THESE DE DOCTORAT

Spécialité Astronomie et Astrophysique

présentée par

Hakim ATEK

pour obtenir le grade de DOCTEUR

DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Les vicissitudes d'un outil cosmologique : la raie Lyα

Thèse soutenue le 11 septembre 2009 devant le jury composé de :

Patrick Boissé	Président du jury
Daniel Kunth	Directeur de thèse
Daniel Schaerer	Directeur de thèse
Roser Pello	Rapportrice
Bruno Guiderdoni	Rapporteur
François Hammer	Examinateur

A mon grand-père

Table des matières

Introduction iii

1 Histoire de la formation stellaire de l'univers 1
- 1.1 A l'aube de la formation des galaxies . . . 1
- 1.2 Sonder l'Univers . . . 4
  - 1.2.1 Les premières prédictions . . . 5
  - 1.2.2 Sélection par émission Lyα . . . 7
  - 1.2.3 Sélection par décrément Lyman . . . 9
  - 1.2.4 Autres méthodes de sélection . . . 11
- 1.3 La raie Lyα : un outil cosmologique . . . 16
  - 1.3.1 Caractérisation des populations de galaxies lointaines . . . 16
  - 1.3.2 Le taux de formation stellaire . . . 17
  - 1.3.3 Fonction de luminosité . . . 18
  - 1.3.4 L'époque de la réionisation dévoilée par Lyα . . . 20
  - 1.3.5 Identification de la première génération d'étoiles . . . 22
  - 1.3.6 Tracer les grandes structures de l'Univers . . . 24
  - 1.3.7 Le mystère des "Blobs" Lyα . . . 26
- 1.4 Les difficultés d'interprétation inhérentes à la nature de la raie Lyα . 27
- 1.5 Les leçons de l'Univers local . . . 30
  - 1.5.1 Le paradoxe observationnel à travers les études spectroscopiques 30
  - 1.5.2 L'imagerie Lyα avec le Télescope Spatial Hubble . . . 32
- 1.6 La physique de la raie Lyα . . . 33
  - 1.6.1 Mécanisme d'émission Lyα . . . 33
  - 1.6.2 Le transfert radiatif de Lyα . . . 35
  - 1.6.3 Redistribution angulaire et fréquentielle . . . 38
  - 1.6.4 Interaction avec la poussière . . . 38
  - 1.6.5 Des études analytiques aux modèles numériques . . . 39

2 Le rôle de la poussière dans la visibilité de l'émission Lyα 43
- 2.1 Données observationnelles . . . 46
  - 2.1.1 Observations HST . . . 46
  - 2.1.2 Observations au sol . . . 47
  - 2.1.3 Incertitudes . . . 51
- 2.2 Imagerie et analyse des propriétés individuelles des galaxies . . . 51
  - 2.2.1 Description des résultats de l'imagerie . . . 55
  - 2.2.2 Analyse des galaxies individuelles . . . 57

2.3 Discussion 62
2.3.1 Effets d'évolution 63
2.3.2 Correction de l'extinction 64
2.3.3 Lyα, un indicateur fiable du taux de formation stellaire ? . . . 66
2.3.4 Implications pour les galaxies à grand redshift 68
2.4 Conclusion 70

3 Simulation du transfert radiatif de Lyα dans les starbursts 73
3.1 Caractérisation des LBGs à $z \sim 3$ et implications pour les populations LBG et LAE 73
3.1.1 Quelle géométrie, pour quelles raisons ? 75
3.1.2 Le modèle 76
3.1.3 Méthode d'ajustement 76
3.1.4 Echantillon des LBGs 77
3.1.5 Contraindre les propriétés du gaz et de la population stellaire des LBGs 79
3.1.6 Incertitudes 83
3.1.7 la fraction d'échappement 84
3.1.8 EW(Lyα) et extinction 85
3.1.9 Assimiler la population des LAEs à celle des LBGs par le transfert radiatif de Lyα 86
3.1.10 Conclusions 87

4 Origine de l'absorption Lyα dans les starbursts 89
4.1 Données et indications observationnelles 90
4.1.1 Spectroscopie 90
4.1.2 imagerie et extinction 95
4.1.3 Emission Lyα intrinsèque 95
4.1.4 Autres indications observationnelles 97
4.2 Lever un paradoxe observationnel : l'absorption Lyα dans IZw 18 . . 98
4.2.1 Modélisation du transfert radiatif de Lyα et du continu UV . 99
4.2.2 Effects géométriques sur le profil Lyα 102
4.2.3 Expliquer les variations spatiales du profil Lyα 103
4.2.4 Discussion 106
4.3 Généralisation aux émetteurs et absorbants Lyα à bas et grand redshift 107
4.3.1 Comparaison avec les starbursts proches 107
4.3.2 Comparaison avec les galaxies à grand z 108
4.4 Conclusion 109

