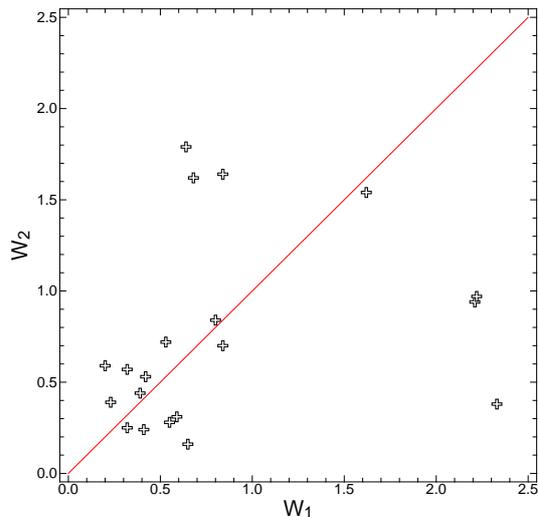


FIG. 5.9 – Equivalent width observed along one line of sight versus the one observed along the second line of sight for the 20 coincidences with velocity difference smaller than  $500 \text{ km s}^{-1}$ .

simulated population.

We detect 2 and 4 coincidences with  $|\Delta v|$  smaller than  $500 \text{ km s}^{-1}$  in the two pairs separated by  $\sim 2$  arcmin and  $\sim 3$  arcmin respectively. The fact that the number of coincidences is smaller in the closest pairs is not statistically significant. When the complete sample is used (Panel c of Fig. 5.6), the excess in the first bin ( $|\Delta v| < 500 \text{ km s}^{-1}$ ) is significant at the 99.20% level. To increase the statistics, we have added to our sample data from Young et al. (2001). The total number of coincidences with  $|\Delta v| < 500 \text{ km s}^{-1}$  and  $w_r > 0.3 \text{ \AA}$  is increased to 6, 8 and 14 for the pairs separated by  $\sim 2$  arcmin,  $\sim 3$  arcmin and the complete sample. The corresponding excesses relative to simulations of randomly placed lines are significant at the 95.57%, 99.92% and 99.97% levels respectively. The excess is about the same when no threshold is applied to the equivalent width (see Fig. 5.7). In that case, the number of coincidences in the first bin is 20 and the excess is detected at the  $4\sigma$  level.

This clearly shows that the Lyman- $\alpha$  forest is correlated on scales larger than  $1 h_{50}^{-1} \text{ Mpc}$  proper at  $z \sim 1$ . However, we should note that, in the complete sample, 12 of the 20 coincidences with  $|\Delta v|$  smaller than  $500 \text{ km s}^{-1}$  actually have  $|\Delta v|$  greater than  $200 \text{ km s}^{-1}$ . This is also the case for 8 of the 14 coincidences in the  $w_r > 0.3 \text{ \AA}$  sample. These velocity differences are probably related to peculiar velocities of different objects and reveal that the scale we probe is not related to the real size of individual absorbers.

In Fig. 5.9 we plot the equivalent width observed along one line of sight versus the equivalent width observed along the second line of sight for the 20 pairs with velocity differences smaller than  $500 \text{ km s}^{-1}$ . There is no clear trend in the plot. This is not really surprising as we do not expect the absorption strengths to be correlated at such a separation neither in the case of a common absorber nor in the case of independent objects.

## 5.6 Conclusion

We have searched for coincidences of Lyman- $\alpha$  absorbers at  $z \leq 1$  along the lines of sight toward four pairs of quasars with separations 2–3 arcmin, observed with *HST* STIS. Using the Nearest-Neighbor statistics, we have constructed the distribution of the velocity difference between absorption lines detected along two adjacent lines of sight. We have compared this observed distribution to that derived from Monte-Carlo simulations placing at random the same number of lines in the same wavelength ranges as in the observations. For lines with  $w_r > 0.3 \text{ \AA}$ , we find an excess of coincidences with velocity separations smaller than  $500 \text{ km s}^{-1}$  significant at the 99.2% level. Combining our data with those in the literature (Young et al., 2001), the excess relative to simulations is significant at the 99.97% level for lines with  $w_r > 0.3 \text{ \AA}$  and at the 99.98% level if no condition on the equivalent width is imposed.

The result is consistent with the findings of similar studies at higher redshift (Crotts et Fang, 1998; Williger et al., 2000). There is however an important difference between high and intermediate redshift observations. At high redshift, the excess is seen for velocity separations between two coincident lines smaller than  $200 \text{ km s}^{-1}$ . At lower redshift, the mean velocity difference is larger (see Fig. 5.8). This is not a systematic effect related to the low spectral resolution of our data. It could be related to the increase of peculiar velocities with decreasing redshift for comparable spatial scales. This conclusion is strengthened by the fact that the transverse correlation,  $\chi \propto \sum_i (1 - F_1(\lambda_i)) \times (1 - F_2(\lambda_i))$  where  $F_1(\lambda_i)$  and  $F_2(\lambda_i)$  are the two QSO normalized fluxes at wavelength  $\lambda_i$ , at  $z \sim 1$  measured on our spectra is very small,  $|\chi| < 0.01$ , whereas it is of the order of 0.2 at  $z \sim 2$  for the same separation (Rollinde et al., 2003; see also McDonald, 2000, 2003; and Viel et al., 2002). This can be explained by the fact that large values of  $\chi$  are due to coincidences with velocity separations smaller than the spectral resolution. In conclusion, evolution from high to low redshift is not seen in the level of correlation but rather in the velocity difference between lines of sight which increases with decreasing redshift. Simulations have shown that absorption lines with a given column density correspond to higher overdensities at low-redshift compared to high redshift and most of the Lyman- $\alpha$  forest at low redshift is to be revealed by very weak lines (Riediger et al., 1998; Theuns et al., 1998a; Penton et al., 2000). Therefore, detailed study of the cosmological evolution of the Lyman- $\alpha$  forest will only be possible when the sensitivity of the instruments will be high enough to routinely detect lines with  $w_r < 0.01 \text{ \AA}$  in the UV.

## 5.7 acknowledgement

We thank Cédric Ledoux for the reduction of the LBQS 0019–0145A UVES spectrum. This work was supported in part by the European RTN program “The Intergalactic Medium” and by a PROCOPE program of bilateral collaboration between France and Germany. BA and PPJ thank AIP for hospitality.

# Conclusion

L'étude des absorbants dans le spectre des quasars est aujourd'hui un des outils les plus performant pour sonder les propriétés spatiales, le contenu chimique et l'état physique de la matière baryonique à tout décalage spectral compris entre  $z_{abs} = 0$  et  $z_{abs} \sim 6$ . La limite supérieure en décalage spectral est continuellement repoussée grâce aux grands relevés en cours (e.g. VIRMOS, SLOAN, 2dF, CFHTLS) augmentant le champ d'investigation de l'analyse des absorbants. Cet outil constitue la pierre angulaire de cette thèse qui s'est attachée à étudier, utiliser et perfectionner les différents éléments qui le composent.

Ainsi, dans un premier temps, nous nous sommes penchés sur les étapes de la réduction des observations allant de la réduction des données brutes pour obtenir le spectre des quasars, à l'identification et l'ajustement des systèmes absorbants en passant par l'estimation du continu en émission des quasars nécessaire à leur normalisation. Le chapitre 2 offre, dans le cadre de la réduction des données du "Large Program", une étude de chacune de ces étapes. Il donne de plus une description des procédures élaborées au cours de cette thèse afin d'optimiser et d'automatiser les différents stades de la réduction. Il est maintenant possible, grâce à ces procédures, d'obtenir automatiquement à partir des données brutes provenant du spectrographe échelle UVES, les spectres réduits et normalisés ainsi qu'une liste de systèmes identifiés et ajustés à l'aide de profils de Voigt et ce en tenant des éventuels superposition entre les systèmes.

Actuellement, l'identification et l'ajustement ne sont effectués que pour les multiplets métalliques et uniquement en-dehors de la forêt Lyman. L'étape naturelle, en cours de développement, pour l'amélioration de l'identification est l'utilisation des résultats obtenus, à partir des multiplets, pour déterminer la nature des dernières absorptions non identifiées du spectre. L'amélioration majeur suivante sera l'extension de l'identification et de l'ajustement automatique à la forêt Lyman. Dans un futur plus lointain, l'adaptation de ces procédures pour l'analyse de données aux caractéristiques différentes à celles du "Large Program" sera d'une utilité certaine en particulier pour l'analyse des catalogues de spectres à basse résolution provenant des grands relevés en cours.

Grâce à la qualité et l'homogénéité des spectres obtenus par la réduction automatique des données du "Large Program", nous avons pu étudier le processus d'ionisation de la forêt Lyman- $\alpha$  à  $z \simeq 2.2$  (Chap. 3) ainsi que la métallicité des régions sous-denses ( $\rho/\bar{\rho} \sim 1$ ) du milieu intergalactique (Chap. 4). Plus précisément, en utilisant un échantillon de 7 absorptions de l'ion  $O^{+5}$  entre  $2.06 < z_{abs} < 2.41$  observées dans le spectre du quasar Q0329-385, nous avons déterminé par une analyse en profil de Voigt, que la photoionisation était le processus principal de chauffage des régions mi-chaudes du

milieu intergalactique. Finalement, l'étude statistique "pixel par pixel" sur l'ensemble du "Large Program" nous a permis de mettre en évidence l'existence d'une corrélation entre les profondeurs optiques des ions  $C^{3+}$  et  $O^{5+}$  avec celles de l'hydrogène neutre pour respectivement  $\tau_{HI} > 1$  et ( $\tau_{HI} > 0.2$ ). Puis, en différenciant les régions proches et éloignées des fortes absorptions en hydrogène neutre, nous avons montré que la corrélation de  $O^{5+}$  avec l'hydrogène neutre pour  $0.2 < \tau_{HI} < 1$ . provenait des régions adjacentes à de fortes densités indiquant que la phase en O VI pouvait se situer dans les vents originaires des régions sur-denses.

Les résultats concernant le processus d'ionisation (collisionnelle ou par photoionisation) de la phase mi-chaude du milieu intergalactique (WHIM) à  $z \simeq 2$  sont actuellement en contradiction (Carswell et al., 2002; Simcoe et al., 2002; Bergeron et al., 2002). Si la photoionisation semble être le processus majeur du chauffage du WHIM, rien actuellement ne permet de l'affirmer pleinement. En appliquant, à l'ensemble des données du "Large Program", la même méthode que celle utilisée pour l'analyse du quasar Q0329–385, des éléments de réponse supplémentaires pourront être obtenus et donc contraindre de façon plus efficace le processus d'ionisation du WHIM. En ce qui concerne l'enrichissement métallique du milieu intergalactique, aucune conclusion définitive sur l'existence ou l'absence de métaux dans les régions sous-denses, ne semble possible. Le facteur limitant étant le rapport signal à bruit des données. Ainsi d'autres observations sont nécessaires. Cependant, en analysant d'un peu plus près le problème, un autre "Large Program" n'est pas indispensable pour répondre à cette question. En effet, il apparaît à faible  $\tau_{HI}$  que le regroupement des résultats de la méthode "Pixel par Pixel" des lignes de visée du "LP", en comparaison aux résultats individuels, ne fait que lisser la corrélation entre l'ion  $C^{4+}$  et l'hydrogène neutre mais ne diminue par la limite de détection. Il semble donc que l'observation d'un unique quasar à très haut rapport signal à bruit ( $SNR \sim 500$ , la limite de détection pour la profondeur optique étant alors  $\tau \simeq 10^{-5}$ ) suffira pour pouvoir contraindre la composition métallique des régions sous-denses du milieu intergalactique.