5 Echantillon GALEX d'émetteurs Lyα à $z \sim 0.3$ 113
5.1 Observations 115
5.1.1 L'échantillon *GALEX* 115
5.1.2 Le suivi spectroscopique 115
5.2 Analyse des propriétés physiques et spectrales 118
5.2.1 Procédure de mesure 118
5.2.2 Extinction 119
5.2.3 Contribution des AGN 119

5.3 La physique de Lyα selon le redshift 121
5.3.1 Largeur équivalente Lyα 121
5.4 La désertion des photons Lyα : ingrédient cosmologique clé 123
5.4.1 Taux de formation stellaire 126
5.4.2 EW(Lyα) contre EW(Hα) 128
5.5 Conclusion 130

6 Discussions et conclusion 133
6.1 L'émission Lyα sur un temps cosmique 133
6.2 Projets en cours et perspectives 135

Liste de publications 138
6.3 Journaux à comité de lecture 139
6.4 Autres journaux 139

Bibliographie 141

Remerciements 154

Publications choisies 157

« Je recommande l'étude constante de la Nature, grâce à laquelle je jouis dans ma vie d'une sérénité parfaite [...] Dans les autres occupations, la jouissance vient une fois qu'elles ont été menées à bien, mais, en philosophie, le plaisir va du même pas que la connaissance : car ce n'est pas après avoir appris que l'on éprouve la joie, mais pendant la recherche même. »

Épicure

Introduction

Lors de la dernière décennie, l'exploration de l'Univers lointain a connu un essor assez spectaculaire, eu égard à une ère pas si lointaine restée désespérément infructueuse. Ainsi, une pléthore de quasars et de galaxies a été détectée, et ce à des distances devenues "cosmologiques", correspondant à un Univers alors âgé d'à peine 7% de son âge actuel. Il semble que ces objets, déjà en place relativement tôt, soient les ancêtres de nos galaxies actuelles. Cette classe d'objets est devenue accessible grâce à une signature extrêmement brillante : la raie de recombinaison de l'hydrogène Lyman-alpha (ci-après Lyα). Il est instructif, pour la suite de notre discussion, de signaler que ces progrès procèdent plus de l'avènement d'instruments modernes à grandes surfaces collectrices et détecteurs extrêmement sensibles, qu'à une avancée majeure réelle dans nos théories scientifiques à ce moment-là.

En effet, après une longue période de disette, marquée par quelques découvertes marginales mais nécessaires à l'entretien d'un certain enthousiasme, une interrogation, qui allait devenir essentielle, faisait son chemin. Pour quelles raisons les prédictions et les théories faisant pourtant précepte à l'époque, ont été mises à mal par les échecs observationnels d'émetteurs Lyα ? Ou bien encore, si les hypothèses de formation d'étoiles et de recombinaison dans les galaxies primitives, à la base de ces prédictions, sont raisonnables, où passent donc tous les photons Lyα émis et censés dominer le spectre de ces cibles ? Sans pour autant que ces questions ne soient résolues, les observatoires spatiaux (*HST, SPITZER* ...) et la classe de télescopes de 10 mètres de diamètre (*Keck, VLT, SUBARU*) combinés à des techniques de détection élaborées vont, à partir de la fin des années 90, changer radicalement notre connaissance des galaxies lointaines. Un échantillon de milliers de galaxies est désormais disponible, couvrant une large gamme en termes de décalage spectral (i.e. de distance, noté z) et permettant, grâce aux propriétés de la raie Lyα, d'entreprendre une diversité incomparable d'études astrophysiques et cosmologiques. En outre, l'émission Lyα permet, **en principe**, un diagnostic de la formation stellaire des galaxies, de tracer les grandes structures de l'univers ou bien encore trahir la fin de l' "âge sombre", i.e. le moment auquel l'univers est redevenu transparent à la lumière. Nous reviendrons évidemment, un peu plus tard, plus en détail sur ce potentiel cosmologique attribué à Lyα.