Dans le chapitre 5, nous avons montré en utilisant quatre paires de quasars observés à l'aide du spectrographe STIS embarqué sur le télescope *Hubble*, que les absorbants Lyman- $\alpha$  étaient corrélés sur des échelles supérieures au Mpc. Cette analyse consiste à rechercher les possibles corrélations entre deux lignes de visée adjacentes et à comparer leur distribution à celle obtenue par la même méthode mais à partir de deux lignes de visée aléatoires simulées. Le nombre de paires adéquates pour ce type d'étude est extrêmement faible. À nouveau, les grands relevés sont un bon espoir pour réduire la pénurie de ce genre de paires.

De manière générale, l'étude des systèmes absorbants est actuellement un outil rodé et qui n'a plus à prouver son efficacité. Les innovations interviendront dans ses déclinaisons et ses différentes utilisations. Dans ce sens, nous mettons en place des procédures d'inversion semblables à celle introduite pour la normalisation afin, en outre:

- d'obtenir une décomposition à plus haute profondeur optique des raies saturées de

l'hydrogène neutre permettant d'affiner le calcul du spectre de puissance de la forêt ou d'étudier la corrélation spatiale des métaux avec l'hydrogène neutre dans les systèmes Lorentziens.

- d'étudier l'environnement proche du quasar en utilisant l'effet de recouvrement partiel de son flux par les nuages proches du trou noir central.
- D'obtenir l'information à haute résolution de lignes de visée trop proches pour être résolues sur Terre, en utilisant un spectre à haute résolution de la somme des deux lignes de visées et les spectres à basse résolution de chacune d'elle obtenues depuis le télescope spatial *Hubble*.

Finalement, les grands relevés ainsi que l'archivage systématique des données sur les grands télescopes annoncent une abondance d'observations. La post-réduction (normalisation, identification, ajustement des absorptions) constituera, face à cette affluence de données, une étapes clef de la chaîne d'analyse. Les procédures développées au cours de cette thèse ainsi que leurs améliorations futures, pourront contribuer à cette étape en fournissant, à partir des diverses observations, des ensembles homogènes et de qualité de données pré-analysées.



# Publications

## Articles publiés ou acceptés

- Petitjean, P., **Aracil, B.**, Srianand, R., & Ibata, R. 2000, A&A, 359, 457: *Structure of the MgII and damped Lyman-alpha systems along the line of sight to APM 08279+5255*
- Lewis, G. F., Ibata, R. A., Ellison, S. L., **Aracil, B.**, Petitjean, P., Pettini, M., & Srianand, R. 2002, MNRAS, 334, L7: *Spatially resolved STIS spectra of the gravitationally lensed broad absorption line quasar APM08279+5255: the nature of component C and evidence for microlensing*
- **Aracil, B.**, Petitjean, P., Smette, A., Surdej, J., Mückel, J. P., & Cristiani, S. 2002, A&A, 391, 1: *HST STIS observations of four QSO pairs*
- Bergeron, J., **Aracil, B.**, Petitjean, P., Pichon, C. 2002, A&A Letter, 396, 11: *The warm-hot intergalactic medium at  $z \sim 2.2$ : Metal enrichment and ionization source*
- Péroux, C., Petitjean, P., **Aracil, B.**, Srianand, R. 2002, NewA, 7, 577: *A new measurement of zinc metallicity in a DLA at  $z \sim 3.35$*
- Schuller, F., Ganesh, S., Messineo, M., Moneti, A., Blommaert, J.A.D.L., Alard, C., **Aracil, B.**, Miville-Deschênes, M.-A., Omont, A., et al. 2003, A&A, 403, 955: *Explanatory Supplement of the ISOGAL-DENIS Point Source Catalogue*
- Omont, A., Gilmore, G.F., Alard, C., **Aracil, B.**, August, T., et al. 2003, A&A, 402, 975: *ISOGAL: A deep survey of the obscured inner Milky Way with ISO at  $7\mu\text{m}$  and  $15\mu\text{m}$  and with DENIS in the near-infrared*
- Rollinde, E., Petitjean, P., Pichon, C., Colombi, S., **Aracil, B.**, D’Odorico, V., Haehnelt, M.G. 2002, MNRAS, submitted: *The correlation of the Lyman- $\alpha$  forest in close pairs and groups of high-redshift quasars: clustering of matter on scales 1–5 Mpc*
- Bruscoli, M., Ferrara, A., Marri, S., Schneider, R., Maselli, A., Rollinde, E., **Aracil, B.** 2003, MNRAS, 343, 41: *The Ly $\alpha$  Forest Around High Redshift Galaxies*
- Pichon, C., Scannapieco, E., **Aracil, B.**, Petitjean, P., Aubert, D., Bergeron, J., Colombi, S. 2003, ApJ Letters: *The Clustering of Intergalactic Metals*

## Articles soumis

- **Aracil, B.**, Petitjean, P., Pichon, C. and Bergeron, J., submitted to A&A: *Metals in the Intergalactic Medium*
- Petitjean, P., **Aracil, B.**, submitted to A&A: *ratio of the C IV $\lambda\lambda$ 1548,1550 rest-wavelengths from high-redshift QSO absorption lines*

## Rapports de Conférence

- Rollinde, E., Petitjean, P., Pichon, C., Colombi, S., **Aracil, B.** Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation Proceedings of the ESO Workshop held in Garching, Germany, 2001. : *3D Spatial Distribution of the Intergalactic Medium: The ESO Blues?*
- **Aracil, B.**, Petitjean, P., Smette, A., Surdej, J., Mucket, J. P., & Cristiani, S., proceedings of the XVII IAP 2001 colloquium: *Extent of Lyman $\alpha$  Complexes from HST Observations of four Pairs of Quasars*
- Petitjean, P., Rollinde, E., **Aracil, B.**, Pichon, C., Colombi, S., proceedings of the XVII IAP 2001 colloquium: *Gaseous Matter in Galaxies and Intergalactic Space*
- Rollinde, E., Petitjean, P., Pichon, C., Colombi, S., **Aracil, B.**, D’Odorico, V., Haehnelt, M. G. proceeding of the SF2A 2002 meeting, EdP-Sciences, conference series: *Matter Clustering from the Lyman-alpha forest*
- **Aracil, B.**, Petitjean, P., Smette, A., Surdej, J., Mucket, J. P., Cristiani, S. proceeding of the SF2A 2002 meeting, EdP-Sciences , conference series: *Extension of Lyman-alpha Complexes from HST Observations of Four Pairs of Quasars*
- Peroux, C. and **Aracil, B.** and Petitjean, P. and Irwin, M. and McMahon, R. proceeding of the SF2A 2003 meeting, EdP-Sciences , conference series: *CIV Absorbers in  $z > 4$  Quasars: Tracing Galactic Halos at High-Redshifts*
- Ellison, S. and Ibata, R. and **Aracil, B.** and Lewis, G. and Petitjean, P. and Pettini, M. IAU Symposium 2003: *Structure and Enrichment of High Redshift Galactic Halos*

## Bibliographie

- Aguirre, A., Hernquist, L., Schaye, J., Katz, N., Weinberg, D. H., & Gardner, J. 2001, *ApJ*, **561**, 521
- Aguirre, A., Schaye, J., Kim, T.-S., Theuns, T., Rauch, M., & Sargent, W. L. W., *ApJ*
- Aguirre, A., Schaye, J., & Theuns, T. 2002, *ApJ*, **576**, 1
- Alsop, D. C., Cheng, E. S., Clapp, A. C., Cottingham, D. A., Fischer, M. L., Gundersen, J. O., Kreysa, E., Lange, A. E., Lubin, P. M., Meinhold, P. R., Richards, P. L., & Smoot, G. F. 1992, *ApJ*, **395**, 317
- Aracil, B., Petitjean, P., Pichon, C., & Bergeron, J. 2003, *astro-ph/0307506*
- Bahcall, J. N. & Salpeter, E. E. 1965, *ApJ*, **142**, 1677
- Bajtlik, S., Duncan, R. C., & Ostriker, J. P. 1988, *ApJ*, **327**, 570
- Barlow, T. A. & Tytler, D. 1998, *AJ*, **115**, 1725
- Bechtold, J., Crotts, A. P. S., Duncan, R. C., & Fang, Y. 1994, *ApJ*, **437**, L83
- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., Strauss, M. A., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., Gunn, J. E., Annis, J., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Connolly, A. J., Csabai, I., Czarapata, P. C., Doi, M., Heckman, T. M., Hennessy, G. S., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., Lamb, D. Q., McKay, T. A., Munn, J. A., Nash, T., Nichol, R., Pier, J. R., Richards, G. T., Schneider, D. P., Stoughton, C., Szalay, A. S., Thakar, A. R., & York, D. G. 2001, *AJ*, **122**, 2850
- Bergeron, J. 1986, *A&A*, **155**, L8
- Bergeron, J., Aracil, B., Petitjean, P., & Pichon, C. 2002, *A&A*, **396**, L11
- Bergeron, J. & Boisse, P. 1991, *A&A*, **243**, 344
- Bergeron, J., Petitjean, P., Sargent, W. L. W., Bahcall, J. N., Boksenberg, A., Hartig, G. F., Jannuzi, B. T., Kirhakos, S., Savage, B. D., Schneider, D. P., Turnshek, D. A., Weymann, R. J., & Wolfe, A. M. 1994, *ApJ*, **436**, 33
- Bi, H. & Davidsen, A. F. 1997, *ApJ*, **479**, 523
- Boisse, P., Boulade, O., Kunth, D., Tytler, D., & Vigroux, L. 1992, *A&A*, **262**, 401
- Boissier, S., Péroux, C., & Pettini, M. 2003, *MNRAS*, **338**, 131
- Bond, J. R. & Wadsley, J. W. 1998, in *Structure et Evolution du Milieu Inter-Galactique Revele par Raies D'Absorption dans le Spectre des Quasars, 13th Colloque d'Astrophysique de l'Institut d'Astrophysique de Paris*, pp 143–+
- Bond, N. A., Churchill, C. W., Charlton, J. C., & Vogt, S. S. 2001, *ApJ*, **557**, 761