Mais avant de voir ces aspirations excitantes se concrétiser, un certain nombre d'incohérences et de contradictions observationnelles, accumulées dans l'univers local et lointain, qui remettent sérieusement en cause la validité des interprétations basées sur Lyα, doivent impérativement être résolues. J'en veux pour preuve le taux de formation stellaire (SFR pour "Star Formation Rate") par exemple, souvent mesuré dans les galaxies lointaines à partir de Lyα (donné en unités de masses solaires

par an $M_\odot$ yr^{-1}). On ne peut sérieusement prétendre remonter systématiquement au SFR d'une galaxie à partir de la luminosité Lyα avec la calibration simpliste appliquée actuellement. Plusieurs études ont montré que l'indicateur Lyα sous-estime presque systématiquement le SFR par rapport aux autres indicateurs (luminosité dans l'ultraviolet par exemple). De plus, la fréquence de détection de la raie Lyα dans les galaxies jeunes reste très faible (environ 25% dans un échantillon de quelques milliers de galaxies lointaines). Parce que, l'interaction des photons Lyα dans le milieu interstellaire (MIS) des galaxies est très complexe, il est encore très délicat de prédire ou d'interpréter quelque observable que ce soit basée sur cette émission.

Mon travail durant ma thèse a principalement porté sur cette complexité inhérente à la nature physique de la raie Lyα, sur les méthodes nous permettant de cerner les facteurs qui contrôlent la visibilité de cette raie, et finalement remettre cette problématique dans un contexte plus global relatif à l'interprétation des études à portée cosmologique, à la fois par un travail de modélisation et d'observations, et ce à plusieurs échelles de décalage spectral.

- Puisqu'il est très difficile, si ce n'est impossible, avec les moyens actuels d'examiner en détail les galaxies lointaines, je me suis intéressé, dans un premier temps, tout simplement à leurs analogues proches. Au sein de l'équipe instigatrice des travaux pionniers dans ce domaine, nous avons ainsi observé un ensemble de six galaxies à flambée de formation d'étoiles (dites "starburst") dans un voisinage relativement proche avec le télescope spatial *Hubble*, offrant une résolution spatiale jamais égalée à ces distances. Une étude des mécanismes physiques qui sont à l'œuvre à petite échelle est alors possible. Enrichie par des observations supplémentaires au sol, cette approche rend possible la détermination notamment du rôle joué par la poussière dans l'extinction, ou l'atténuation, de l'émission Lyα.

- J'ai également porté un intérêt particulier à la variété de profils et d'intensités sous lesquels se décline la raie Lyα. En collaboration avec l'équipe de l'observatoire de Genève, j'ai utilisé un code Monte Carlo de transfert radiatif afin de modéliser les spectres Lyα de galaxies à $z \sim 3$, et d'en déduire les propriétés physiques de la source et du milieu de propagation de ces photons, à savoir les étoiles et le gaz neutre. Une généralisation à l'ensemble des émetteurs Lyα à grand z est par la suite proposée. Dans un même ordre d'idées, la galaxie IZw 18 dans l'univers proche, particulière à bien des égards, a longtemps éprouvé le bon sens des observateurs par une absorption Lyα bien contre-intuitive. Nous avons alors identifié quantitativement la raison principale de l'absorption qui vient finalement conforter les hypothèses établies auparavant sur les paramètres de régulation de la raie Lyα, que ce soit à petit ou à grand z.

- L'observatoire spatial GALEX a enfin permis récemment de sonder la population de galaxies starburst dans l'univers proche, jusque là confiné aux études individuelles de galaxies, sur des champs comparables à ceux à grand z. L'échantillon d'émetteurs Lyα détectés par GALEX à $z \sim 0.3$ représente une excellente opportunité pour obtenir un grand nombre de starbursts à petit z et effectuer une étude statistique unique. A l'aide d'un suivi spectroscopique au sol et d'une modélisation des populations stellaires de ces galaxies, un exa-

men détaillé des propriétés physiques est effectué. En outre, nous avons, en combinaison avec les six galaxies précédentes, observationnellement quantifié pour la première fois la fraction d'échappement des photons Lyα, une quantité essentielle, comme nous le verrons à travers la présente étude. Peut-on alors espérer trouver une valeur moyenne pour cette fraction et ainsi pouvoir calibrer le SFR(Lyα) ? Si non, peut-on identifier les facteurs prépondérants responsables de sa variation ? Est ce que cette quantité évolue depuis notre époque vers les grands z et pourquoi ? Peut-on réconcilier les observations à grand z et à petit z avec ces résultats intermédiaires ? Ce sont autant de questions que ce dernier volet de la thèse permet d'aborder.

Un peu plus de quarante ans nous séparent maintenant de l'introduction du rayonnement Lyα en astrophysique et en cosmologie, et nos tentatives diverses pour appréhender son comportement insaisissable dans les milieux galactiques sont passées successivement par des périodes d'échecs et d'espoirs. Aujourd'hui, la raie Lyα a ouvert un univers resté jusque là *terra incognita* et gratifie les astrophysiciens de possibilités au delà, sans nul doute, des expectations théoriques originales. Il est clair, désormais, qu'en pratique, l'application de ce potentiel cosmologique passe par une compréhension totale des phénomènes intervenant entre l'émission des photons Lyα et l'observateur. C'est en résumé, l'objectif principal de ce travail.

Chapitre 1

Histoire de la formation stellaire de l'univers

1.1 A l'aube de la formation des galaxies

Environ un demi-million d'années après le Big Bang, l'hydrogène, l'élément le plus abondant aujourd'hui dans l'Univers, se recombine pour donner lieu à un milieu neutre. Bien avant cela, autant dire durant la première seconde de son existence, l'Univers se composait essentiellement de matière, de rayonnement et de matière noire. La matière et le rayonnement étaient en équilibre thermique où les atomes formés sont instantanément dissociés par un photon. Mais à mesure que l'espace s'étirait, la température allait diminuer jusqu'à ce que le rayonnement ne soit plus assez énergétique pour entretenir la matière dans un état ionisé. Les photons peuvent alors sortir librement de ce milieu devenu "transparent". C'est la période de "recombinaison" ou de "découplage". A partir de ce moment, le rayonnement émis va "voyager" vers nous et se refroidir progressivement pour nous atteindre à une température de ~ 3 K (Kelvins). Ce rayonnement est connu aujourd'hui sous le nom de *fond diffus cosmologique* (CMB, pour Cosmic Microwave Background). Il constitue à lui seul l'un des piliers de la théorie du Big Bang au regard de l'accord entre les observations et le spectre caractéristique de corps noir à cette température, témoin de l'équilibre thermique évoqué ci-dessus.

En 1965, Arno Penzias et Robert Wilson détectent accidentellement le rayonnement fossile à l'aide d'une antenne radio au laboratoire Bell qui était destinée aux télécommunications (Penzias & Wilson 1965). Alors qu'ils effectuaient leurs premiers essais ils captèrent un signal mystérieux et identique dans toutes les directions du ciel, et qu'ils attribuèrent à des émissions parasites. La réponse, ils vont finalement la trouver quand ils auront écho des travaux de R. Dicke et J. Peebles qui, par un curieux hasard, construisaient la même année une antenne radio dans le but de détecter ce signal qu'ils avaient pressenti.

Mais ce signal uniforme et isotrope dans le ciel implique que l'Univers était totalement lisse et homogène à l'origine. Alors comment expliquer la formation des étoiles, des galaxies, des structures et la complexité de l'Univers actuel en total contraste avec la vision suggérée par le CMB ? En 1992, le satellite COBE (Cosmic Microwave Background Explorer) va détecter pour la première fois des fluctuations de

température à l'échelle de 10^{-5} dans le spectre du CMB (Smoot et al. 1992) responsables de la formation des galaxies et structures que nous connaissons aujourd'hui. Ces résultats seront confirmés avec une meilleure précision par d'autres mesures et expériences (Hancock et al. 1994; Lineweaver et al. 1995), et plus récemment par Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP, Spergel et al. 2003, 2007; Page et al. 2007; Hinshaw et al. 2007, 2009; Nolta et al. 2009; Komatsu et al. 2009). En combinaison avec les études de grandes structures (LSS pour Large Scale Structures) tels que les relevés SDSS (Tegmark et al. 2004), 2dF (Percival et al. 2001; Cole et al. 2005), et les courbes de lumière des supernova de type Ia (Perlmutter et al. 1999; Riess et al. 2004; Astier et al. 2006), cet ensemble d'observations est la base de ce qu'on appelle en cosmologie le "modèle concordant" ΛCDM. Concordant car toutes ces observations mènent à une seule et même restriction du domaine des paramètres cosmologiques possibles [1] : $\Omega_m \simeq 0.3$, $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$ et $H_0 \simeq 70$.