- Bromm, V., Yoshida, N., & Hernquist, L. 2003, *astro-ph/0305333*
- Burbidge, E. M., Lynds, C. R., & Burbidge, G. R. 1966, *ApJ*, **144**, 447
- Carswell, B., Schaye, J., & Kim, T. 2002, *ApJ*, **578**, 43
- Cen, R. 2003, *ApJ*, **591**, 12
- Cen, R., Miralda-Escude, J., Ostriker, J. P., & Rauch, M. 1994, *ApJ*, **437**, L9
- Cen, R. & Ostriker, J. P. 1999, *ApJ*, **514**, 1
- Charlton, J. C., Anninos, P., Zhang, Y., & Norman, M. L. 1997, *ApJ*, **485**, 26
- Colless, M. other, P. & other, P. 2003, *astro-ph/0306581*
- Cooke, A. J., Espey, B., & Carswell, R. F. 1997, *MNRAS*, **284**, 552
- Cowie, L. L. & Songaila, A. 1998, *Nature*, **394**, 44
- Cowie, L. L., Songaila, A., Kim, T., & Hu, E. M. 1995, *AJ*, **109**, 1522
- Cristiani, S. 1987, *A&A*, **175**, L1
- Crotts, A. P. S. & Fang, Y. 1998, *ApJ*, **502**, 16
- Davé, R., Cen, R., Ostriker, J. P., Bryan, G. L., Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., Norman, M. L., & O'Shea, B. 2001, *ApJ*, **552**, 473
- Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4008, p. 534-545, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye; Alan F. Moorwood; Eds.*, pp 534–545
- Dinshaw, N., Foltz, C. B., Impey, C. D., & Weymann, R. J. 1998, *ApJ*, **494**, 567
- Dinshaw, N., Impey, C. D., Foltz, C. B., Weymann, R. J., & Chaffee, F. H. 1994, *ApJ*, **437**, L87
- D'Odorico, V., Cristiani, S., D'Odorico, S., Fontana, A., Giallongo, E., & Shaver, P. 1998, *A&A*, **339**, 678
- D'Odorico, V., Petitjean, P., & Cristiani, S. 2002, *A&A*, **390**, 13
- Edlén, B. 1966, *Meteorologia*, **2**, 71
- Ellison, S. L., Songaila, A., Schaye, J., & Pettini, M. 2000, *AJ*, **120**, 1175
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., & Verner, E. M. 1998, *PASP*, **110**, 761
- Ferrara, A., Pettini, M., & Shchekinov, Y. 2000, *MNRAS*, **319**, 539
- Foltz, C. B., Weymann, R. J., Roser, H.-J., & Chaffee, F. H. 1984, *ApJ*, **281**, L1
- Fontana, A. & Ballester, P. 1995, *Messenger*, **80**, 37
- Fukugita, M. & Lahav, O. 1991, *MNRAS*, **253**, 17P
- Giallongo, E., Cristiani, S., D'Odorico, S., Fontana, A., & Savaglio, S. 1996, *ApJ*, **466**, 46
- Goldberg, D. M. 2001, *ApJ*, **552**, 413
- Gunn, J. E. & Peterson, B. A. 1965, *ApJ*, **142**, 1633
- Gupta, N., Srianand, R., Petitjean, P., & Ledoux, C. 2003, *A&A*, **406**, 65
- Haardt, F. & Madau, P. 1996, *ApJ*, **461**, 20
- Haehnelt, M. G., Steinmetz, M., & Rauch, M. 1998, *ApJ*, **495**, 647
- Hamann, F. 1997, *ApJS*, **109**, 279

- Hamann, F. & Ferland, G. 1999, *ARA&A*, **37**, 487
- Hatton, S. & Cole, S. 1998, *MNRAS*, **296**, 10
- Hazard, C., Mackey, M. B., & Shimmins, A. J. 1963, *Nature*, **197**, 1037
- Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., & Jordi, M. 1996, *ApJ*, **457**, L51+
- Hui, L. & Gnedin, N. Y. 1997, *MNRAS*, **292**, 27
- Jannuzi, B. T., Bahcall, J. N., Bergeron, J., Boksenberg, A., Hartig, G. F., Kirhakos, S., Sargent, W. L. W., Savage, B. D., Schneider, D. P., Turnshek, D. A., Weymann, R. J., & Wolfe, A. M. 1998, *ApJS*, **118**, 1
- Kaiser, N. 1987, *MNRAS*, **227**, 1
- Katz, N., Weinberg, D. H., Hernquist, L., & Miralda-Escude, J. 1996, *ApJ*, **457**, L57+
- Kriss, G. A., Shull, J. M., Oegerle, W., Zheng, W., Davidsen, A. F., Songaila, A., Tumlinson, J., Cowie, L. L., Deharveng, J.-M., Friedman, S. D., Giroux, M. L., Green, R. F., Hutchings, J. B., Jenkins, E. B., Kruk, J. W., Moos, H. W., Morton, D. C., Sembach, K. R., & Tripp, T. M. 2001, *Science*, **293**, 1112
- Le Brun, V., Bergeron, J., & Boisse, P. 1996, *A&A*, **306**, 691
- Ledoux, C., Bergeron, J., & Petitjean, P. 2002, *A&A*, **385**, 802
- Lindler, D. 1998, <http://hires.gsfc.nasa.gov/stis/software/software.html>
- Lu, L., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., Churchill, C. W., & Vogt, S. S. 1996, *ApJS*, **107**, 475
- Mac Low, M. & Ferrara, A. 1999, *ApJ*, **513**, 142
- Madau, P., Ferrara, A., & Rees, M. J. 2001, *ApJ*, **555**, 92
- Madau, P., Haardt, F., & Rees, M. J. 1999, *ApJ*, **514**, 648
- McDonald, P. 2000, *American Astronomical Society Meeting*, **197**, 0
- McDonald, P. 2003, *ApJ*, **585**, 34
- Meinhold, P. & Lubin, P. 1991, *ApJ*, **370**, L11
- Miralda-Escudé, J., Cen, R., Ostriker, J. P., & Rauch, M. 1996, *ApJ*, **471**, 582
- Miralda-Escudé, J. & Rees, M. J. 1997, *ApJ*, **478**, L57+
- Monier, E. M., Turnshek, D. A., & Hazard, C. 1999, *ApJ*, **522**, 627
- Monier, E. M., Turnshek, D. A., & Lupie, O. L. 1998, *ApJ*, **496**, 177
- Morton, D. C. 2000, *ApJS*, **130**, 403
- Muecket, J. P., Petitjean, P., Kates, R. E., & Riediger, R. 1996, *A&A*, **308**, 17
- Nicastro, F., Zezas, A., Drake, J., Elvis, M., Fiore, F., Fruscione, A., Marengo, M., Mathur, S., & Bianchi, S. 2002, *ApJ*, **573**, 157
- Nusser, A. & Haehnelt, M. 1999, *MNRAS*, **303**, 179
- O'Meara, J. M., Tytler, D., Kirkman, D., Suzuki, N., Prochaska, J. X., Lubin, D., & Wolfe, A. M. 2001, *ApJ*, **552**, 718
- Peebles, P. J. E. 1993, *Principles of physical cosmology*, Princeton Series in Physics, Princeton, NJ: Princeton University Press, —c1993
- Penton, S. V., Shull, J. M., & Stocke, J. T. 2000, *ApJ*, **544**, 150

- Petitjean, P. 1997, in *The Early Universe with the VLT.*, pp 266–+
- Petitjean, P. & Aracil, B. 2003, *sousmis à A&A*
- Petitjean, P., Mueket, J. P., & Kates, R. E. 1995, *A&A*, **295**, L9
- Petitjean, P., Rauch, M., & Carswell, R. F. 1994, *A&A*, **291**, 29
- Petitjean, P., Surdej, J., Smette, A., Shaver, P., Muecket, J., & Remy, M. 1998, *A&A*, **334**, L45
- Pichon, C., Scannapieco, E., Aracil, B., Petitjean, P., Aubert, D., Bergeron, J., & Colombi, S. 2003, *astro-ph/0309646*
- Pichon, C., Vergely, J. L., Rollinde, E., Colombi, S., & Petitjean, P. 2001, *MNRAS*, **326**, 597
- Pieri, M. M. & Haehnelt, M. G. 2003, *astro-ph/0308003*
- Rauch, M., Haehnelt, M. G., & Steinmetz, M. 1997, *ApJ*, **481**, 601
- Readhead, A. C. S., Lawrence, C. R., Myers, S. T., Sargent, W. L. W., Hardebeck, H. E., & Moffet, A. T. 1989, *ApJ*, **346**, 566
- Riediger, R., Petitjean, P., & Mueket, J. P. 1998, *A&A*, **329**, 30
- Rollinde, E., Petitjean, P., & Pichon, C. 2001, *A&A*, **376**, 28
- Rollinde, E., Petitjean, P., Pichon, C., Colombi, S., Aracil, B., D’Odorico, V., & Haehnelt, M. G. 2003, *MNRAS*, **341**, 1279
- Sargent, W. L. W., Young, P. J., Boksenberg, A., Carswell, R. F., & Whelan, J. A. J. 1979, *ApJ*, **230**, 49
- Sargent, W. L. W., Young, P. J., Boksenberg, A., & Tytler, D. 1980, *ApJS*, **42**, 41
- Savage, B. D., Sembach, K. R., Tripp, T. M., & Richter, P. 2002, *ApJ*, **564**, 631
- Savaglio, S., Ferguson, H. C., Brown, T. M., Espey, B. R., Sahu, K. C., Baum, S. A., Carollo, C. M., Kaiser, M. E., Stiavelli, M., Williams, R. E., & Wilson, J. 1999, *ApJ*, **515**, L5
- Scannapieco, E., Ferrara, A., & Madau, P. 2002, *ApJ*, **574**, 590
- Scannapieco, E., Schneider, R., & Ferrara, A. 2003, *ApJ*, **589**, 35
- Schaye, J., Aguirre, A., Kim, T., Theuns, T., Rauch, M., & Sargent, W. L. W. 2003, *ApJ*, **541**, L1
- Schaye, J., Rauch, M., Sargent, W. L. W., & Kim, T. 2000, *ApJ*, **541**, L1
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, **197**, 1040
- Shaver, P. A., Boksenberg, A., & Robertson, J. G. 1982, *ApJ*, **261**, L7
- Shaver, P. A. & Robertson, J. G. 1983, *ApJ*, **268**, L57
- Simcoe, R. A., Sargent, W. L. W., & Rauch, M. 2002, *ApJ*, **578**, 737
- Smette, A., Robertson, J. G., Shaver, P. A., Reimers, D., Wisotzki, L., & Koehler, T. 1995, *A&AS*, **113**, 199
- Smette, A., Surdej, J., Shaver, P. A., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Weymann, R. J., Williams, R. E., & Magain, P. 1992, *ApJ*, **389**, 39
- Songaila, A. & Cowie, L. L. 1996, *AJ*, **112**, 335

- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., Komatsu, E., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2003, *ApJS*, **148**, 175
- Srianand, R., Petitjean, P., & Ledoux, C. 2000, *Nature*, **408**, 931
- Srianand, R., Petitjean, P., Ledoux, C., & Hazard, C. 2002, *MNRAS*, **336**, 753
- Steidel, C. C., Dickinson, M., & Persson, S. E. 1994, *ApJ*, **437**, L75
- Stockton, A. N. & Lynds, C. R. 1966, *ApJ*, **144**, 451
- Stumpff, P. 1980, *A&AS*, **41**, 1
- Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. 1993, *ApJS*, **88**, 253
- Telfer, R. C., Kriss, G. A., Zheng, W., Davidsen, A. F., & Tytler, D. 2002, *ApJ*, **579**, 500
- Thacker, R. J., Scannapieco, E., & Davis, M. 2002, *ApJ*, **581**, 836
- Theuns, T., Leonard, A., & Efstathiou, G. 1998a, *MNRAS*, **297**, L49
- Theuns, T., Leonard, A., Efstathiou, G., Pearce, F. R., & Thomas, P. A. 1998b, *MNRAS*, **301**, 478
- Theuns, T., Viel, M., Kay, S., Schaye, J., Carswell, R. F., & Tzanavaris, P. 2002, *ApJ*, **578**, L5
- Tripp, T. M., Giroux, M. L., Stocke, J. T., Tumlinson, J., & Oegerle, W. R. 2001, *ApJ*, **563**, 724
- Turnshek, D. A. 1988, in *Proceedings of the QSO Absorption Line Meeting*, pp 17–46
- Tytler, D. 1987, *ApJ*, **321**, 69
- Tytler, D., Fan, X.-M., Burles, S., Cottrell, L., Davis, C., Kirkman, D., & Zuo, L. 1995, in *QSO Absorption Lines, Proceedings of the ESO Workshop Held at Garching, Germany, 21 - 24 November 1994, edited by Georges Meylan. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also ESO Astrophysics Symposia, 1995., p.289*, pp 289–+
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, **107**, 803
- Viel, M., Matarrese, S., Mo, H. J., Haehnelt, M. G., & Theuns, T. 2002, *MNRAS*, **329**, 848
- Weymann, R. J., Carswell, R. F., & Smith, M. G. 1981, *ARA&A*, **19**, 41
- Weymann, R. J. & Foltz, C. B. 1983, *ApJ*, **272**, L1
- Weymann, R. J., Morris, S. L., Foltz, C. B., & Hewett, P. C. 1991, *ApJ*, **373**, 23
- Williger, G. M., Hazard, C., Baldwin, J. A., & McMahon, R. G. 1996, *ApJS*, **104**, 145
- Williger, G. M., Smette, A., Hazard, C., Baldwin, J. A., & McMahon, R. G. 2000, *ApJ*, **532**, 77
- Wolfe, A. M., Turnshek, D. A., Smith, H. E., & Cohen, R. D. 1986, *ApJS*, **61**, 249
- Wyithe, J. S. B. & Loeb, A. 2003, *ApJ*, **586**, 693
- Young, P., Sargent, W. L. W., & Boksenberg, A. 1982, *ApJS*, **48**, 455
- Young, P. A., Impey, C. D., & Foltz, C. B. 2001, *ApJ*, **549**, 76
- Zhang, Y., Anninos, P., & Norman, M. L. 1995, *ApJ*, **453**, L57+



# Annexe A

## Raies d'Absorption et Spectres de Quasars

Toute l'étude de cette thèse est basée sur les raies d'absorption, il convient donc de connaître les principes physiques de leur formation. Ceci permet principalement de modéliser les profils en absorption et ainsi de remonter aux paramètres physiques tels que la densité de colonne. De plus, l'utilisation de simulations pour en particulier estimer la validité d'un résultat est aujourd'hui devenu pratiquement inévitable. Ainsi, la modélisation des absorptions et, de façon plus générale, de spectres de quasar est un outil indispensable dans l'étude des absorbants.

### A.1 Principe Physique

Une transition d'un niveau d'énergie  $n$  à un niveau  $n'$  d'un atome ou ion  $X$  (notée par la suite  $X_{nn'}$ ) est caractérisée par trois paramètres. Le premier est la fréquence,  $\nu_0$ , associée à la différence d'énergie entre les deux niveaux. Le second est la constante d'amortissement,  $\Gamma_{nn'}$ , directement reliée aux temps de vie des niveaux  $n$  et  $n'$ . Quand au troisième, il s'agit de la force d'oscillateur,  $f_{nn'}$ , qui est un facteur corrigeant la modélisation classique de la transition par un oscillateur harmonique. Le tableau A.1 donne la valeur de ces trois paramètres pour les transitions les plus fréquentes dans le spectre d'un quasar. Ces trois paramètres permettent de définir la section efficace  $\sigma_{X_{nn'}}$  de cette transition en fonction de la fréquence<sup>1</sup>.

$$\sigma_{X_{nn'}}(\nu) = f_{nn'} S_{class} \psi \left( \nu - \nu_0, \frac{\Gamma_{nn'}}{2\pi} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$\text{avec} \quad S_{class} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{m_e c} \sim 2.654 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (\text{A.2})$$

---

1. Il existe un terme d'émission induite qui peut être négligé dans cette étude.

Ion	$\lambda_0$ (Å)	$\log(\lambda_0 f_{osc})$	$\Gamma(\times 10^8)$	Ion	$\lambda_0$ (Å)	$\log(\lambda_0 f_{osc})$	$\Gamma(\times 10^8)$
MgII	2803.5315	2.937	2.592	Nv	1242.8040	1.988	3.378
MgII	2796.3543	3.234	2.612	Nv	1238.8210	2.289	3.411
FeII	2600.1725	2.793	2.7	Hi	1215.6701	2.704	9.385
FeII	2586.6496	2.252	2.72	SiIII	1206.5000	3.304	25.5
FeII	2382.7642	2.882	3.1	Ni	1199.5496	2.202	4.104
FeII	2374.4603	1.871	2.99	SiII	1193.2897	2.775	34.95
FeII	2344.2130	2.427	2.68	SiII	1190.4158	2.474	35.03
AlIII	1862.7911	2.698	5.361	NII	1083.9900	2.048	3.508
AlIII	1854.7183	3.000	5.432	OVI	1037.6167	1.836	4.095
AlII	1670.7886	3.486	14.6	CII	1036.3367	2.106	22.9
FeII	1608.4508	1.970	1.996	OVI	1031.9261	2.138	4.163
CIV	1550.7812	2.169	2.641	Hi	1025.7223	1.909	2.506
CIV	1548.2041	2.470	2.654	NIII	989.7990	2.023	4.352
SiII	1526.7070	2.288	19.6	OI	988.7734	1.631	2.394
SiIV	1402.7729	2.554	8.656	CIII	977.0200	2.872	17.75
SiIV	1393.7602	2.855	8.825	Hi	972.5368	1.450	1.022
CII	1334.5323	2.232	2.87	OI	971.7382	1.081	0.6599
SiII	1304.3702	2.067	17.2	Hi	949.7431	1.121	0.5151
OI	1302.1685	1.804	5.75	Hi	937.8035	0.864	0.2957
SiII	1260.4221	3.104	25.33	NII	915.6120	2.123	11.51

TAB. A.1 – Liste des principales raies fortes d'après Morton et al. (Morton, 2000).

$$\text{et} \quad \psi(x,a) = \frac{2}{\pi a} \frac{1}{1 + \left(\frac{2x}{a}\right)^2} \quad (\text{A.3})$$

Le profil Lorentzien de  $\sigma_{X_{mn'}}$  de largeur à mi hauteur  $\frac{\Gamma_{mn'}}{2\pi}$  est dû à l'élargissement naturelle de la transition.

On considère maintenant une ligne de visée émergeant d'un quasar de décalage spectral  $z_{em}$  et on note  $n_X(z,v)dv$  la densité d'atomes  $X$  au décalage spectral  $z$  ayant une vitesse particulière projetée sur la ligne de visée comprise entre  $v$  et  $v+dv$  (positive pour les atomes s'éloignant de l'observateur). La contribution de ces atomes à l'absorption à la fréquence  $\nu$  (mesurée par l'observateur) du flux émis par le quasar, en d'autre terme la profondeur optique induite par la transition  $X_{mn'}$ , est donnée par:

$$d\tau(\nu) = \int_{-c}^c \sigma_{mn'}(\nu'(v)) n_X(z,v) dv dz \quad (\text{A.4})$$

où  $\nu'$  est la fréquence mesurée dans le référentiel lié à l'atome. Celle-ci est décalée du fait du flot de Hubble et du décalage Doppler dû à la vitesse particulière de l'atome. Ainsi :

$$\nu' = (1+z)\text{Dopp}(v) \nu \quad (\text{A.5})$$

$$\text{avec} \quad \text{Dopp}(v) = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} \quad (\text{A.6})$$

$$\simeq 1 + \frac{v}{c} \quad \text{pour } v \ll c \quad (\text{A.7})$$

On obtient alors le spectre en absorption de la transition  $X_{mn'}$  en intégrant sur l'ensemble de la ligne de visée :

$$\tau_{\chi_{nn'}}(\nu) = \int_0^{z_{em}} \int_{-c}^c \sigma_{\chi_{nn'}} \left( (1+z) \text{Dopp}(v) \nu \right) n_X(z,v) dv dz \quad (\text{A.8})$$

Cette expression générale n'est pas utilisée telle qu'elle. Plusieurs approximations sur la distribution  $n_X(z,v)$  sont effectuées pour simplifier l'expression du profil en absorption. [\[Enchaînement\]](#)

## A.2 Profil de Voigt

Afin de simplifier l'expression précédente, trois approximations sont généralement faites. La première, qui est tout à fait raisonnable, est de considérer les vitesses non relativistes. Ainsi l'expression du décalage Doppler est simplifié et l'intégration sur les vitesses peut être étendue jusqu'à l'infini rendant envisageable une intégration analytique. La seconde, consiste à discrétiser la densité  $n(z,v)$  en fonction du décalage spectral. Cela revient à considérer que le milieu intergalactique est formé de nuage isolé de densité uniforme. D'après cette approximation la densité peut s'exprimer alors sous la forme suivante:

$$n_X(z,v) = \sum_i N_{X,i} \phi_i(v) \delta(z - z_i) \quad (\text{A.9})$$

Où  $N_{X,i}$  est la densité de colonne en atomes  $X$  de la  $i$ ème structure se trouvant au décalage spectral  $z_i$ ,  $\phi_i(v)$  la distribution en vitesse projeté sur la ligne de visée à l'intérieur de cette structure et enfin  $\delta$  la fonction de Dirac.

Enfin la troisième hypothèse porte sur la distribution en vitesse  $\phi_i(v)$  (Eq A.9). Cette dernière est supposée être une gaussienne dont l'élargissement est due à la fois à l'agitation thermique et turbulente.

Dans le cadre de ces trois approximations et en utilisant les équations (A.1), (A.7), (A.8) et (A.9), la profondeur optique s'écrit:

$$\tau_{\chi_{nn'}}(\nu) = \sum_i \left\{ \frac{S_{class} f_{nn'} N_{X,i}}{\sqrt{\pi} b_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi \left( (1+z_i) \left(1 + \frac{v}{c}\right) \nu - \nu_0, \frac{\Gamma_{nn'}}{2\pi} \right) e^{-\left(\frac{v-v_{0,i}}{b_i}\right)^2} dv \right\} \quad (\text{A.10})$$

Où  $b_i$  est l'élargissement Doppler et  $v_0$  est la vitesse moyenne de l'absorbant, qui est considérée, par la suite, comme nulle du fait de la dégénérescence entre le décalage Doppler et le décalage spectral. L'expression (A.10) peut se mettre sous la forme plus compacte suivante:

$$\tau_{\chi_{nn'}}(\nu) = \sum_i \left\{ \frac{S_{class} f_{nn'} N_{X,i} c}{\sqrt{\pi} b_i (1+z_i) \nu} H(a_i, u_i) \right\} \quad (\text{A.11})$$

$$\text{en posant} \quad a_i = \frac{c\Gamma}{4\pi b_i(1+z_i)\nu} \quad (\text{A.12})$$

$$u_i = \frac{c}{b} \left( 1 - \frac{\nu_0}{(1+z_i)\nu} \right) \quad (\text{A.13})$$

$$\text{et} \quad H(a,u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u-y)^2} dy \quad (\text{A.14})$$

La fonction  $H(u,a)$  est la fonction de Voigt, convolution d'une Lorentzienne et d'une Gaussienne, que l'on ne peut calculer que numériquement. Cependant le rapport des largeurs à mi-hauteur de la Lorentzienne et de la Gaussienne, donné par la valeur de  $a$ , est faible en pratique (de l'ordre de  $10^{-3}$ ). On peut alors en déduire deux domaines d'approximation (Fig. A.1).

- Lorsque  $|u| < 1$ , la Lorentzienne peut être assimilée à un Dirac, ainsi  $H(a,u) \simeq e^{-u^2}$ .
- Lorsque  $|u| > 4$ , la Lorentzienne dans l'équation (A.14) peut être remplacée par  $u^{-2}$ . En effet,  $a$  est négligeable devant  $u$  et le terme  $e^{-y^2}$  permet de n'intégrer que sur la région où  $y$  est lui même négligeable. Au final, la fonction de Voigt peut être approximée par  $H(a,u) \simeq \frac{a}{\sqrt{\pi}u^2}$ .

En notant  $F(\lambda)$  le flux du quasar en fonction de la longueur d'onde et en considérant les structures comme un milieu purement absorbant, le spectre en absorption dû à la transition  $\mathbf{nn}'$  de l'atome  $X$  est donné par:

$$F_{\mathbf{Xnn}'}(\lambda) = e^{\tau_{\mathbf{Xnn}'(\lambda)}} = \prod_i \varphi_i(\lambda) \quad (\text{A.15})$$

$$\text{avec} \quad \varphi_i(\lambda) = e^{-\left\{ \tau_{0,i} \frac{\lambda}{(1+z_i)\lambda_0} H(a_i, u_i) \right\}} \quad (\text{A.16})$$

Où  $\tau_{0,i}$ , la profondeur optique au centre de la raie, est définie par:

$$\tau_{0,i} = \frac{S_{class}}{\sqrt{\pi}} \frac{f_{\mathbf{nn}'} N_{X,i} \lambda_0}{b_i} \simeq 1.497 \times 10^{-15} \frac{f_{\mathbf{nn}'} N_{X,i} [\text{cm}^{-2}] \lambda_0 [\text{\AA}]}{b_i [\text{km s}^{-1}]} \quad (\text{A.17})$$

La fonction  $\varphi_i(\lambda)$  (Eq. A.16) est appelée profil de Voigt. L'information concernant l'absorbant est contenue dans ce profil par l'intermédiaire des trois paramètres  $N_{X,i}$ ,  $z_i$  et  $b_i$  respectivement la densité de colonne, le décalage spectral et l'élargissement Doppler au sein de l'absorbant. Ce dernier paramètre est la moyenne quadratique des élargissements thermique et turbulent (Eq. A.18) et permet toujours d'obtenir une limite supérieure sur la température  $T$  de l'absorbant voir la température elle même si la turbulence est connue.

$$b_i = \sqrt{b_{The}^2 + b_{Tur}^2} \quad (\text{A.18})$$

$$\text{où} \quad b_{The} = \sqrt{\frac{2kT}{m_X}} \simeq 12.9 \sqrt{\frac{T_4}{M_X}} [\text{km s}^{-1}] \quad (\text{A.19})$$

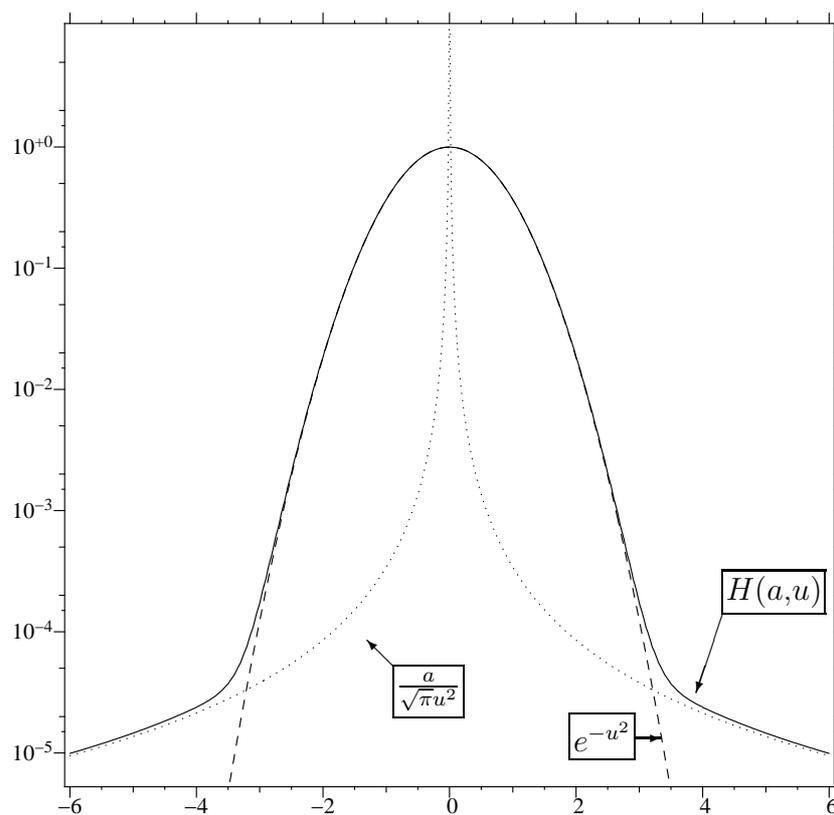


FIG. A.1 – Domaines d'approximation de la fonction de Voigt.  $H(a, u)$  ainsi que ses deux fonctions asymptotes sont représentées en fonction de  $u$ , avec  $a = 6.06 \times 10^{-4}$  ce qui correspond à la valeur de la transition Lyman $\alpha$  de l'hydrogène neutre pour  $b = 10 \text{ km s}^{-1}$ . L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique

avec  $m_X, M_X$  la masse et la masse atomique de l'atome et  $T_4$  la température normalisée à  $10^4$  K

L'analyse des absorbants, dans le cadre des trois approximations faites au début de cette section, consiste à remonter depuis le profil de la raie aux trois paramètres précédents. La méthode la plus simple permettant une telle analyse se base sur la courbe de croissance des raies d'absorption.

### A.3 Courbe de Croissance

Dans la suite on ne considère qu'un absorbant dont le décalage spectral est nul. Cette simplification n'enlève rien au caractère général de cette étude puisque le décalage spectral n'intervient que comme un simple facteur  $(1 + z_i)$  sur les longueurs d'onde. De plus les indices  $X, i$  et  $\mathbf{nn}'$  sont maintenant omis.

La courbe de croissance est en fait la courbe représentant pour un  $b$  fixé la largeur équivalente en fonction de la densité de colonne  $N$ . La largeur équivalente,  $Weq(N, b)$ , d'une raie de profil  $\varphi(\lambda)$  étant définie par:

$$Weq(N, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - \varphi(\lambda)) d\lambda \quad (\text{A.20})$$

Valeur qui est indépendante de la résolution instrumentale. En effet, la largeur équivalente traduit directement la perte d'énergie due à l'absorption, et si la convolution instrumentale modifie le profil de la raie, elle ne fait que redistribuer le flux lumineux sur l'ensemble du spectre et donc n'ajoute ni ne retire d'énergie.

La courbe de croissance pour la transition  $\text{Ly}\alpha$  de l'hydrogène neutre est représentée sur la figure A.2 pour différentes valeurs de  $b$ . On distingue trois régimes suivant la valeur de la profondeur optique au centre de la raie:

- La partie linéaire ( $\tau_0 < 0.1$ ). Les raies sont optiquement minces et ont une faible densités de colonne. La largeur équivalente ne dépend pas du paramètre de Doppler et la détermination de  $N$  est précise:

$$Weq = \frac{S_{class}}{c} N f \lambda_0 \quad (\text{A.21})$$

$$N \simeq 1.13 \times 10^{20} \frac{Weq[\text{\AA}]}{\lambda_0^2[\text{\AA}] f} [\text{cm}^{-2}] \quad (\text{A.22})$$

- La partie logarithmique ( $10 \leq \tau_0 \leq 10^3$ ). La dégénérescence de  $N$  et  $b$  pour  $Weq$  fixé rend la détermination de ces deux paramètres très imprécise. La largeur équivalente et la profondeur optique au centre de la raie sont reliés par:

$$Weq = 2\lambda_0 \frac{b}{c} \sqrt{\ln(\tau_0)} \quad (\text{A.23})$$

- La partie saturé ( $\tau_0 > 10^5$ ). Dans ce régime les raies possèdent des ailes très importantes. À nouveau, la largeur équivalente ne dépend pas de  $b$  et la détermination de  $N$  à partir de  $Weq$  (Eq A.25) ou de la modélisation des ailes, est très précise.

$$Weq = 0.562 \frac{\sqrt{S_{class}}}{c} \sqrt{\Gamma f N} \lambda_0^2 \quad (\text{A.24})$$

$$N[\text{cm}^{-2}] \simeq 1.07 \times 10^{39} \frac{Weq^2[\text{\AA}]}{\Gamma f \lambda_0^4[\text{\AA}]} \quad (\text{A.25})$$

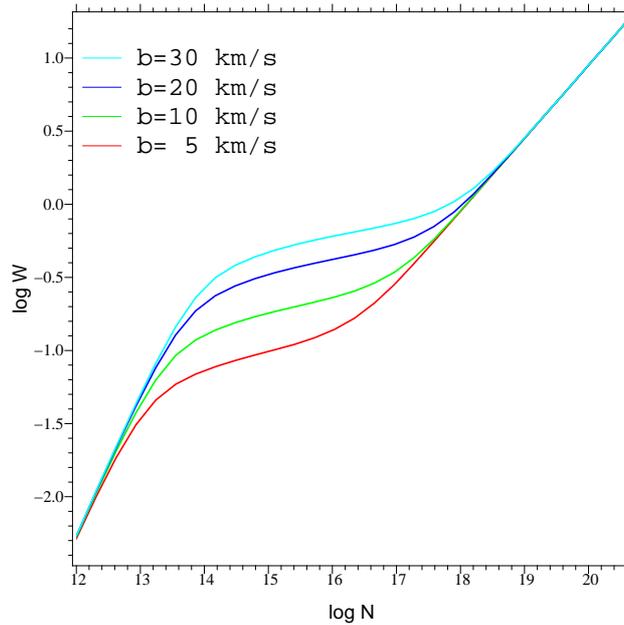


FIG. A.2 – Courbe de croissance de la transition  $\text{Ly}\alpha$  de l'hydrogène neutre: logarithme de la largeur équivalente ( $W$  en  $\text{\AA}$ ) en fonction de la densité de colonne ( $N$  en  $\text{cm}^{-2}$ ) pour différentes valeurs du paramètre de Doppler ( $b$  en  $\text{km s}^{-1}$ ).