Nous rencontrerons tout au long de ce travail une notion récurrente qui est celle du décalage spectral (redshift) noté z. Il se réfère au fait que plus un objet est lointain plus sa lumière est décalée en longueur d'onde vers le rouge. Ce ne sont pas les objets eux mêmes qui s'éloignent mais c'est l'espace entre nous qui s'étire. La taille de l'Univers change donc en fonction du temps selon un *facteur d'échelle* bien déterminé $a(t)$. L'étirement de l'espace engendre donc naturellement l'étirement de la longueur d'onde, et donc un décalage de tout le spectre vers le rouge. Le redshift correspond simplement au rapport entre la longueur d'onde de la lumière telle qu'elle nous parvient et celle de la lumière telle qu'émise à l'origine

$$1 + z = \frac{\lambda_{observee}}{\lambda_{emise}} = \frac{a_0}{a(t)} \tag{1.1}$$

où a_0 et $a(t)$ sont respectivement la valeur actuelle du facteur d'échelle et celle au moment de l'émission.

Reprenons maintenant notre histoire au moment de la recombinaison. L'émission du fond diffus est accompagnée de photons Lyα produits par les transitions des électrons vers le niveau fondamental lorsqu'ils se recombinent avec les atomes ionisés d'hydrogène. Cette contribution née à un décalage spectral de $z \sim 1000$ serait observable aujourd'hui ($z \sim 0$) dans l'infrarouge à une longueur d'onde de ~ 100 μm. La détection d'une telle émission est aujourd'hui un enjeu scientifique important, notamment pour la détermination de l'époque et des sources de "réionisation" (nous reviendront sur ce point un peu plus loin). Peebles (1968) et Zeldovich et al. (1968) ont initialement calculé analytiquement, avec un modèle simple, les effets de ce rayonnement et son intensité pour tenter de savoir à quel point les photons Lyα ont pu freiner la recombinaison cosmologique et si une fraction a pu s'extraire de cet environnement opaque à ces énergies, et par quel processus (cf. également Novikov & Zeldovič 1967). La figure 1.1 montre la contribution des différentes espèces (H et He) aux déformations du rayonnement fossile qu'on observerait aujourd'hui dans l'infrarouge. Inconvénient : il existe justement un rayonnement dans cette gamme de longueur d'onde qui baigne tout le ciel ; c'est le "fond diffus infrarouge" (CIB pour

[1] Ω_m étant le paramètre de densité de matière, Ω_Λ celui de l'énergie du vide, et H_0 la constante de Hubble qui décrit l'expansion de l'Univers.

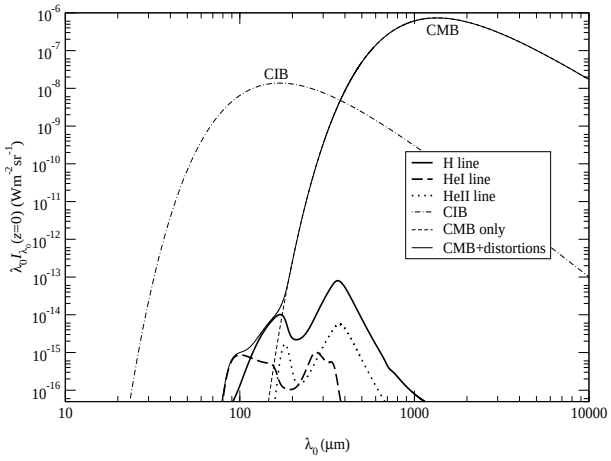


FIG. 1.1: Intensité $\lambda_0 I_{\lambda_0}$ pour l'ensemble de raies de distorsion lors de la recombinaison cosmologique, du CMB et du CIB (Wong et al. 2006). Entre autres, la somme de la raie Lyα et de l'émission 2-photons ($2s - 1s$) de l'hydrogène H est représentée en trait plein épais (deux pics), les raies de recombinaison de l'hélium en tirets et pointillés. Comme on peut le voir, les raies Lyα et HeI vont constituer la distorsion la plus importante du CMB.

Cosmic Infrared Background) originaire des galaxies lumineuses en infrarouge (Puget et al. 1996). Il nous faudra donc connaître plus en détail la distribution spectrale du CIB (Dole et al. 2006) pour espérer extraire cette information.

Il est désormais largement admis que la signature de la recombinaison serait les distorsions potentiellement visibles dans le rayonnement fossile à cause de leur brève histoire commune. Dans cette optique, les modèles sont en perpétuel raffinement dans la perspective de la mission *PLANCK*, qui vient tout juste d'être lancée. Pour exemple, le traitement de la recombinaison de l'hélium neutre (Switzer & Hirata 2008), l'opacité du continuum due à l'hydrogène (Kholupenko et al. 2007), ainsi que plusieurs autres effets susceptibles d'affecter les distorsions du CMB (p. ex. Dubrovich & Grachev 2005; Chluba & Sunyaev 2007; Wong & Scott 2007). Mais ce n'est qu'au moment de l'écriture de ces lignes qu'on commence à prendre la mesure des effets de transfert radiatif des photons Lyα (Hirata & Forbes 2009), complètement négligés jusqu'à présent, qui peuvent changer radicalement l'allure du spectre observé. Nous reviendront sur l'importance de ces effets dans la section 1.6.

Mais après l'étape du découplage, comment les structures actuelles sont-elles apparues ? L'hypothèse la plus reconnue actuellement se base sur un modèle de formation "hiérarchique" des structures. Les fluctuations primordiales de densité dans le CMB ont commencé à agglomérer de la matière grâce à l'attraction gravitationnelle des condensats de matière noire préalablement formés. A ce stade, avant que le rayonnement et la formation stellaire ne dominent, la dynamique de la matière "ordinaire" est dictée par la matière noire, et va former les premières structures filamenteuses. Le gaz peut alors se refroidir et se condenser pour former les premiers noyaux à des échelles sub-galactiques et qui vont peu à peu fusionner pour former plus tard les galaxies. C'est ce qu'on entend par hiérarchique. Etant donné l'absence de flux ionisant (i.e. absence d'étoiles), les simulations cosmologiques montrent que le gaz va se refroidir jusqu'à une température de quelques centaines de Kelvins pour constituer un véritable réservoir de formation stellaire ou de trous noirs à un décalage spectral de $z \sim 20$ (Machacek et al. 2002; Yoshida et al. 2003).

L'astrophysique de la formation des structures primordiales a su exploiter l'ar-

rivée opportune de nouveaux moyens de calculs extrêmement puissants pour les simulations cosmologiques. Cela a permis une avancée considérable en parallèle avec les progrès observationnels qui viennent étayer, en l'occurrence, le modèle hiérarchique avec, par exemple, la révélation des grandes structures par des relevés du ciel (SDSS, 2dF). Il n'en reste pas moins, que ces théories traînent, encore aujourd'hui, plusieurs soucis d'adéquation avec les observations. Parmi les plus connus, on peut citer le problème des "satellites manquants", où le nombre de galaxies-satellites prédites par le modèle dans le groupe local est bien trop grand par rapport aux observations. On pense d'ailleurs que certaines autres incohérences y sont liées (Moore et al. 1999; Klypin et al. 1999; Bullock et al. 2000; Madau et al. 2008). Comment l'hydrodynamique du gaz, le champ magnétique, les vents stellaires et de supernovae, l'interaction avec d'autres galaxies, influencent la formation et l'évolution des galaxies et de la formation stellaires reste très difficile à modéliser et requiert trop de paramètres libres. Pour une revue plus complète, voir Madau (2007).

1.2 Sonder l'Univers

Au regard des difficultés rencontrées pour modéliser la formation des galaxies, les astronomes se sont très tôt affairés, parallèlement, à la caractérisation empirique des galaxies primordiales. En particulier, l'identification des galaxies les plus distantes est devenue, en ce sens, d'une importance capitale, et a motivé plusieurs programmes d'observation dès les années 70. Afin de pouvoir comprendre les processus de formation puis d'évolution des galaxies, il nous faudrait suivre leur vie pendant quelques milliards d'années pour prendre un cliché, un instantané de chaque étape importante. On peut avoir la patience mais pas l'espérance de vie nécessaire à ce genre d'exercice. Mais une notion essentielle en astrophysique nous permet de faire cela. Plus on regarde loin dans l'espace, plus on regarde loin dans le passé. Du fait de sa vitesse finie, la lumière met un certain temps pour nous parvenir des objets lointains. Ainsi, on peut observer encore aujourd'hui les galaxies dont la lumière a été émise il y a presque 13 milliards d'années. On dit alors qu'ils se trouvent à une distance de 13 milliards d'années-lumière, ce qui correspond à un redshift de 7.