De plus par l'utilisation de deux transitions ayant le même niveau inférieur  $n$ , il est possible dans la plupart des cas, de déterminer  $N$  et  $b$  à partir des largeurs équivalentes de ces deux transitions. La figure A.3 représentant le rapport des largeurs équivalentes du doublet C IV  $\lambda 1548, 1550$  en fonction de la largeur équivalente exprimée en angström de C IV  $\lambda 1548$  pour différentes valeurs de  $N$  et  $b$ , illustre cette possibilité. En effet, la cartographie des couples  $(N, b)$  dans ce repère ne présente, en dehors des cas asymptotiques (raies très faibles ou très saturées), qu'une seule zone de dégénérescence centrée au point  $(0.26, 1.13)$  correspondant au cas critique de la partie logarithmique de la courbe de croissance.

## A.4 Ajustement des raies

L'inconvénient de la méthode de la courbe croissance est qu'elle est utilisable uniquement pour des raies isolées. Pour des systèmes plus complexes, la décomposition en profils

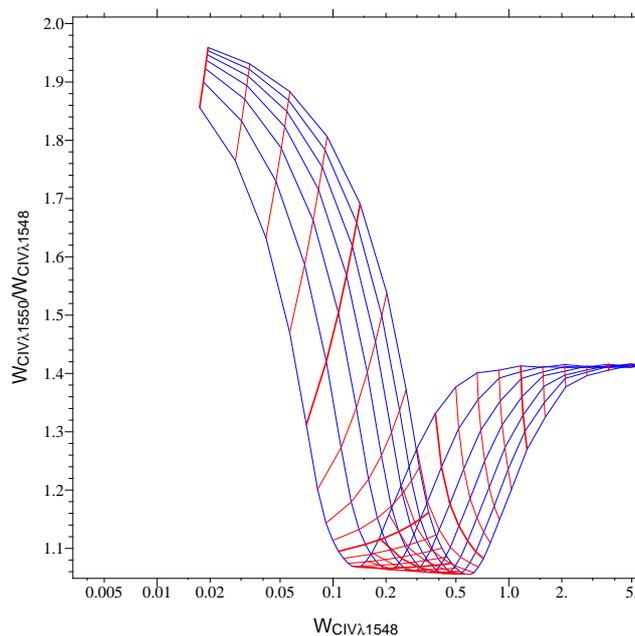


FIG. A.3 – Rapport de la largeur équivalente pour le doublet C iv $\lambda$ 1548,1550 en fonction de la largeur équivalente de C iv $\lambda$ 1548 pour différentes valeurs de  $N$  et  $b$ . Les courbes bleues (rouges) correspondent au cas où  $b$  ( $N$ ) est fixé. Les valeurs de  $b$  [ $\text{km s}^{-1}$ ] (respectivement  $\log(N[\text{cm}^{-2}])$ ) varient de 5 (resp. 12) pour la courbe bleue (resp. rouge) la plus à gauche; à 20 (resp. 20) pour la courbe bleue (resp. rouge) la plus à droite; avec un pas de 0.25 (resp. 0.2).

de Voigt est l'outil idéal. Cette décomposition consiste à ajuster, par une méthode de minimisation quelconque, la raies d'absorption avec autant de profils nécessaires et ce en tenant compte de la convolution instrumentale.

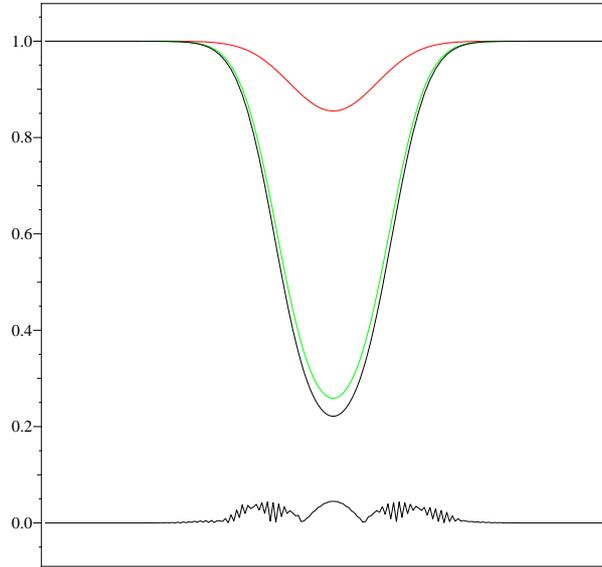


FIG. A.4 – Décomposition d'une raie simple en deux raies distinctes prouvant la non-unicité de la décomposition d'un système absorbant par des profils de Voigt. La courbe du bas en noire est la valeur absolue de la différence entre le profil initial (en noire) et la somme des deux raies en couleurs, le tout multiplié par 100. Les deux décompositions sont indiscernables lorsque la raie est bruitée.

Cependant, deux problèmes subsistent. Tout d'abord, les fonctions décrivant les profils de Voigt ne forment pas une base. Ainsi l'unicité de la décomposition d'un système absorbant, et donc l'ensemble des valeurs obtenues par l'ajustement, n'est pas assurée. A titre d'exemple, la figure A.4 représente la décomposition en deux profils de Voigt d'une unique raie d'absorption. Deuxièmement, la simplicité des hypothèses sous-jacentes à l'analyse en profil de Voigt, diminue fortement la valeur physique des paramètres  $N$ ,  $b$ ,  $z$ .

Cependant, la courbe de croissance et la décomposition en profils de Voigt sont les méthodes les plus utilisées en partie du fait de leur simplicités. De plus cela reste des moyens efficaces de mesures qui en complément de simulations permettent tout de même d'obtenir des informations utiles sur les systèmes absorbants. En particulier, la classification principale des absorbants se base entre autre sur les résultats de ces deux méthodes.

## A.5 Classification des absorptions Lyman- $\alpha$

Weymann et al. introduit en 1981 un classification des absorptions en fonction de leur densité de colonne en hydrogène neutre et de leur métallicité. La métallicité d'un métal 'X', notée  $Z(X)$ , correspond à l'abondance de X relativement à celle de l'hydrogène. On

utilisera par la suite la notation traditionnelle suivante:

$$[X/H] \equiv \log \left( \frac{Z(X)}{Z_{\odot}(X)} \right) \quad (\text{A.26})$$

et on désignera la métallicité moyenne par  $[Z/H]$ .

- *La forêt Lyman*: elle correspond aux raies faiblement saturées et peu larges se trouvant à des longueurs d’onde inférieures à celle de l’émission Lyman  $\alpha$  du quasar et ayant une densité de colonne vérifiant:

$$12.5 < \log (N_{\text{HI}}[\text{cm}^{-2}]) < 16$$

Ces raies d’hydrogène neutre proviennent du milieu intergalactique plutôt que des galaxies. La recherche de métaux associés à cette population d’absorptions afin de déterminer si la composition de la forêt est ou non primordiale, a montré que pour plus de 75% des absorption H I de densité de colonne supérieure à  $10^{14.5}[\text{cm}^{-2}]$  une absorption en carbone étaient observée conduisant à une métallicité moyenne du milieu intergalactique d’environ  $[Z/H] \simeq -2, -3$  (Tytler et al., 1995; Cowie et al., 1995; Songaila et Cowie, 1996; Ellison et al., 2000). La répartition des métaux n’est pas homogène (Rauch et al., 1997), le facteur de remplissage étant estimé à environ 10% (Pichon et al., 2003). Pour des densités de colonne plus petites ( $N_{\text{HI}} < 10^{14}$ ) des outils d’analyse statistique (“stacking” ou “pixel per pixel”) sont nécessaires du fait de la faible intensité estimée des raies métalliques associées. Malgré la qualité des données actuelles, la présence ni l’absence de métaux dans les régions sous-dense du MIG ne peut-être confirmée (Schaye et al., 2003; Aracil et al., 2003; Pieri et Haehnelt, 2003). La réponse à cette question est primordiale pour la détermination de l’histoire de l’enrichissement du MIG et nécessite principalement des données à très haut rapport signal à bruit.

- *Les systèmes métalliques*: Pour des densités de colonne plus grande que  $N_{\text{HI}} \sim 10^{16} - 10^{20}$ , les raies d’absorption sont associées aux halos des galaxies (Le Brun et al., 1996; Katz et al., 1996). L’association à d’ailleurs été directement observée (Bergeron, 1986; Cristiani, 1987; Bergeron et Boisse, 1991; Steidel et al., 1994). Ces absorptions possèdent toujours une contrepartie métallique (C IV, Mg II, Fe II) permettant de déduire, par l’intermédiaire d’un modèle d’ionisation, la métallicité de l’absorbant associé.
- *Les systèmes Lorentzien amortis*: Cette population correspond à des densités de colonne supérieures à  $10^{20}\text{cm}^{-2}$ . Elle est spatialement associée aux disque proto-galactiques (Wolfe et al., 1986; Katz et al., 1996; Haehnelt et al., 1998; Boissier et al., 2003). Ces raies correspondent à la partie saturée de la courbe de croissance (leur profil ne dépend donc pas du paramètre de Doppler) et possèdent de larges ailes dues à la composante Lorentzienne du profil de Voigt dont la forme est sensible à la densité de colonne. Cette dernière peut être alors facilement et précisément estimée (à mieux qu’un facteur deux). De plus, l’hydrogène dans ces absorbants est majoritairement sous forme neutre rendant la correction d’ionisation très faible: la densité

de colonne mesurée pour l'hydrogène neutre peut donc être assimilée à celle de l'hydrogène. À cela s'ajoute la présence de nombreux métaux permettant une analyse détaillée de la métallicité et de l'état d'ionisation des systèmes Lorentziens.

Tout ceci a fait des systèmes lorentziens ("Damped systems" en anglais) l'un des moyens les plus efficaces pour étudier l'évolution temporelle des galaxies. La métallicité moyenne de ces systèmes, tracée par celle du fer, étant comprise entre -1.0 et -2.5 (Lu et al., 1996).

- *Les raies larges*: Correspondent à des absorptions associées au quasar s'étalant sur quelques milliers de kilomètres par seconde et présentant un état d'ionisation élevé (Turnshek, 1988; Weymann et al., 1991). Le gaz donnant naissance à ces absorptions est supposé être du matériel éjecté par le quasar se trouvant proche de la région centrale (Srianand et al., 2002; Gupta et al., 2003). Ainsi l'étude de la métallicité du gaz absorbant est un moyen d'analyser l'enrichissement métallique des régions centrales des galaxies à noyaux actifs (Hamann et Ferland, 1999).



## Annexe B

**Article : Mesure du rapport des longueurs d'onde du doublet C IV**

# The ratio of the C IV $\lambda\lambda 1548, 1550$ rest-wavelengths from high-redshift QSO absorption lines\*

Patrick Petitjean<sup>1,2</sup> and Bastien Aracil<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France, petitjean@iap.fr

<sup>2</sup> LERMA, Observatoire de Paris-Meudon, 61 avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France

Received date / Accepted date

**Abstract.** We use very high quality VLT-UVES data of quasar spectra obtained in the course of the ESO Large Programme "Cosmic evolution of the Intergalactic Medium", to show that the ratio of the C IV doublet rest-wavelengths published in the literature and widely used is inconsistent with high-redshift observations. From analysis of 116 C IV systems we obtain:  $\lambda_2/\lambda_1 = 1.00166241 \pm 0.16 \times 10^{-6}$ . A similar analysis on 34 Si IV systems shows that the observed ratio is consistent with the well known Si IV  $\lambda\lambda 1393, 1402$  wavelengths. Using Si IV lines to calibrate the C IV lines we find  $\lambda_{1,2} = 1548.2037$  and  $1550.7775 \pm 0.0014$  Å which is consistent with the Griesmann & Kling (2000) laboratory wavelengths. This shows that it is possible to perform atomic physics measurements using high redshift astrophysical data and testifies the quality of the wavelength calibration of the data obtained with UVES. This is of great importance for future studies based on the unique data set gathered during the ESO-UVES large programme.

**Key words.** cosmology: observations – intergalactic medium – galaxies: halos – quasars: absorption lines

## 1. Introduction

The resonance transitions  $2s^2S_{1/2} - 2p^2P_{1/2,3/2}$  near 1550 Å for C IV and  $3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{1/2,3/2}$  near 1400 Å for Si IV are among the most important transitions for optical plasma diagnostics in the interstellar medium, the intergalactic medium and stellar atmospheres. They are widely observed in the ultra-violet with HST but also in the optical and infrared wavelength ranges when redshifted. The rest wavelengths of these transitions have been measured experimentally by Griesmann & Kling (2000). These measurements are very important as the energy of the atomic transitions depend on the electromagnetic coupling constant  $\alpha$  that has been claimed recently to vary with cosmic time (Murphy et al. 2003). Indeed, the possible time variation of  $\alpha$  is registered in the absorption line spectra seen toward high- $z$  QSOs (Savedoff 1956) and several attempts to measure the variation in  $\alpha$  were based on measuring at high redshift the wavelengths of alkali doublets like the Si IV doublet (Cowie & Songaila 1995, Varshalovich et al. 1996, Murphy et al. 2001b). In addition, C IV is one of

the species most frequently detected in the gas at high redshift. The ratio of the two wavelengths in the doublet is therefore of great interest to anyone interested in fitting the doublet ratio at high- $z$  (e.g. Rauch et al. 1996, Pichon et al. 2003).

The laboratory measurements of the doublet wavelengths by Griesmann & Kling (2000) are more accurate for Si IV than for C IV. In the present paper we show that we can measure the ratio of the two wavelengths in the C IV doublet with even better accuracy using high redshift data the calibration of which is ascertain by the Si IV doublet.

## 2. Data

The data used in this study have been obtained with the Ultra-violet and Visible Echelle Spectrograph (UVES) mounted on the ESO KUEYEN 8.2 m telescope at the Paranal observatory for the ESO-VLT Large Programme "Cosmic evolution of the intergalactic medium" (PI: Jacqueline Bergeron). This survey gives a homogeneous sample of 20 QSO lines of sight suitable for studying various properties of the intergalactic medium over a redshift range 1.7–4.5. All the quasars were observed in good seeing conditions (better than 0.8 arcsec) with 1 arcsec slit width. The data were reduced using an improved version of the UVES pipeline, a set of procedures implemented in

Send offprint requests to: P. Petitjean

\* Based on observations carried out at the European Southern Observatory (ESO), La Silla, under prog. ID No. 166.A-0106(A) with the UVES spectrograph at the ESO Very Large Telescope, Paranal, Chile.

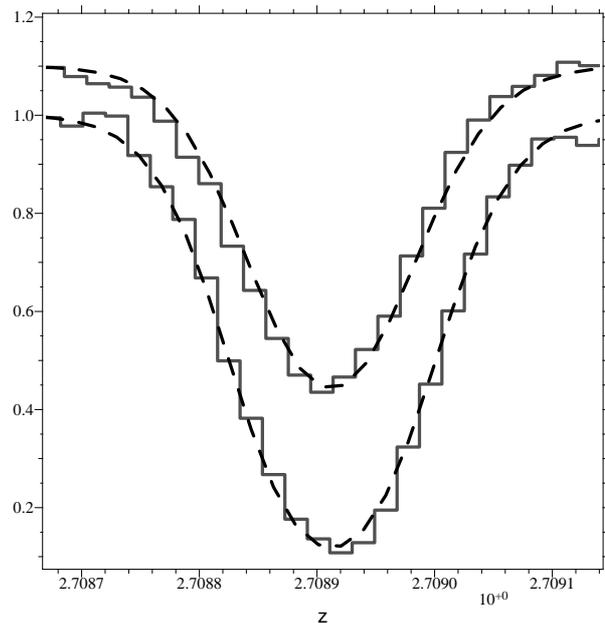
a dedicated context of MIDAS, the ESO data reduction package (Aracil et al. in preparation). The main characteristics of the pipeline is to perform a precise inter-order background subtraction for science frames and master flat-fields, and to allow for an optimal extraction of the object signal rejecting cosmic ray impacts and performing sky-subtraction at the same time. The reduction is checked step by step. Wavelengths were corrected to vacuum-heliocentric values and individual 1D spectra were combined together. As the error spectrum is very important for our analysis care was taken while combining the error spectrum of individual exposures. In all case spectra were obtained covering the observed wavelength range of 3000-10000 Å. In our study we use only absorption lines that are present in the higher wavelength range of Lyman- $\alpha$  emission line. Typical S/N  $\sim 50 - 80$  per pixel is achieved in the whole wavelength range of interest and spectral resolution  $\geq 45,000$ . This is approximately a factor 2 improvement on S/N at similar resolution compared to earlier studies.

Possible systematic effects leading to wavelength miscalibration have been discussed by Murphy et al. (2001a) and we specify here a few technical points. Wavelength calibration has been extensively checked using the ThAr lamps. Errors measured from the lamp spectra are typically  $\sim 2$  mÅ. Air-vacuum wavelength conversion has been made using Edlén (1966) formula at 15°C. A shift in the wavelength scale can be introduced if the Thorium-Argon lamp and the science spectra are taken at systematically different temperatures. In the case of the Large Programme, most of the lamp spectra have been taken just before or after the science exposures. In any case, the temperature variations measured over one night in UVES are smaller than 0.5 K (see Dekker et al. 2000). Heliocentric correction is done using Stumpff (1980) formula. In addition, all exposures have been taken with the slit aligned with the parallactic angle so that atmospheric dispersion has little effect on our measurements. Therefore, as discussed by Murphy et al. (2001a), uncertainties due to these effects are negligible. Note that in any case, here we mainly discuss the ratio of the C IV  $\lambda\lambda 1548, 1550$  wavelengths which are separated by  $\sim 4.6$  Å only (Section 3). On these scales, relative calibration is even more accurate.

### 3. The wavelength ratio

#### 3.1. Inaccuracy in the C IV wavelengths

We have searched the 20 QSO lines of sight for C IV systems and fitted them with Voigt profiles (see Pichon et al. 2003). In the course of this exercise, we noticed that some of the fits were not satisfactory. Looking carefully at these systems led us to the conclusion that the wavelengths given in the literature (that we were using) were not accurate enough given the quality of the data. A typical example is given in Fig. 1. It can be seen that the separation of the two modelled absorption lines, using published wavelengths, is too large compared to the rel-



**Fig. 1.** This is an illustration of the fact that the published wavelengths of the C IV doublet are not accurate enough for our data at  $z = 2.70892$  toward PKS 0329–255. It is apparent that the separation of the two modelled lines ( $\lambda 1548$  is the bottom line and  $\lambda 1550$  the upper line), using published wavelengths, is too large.

ative positions of the observed lines. The slight shift is smaller than the pixel size but is coherent over the profile. Note that the wavelength calibration accuracy is of the same order of magnitude than the accuracy of the laboratory measurements. Indeed the C IV wavelengths are  $1550.781 \pm 0.002$  and  $1548.204 \pm 0.001$  Å respectively when our accuracy is of the order of 2 mÅ for a mean redshift close to about 2.

#### 3.2. Wavelength ratios

Of course and although the C IV systems are found over a large redshift range ( $1.3 < z < 3.5$ ) and therefore are redshifted at very different places in the spectra, it can always be argued that this observed shift may be due to our calibration. Although great care was taken in the calibration procedure, this possibility can only be dismissed with an internal calibrator. It happens that the wavelengths of the Si IV doublet are better known than the C IV ones. The two wavelengths are  $\lambda_{1,2} = 1393.76018 \pm 4 \times 10^{-5}$  and  $1402.77291 \pm 4 \times 10^{-5}$  Å respectively. Therefore, if the calibration is correct, we should not see any significant shift for the Si IV doublet.

We have selected absorption systems with components that are not saturated and that are not blended with other absorptions. We have identified 116 and 34 such, respectively, C IV and Si IV doublets. For each of them we fit the two lines of the doublets with Voigt profiles leaving free the parameter  $c$  defined as  $\lambda_2/\lambda_1 = (\lambda_2/\lambda_1)_0 \times (1 + c)$ . This parameter  $c$  measures the deviation of the observed

ratio from the published one (marked with the subscript "0"). Results are shown in Fig. 2 where all measurements of the parameter  $c$  are given for Si IV (upper panel) and C IV (lower panel) versus an arbitrary ranking scale. Systems are ordered by increasing redshift however. One sigma errors are shown for each of the systems. The weighted mean of the ratios are  $(-2.16 \pm 0.10) \times 10^{-6}$  and  $(0.24 \pm 0.21) \times 10^{-6}$  for, respectively, C IV and Si IV. It is clear however that the scatter in the measurements is larger than what is expected from most of individual errors. This is because effects like continuum fitting and blending are not accurately taken into account when estimating individual errors. We therefore estimate the non weighted means and obtain:  $(-2.10 \pm 0.16) \times 10^{-6}$  and  $(0.25 \pm 0.35) \times 10^{-6}$  for, respectively, C IV and Si IV. It is apparent that although the measured value for the Si IV doublet is compatible with zero within errors, the one for C IV is not.

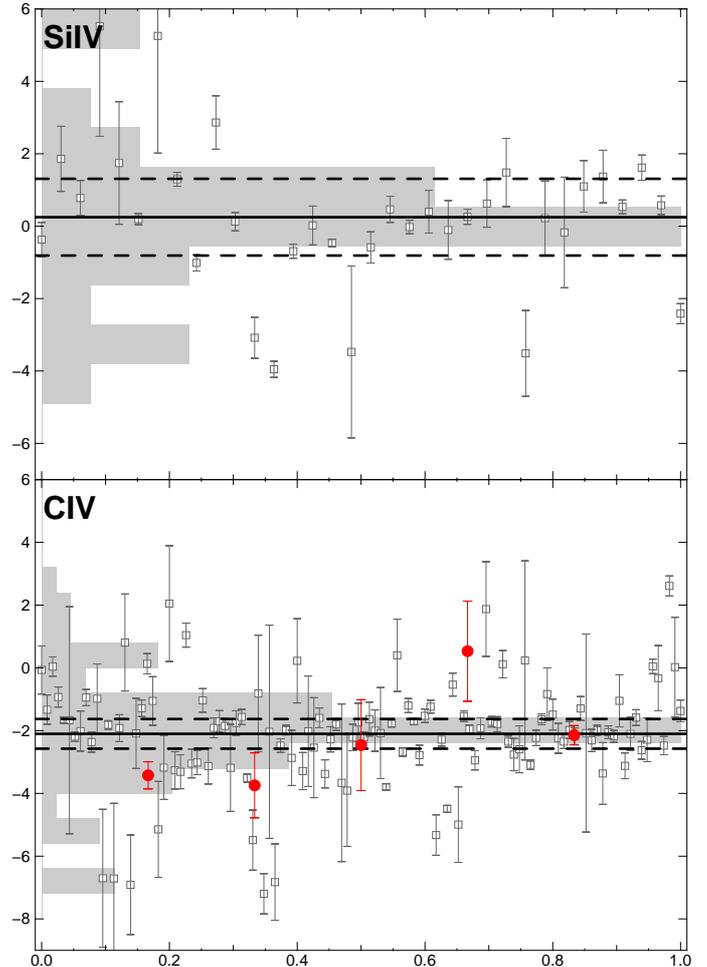
As a final check, we have used the only Keck data publicly available, a very good spectrum of APM 08279+5255 (Ellison et al. 1999, Petitjean et al. 2000), to perform the same analysis on the 5 C IV systems suitable for this. The measurements are overplotted on Fig. 2 and are compatible with our findings.

#### 4. Wavelengths

We can try and derive the absolute value of the C IV wavelengths by fitting together the C IV and Si IV doublets, using Si IV as an anchor. This can be done only on a few systems as both doublets should meet the previous selection criteria. Only 12 systems are available for this overall fit for which we fix the Si IV wavelengths and the ratio of the C IV wavelengths. An example of such system is shown in Fig. 3. The histogramme of the shifts  $\Delta\lambda$  to be applied to  $\lambda_1$  is given in Fig. 4. We find that the best values are  $\lambda_{1,2} = 1548.2037$  and  $1550.7776 \pm 0.0012$  Å. Due to lack of statistics, the accuracy is not that large but wavelengths are consistent within errors with Griesmann & Kling measurements.

#### 5. Conclusion

We have used high quality and high spectral resolution data of high redshift quasars gathered during the ESO large programme "Cosmic evolution of the intergalactic medium" to constrain the wavelengths of the C IV doublet. We have fitted 116 C IV and 34 Si IV doublets. The latter are well fitted using the published wavelengths. This is not the case of the formers for which published wavelengths are inconsistent with astrophysical data. The unweighted mean of the derived ratio  $\lambda_2/\lambda_1$  for Si IV is consistent with the wavelengths published in the literature. On the contrary, the ratio has to be corrected adding a correction factor  $c$  defined as  $\lambda_2/\lambda_1 = (\lambda_2/\lambda_1)_0 \times (1 + c)$  of  $c = (-2.10 \pm 0.16) \times 10^{-6}$  for C IV. Note that the precision here is not high enough to discuss any variation of  $\alpha$ . For this, a highly focussed

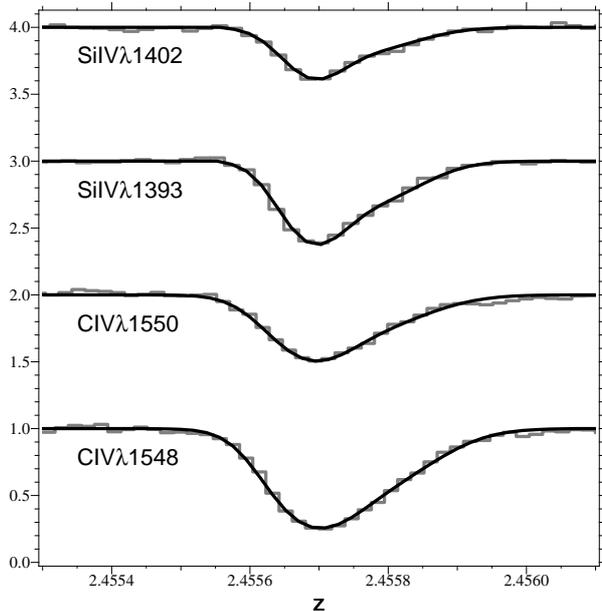


**Fig. 2.** The fitted parameter  $c$  defined as  $\lambda_2/\lambda_1 = (\lambda_2/\lambda_1)_0 \times (1 + c)$ , where the "0" subscript indicates published values, is plotted versus an arbitrary ranking scale for the 116 C IV (lower panel) and 34 Si IV (upper panel) doublets. However, systems are ordered by increasing redshift. The histograms show the distribution of  $c$  values. The unweighted means of  $c$  are  $(-2.10 \pm 0.16) \times 10^{-6}$  and  $(0.25 \pm 0.35) \times 10^{-6}$  for, respectively, C IV and Si IV. The means and  $3\sigma$  limits are indicated by solid and dashed lines respectively. Five additional measurements using the only publicly available Keck spectrum of APM 08279+5155 are overplotted as filled circles and are consistent with the UVES measurements.

procedure has to be implemented. Additional C IV measurements using the only publicly available Keck spectrum of APM 08279+5155 are consistent with the UVES measurements. Our best estimates of the wavelengths are  $\lambda_{1,2} = 1548.2037$  and  $1550.7775 \pm 0.0014$  with their ratio better defined as  $\lambda_2/\lambda_1 = 1.00166241 \pm 0.16 \times 10^{-6}$ .

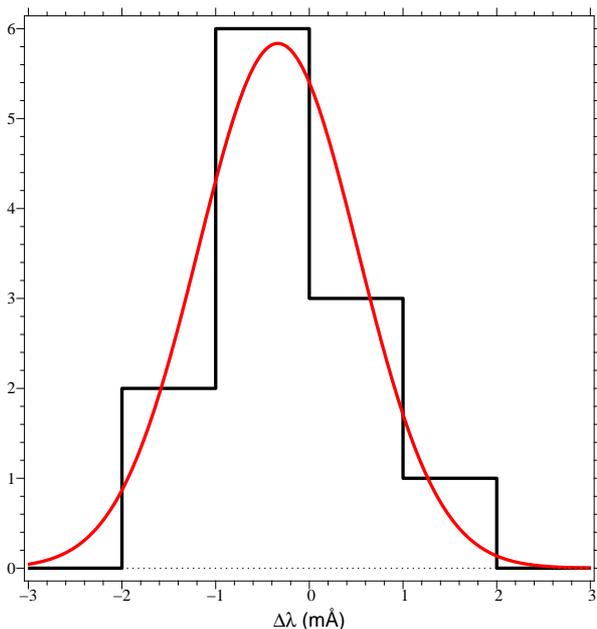
This testifies the quality of the wavelength calibration of the data obtained with UVES. This is of great importance for future studies based on the unique data set gathered during the ESO large programme "Cosmic evolution of the intergalactic medium".

*Acknowledgements.* This work is based on observations collected during programme 166.A-0106 (PI: Jacqueline



**Fig. 3.** Example of a Si IV–C IV system fitted with the new wavelengths at  $z = 2.4557$  toward PKS 0329–255.

- Ellison, S. I., Lewis, G. F., Pettini, M., et al., 1999, *PASP*, 111, 946  
 Griesmann, U., & Kling, R. 2000, *ApJ*, 536, L113  
 Mohr, P. J., & Taylor, B. N. 1998, *Rev. Mod. Phys.*, 72, 351  
 Murphy, M. T., Webb, J. K., Flambaum, V. V., Churchill, C. W., & Prochaska, J. X. 2001a, *MNRAS*, 327, 1223  
 Murphy, M. T., Webb, J., Flambaum, V., Prochaska, J. X., & Wolfe, A. M. 2001b, *MNRAS*, 327, 1237  
 Petitjean, P., Aracil, B., Srianand, R., & Ibata, R. *A&A*, 359, 457  
 Pichon, C., Scannapieco, E., Aracil, B., Petitjean, P., Aubert, D., Bergeron, J., & Colombi, S. 2003, *astro-ph/0309646*  
 Rauch, M., Sargent, W. L. W., Womble, D. S., & Barlow, T. A. 1996, *ApJ*, 467, L5  
 Savedoff, M. P. 1956, *Nature*, 178, 688  
 Stumpff, P. 1980, *A&AS*, 41, 1  
 Varshalovich, D. A., Panchuk, V. E., & Ivanchik, A. V. 1996, *Astron. Lett*, 22, 6



**Fig. 4.** Histogram of the wavelength shift to be applied to the published wavelength of C IV  $\lambda 1548$ . We find  $\Delta\lambda = -0.34$  mÅ and  $\sigma = 1.2$  mÅ. Therefore,  $\lambda_{1,2} = 1548.2037$  and  $1550.7775 \pm 0.0014$  Å.

Bergeron) of the European Southern Observatory with the Ultra-violet and Visible Echelle Spectrograph mounted on the 8.2 m KUEYEN telescope operated at the Paranal Observatory, Chile.

## References

- Cowie, L. L., & Songaila, A. 1995., *ApJ*, 453, 596  
 Dekker, H., D’Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, *SPIE* 4008, 534  
 Edlén, B. 1966, *Metrologia*, 2, 71