On peut voir sur la figure 1.2 l'évolution au cours du temps de la distance des objets (les galaxies) découverts. On remarque notamment que la plupart des galaxies lointaines, i.e. à $z \gtrsim 3$, ont été découvertes à la fin des années 90s. On verra d'ailleurs dans ce qui suit pourquoi. A noter que cet exercice de compilation n'est pas représentatif de l'évolution en nombre de galaxies découvertes, puisqu'on est passé de pratiquement aucune galaxie "normale" connue à $z \sim 1$ en 1995 à un échantillon de plusieurs milliers allant jusqu'à $z \sim 7$ de nos jours. Nous discutons dans cette section des diverses techniques observationnelles employées pour détecter les galaxies lointaines en insistant particulièrement sur le rôle central qu'a joué - directement ou pas - la raie Lyα.

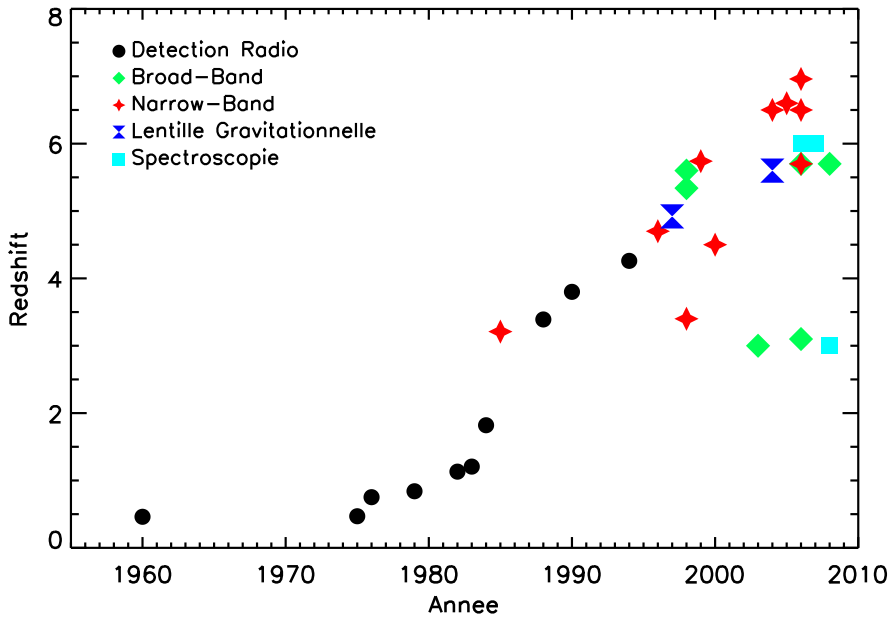


FIG. 1.2: La distance de la galaxie la plus lointaine en fonction de l'année de sa découverte. Cette compilation non exhaustive est restreinte aux objets avec confirmation spectroscopique du décalage spectral. Il existe en effet aujourd'hui un certain nombre de candidats détectés à $z \geq 7$ et qui attendent confirmation. Ne sont pas inclus également les quasars qui rivalisent en distance avec ces galaxies (Willott et al. 2007). Les techniques de détection associées sont données dans la légende et sont expliquées dans le texte.

1.2.1 Les premières prédictions

Au début du XXème siècle, Theodore Lyman étudiait le spectre ultraviolet (UV) du gaz d'hydrogène quand il découvrit pour la première fois une raie de la série qui portera son nom. La série de Lyman (Lyα, Lyβ, Lyγ ...) correspond au passage (recombinaison) d'un électron d'un certain niveau d'énergie (2, 3, 4... respectivement) vers le premier niveau (fondamental). Il s'en suit l'émission d'un photon à une longueur d'onde bien déterminée associée à chaque raie. Lyα, émise à $\lambda = 1215.67$ Å constitue la raie la plus forte de ce spectre. Nous verrons par ailleurs d'autres séries de l'atome d'hydrogène telle que la série de Balmer (Hα, Hβ, Hγ) associées au passage d'un électron d'un niveau quelconque vers le niveau 2.

Les premières observations de la raie Lyα dans des objets lointains remontent à la découverte des quasars (QSO pour Quasi Stellar Object). Après la découverte du premier objet à grand redshift (le quasar 3C 273, Schmidt 1963) par son émission radio, cinq quasars distants sont détectés en 1965, dont l'un est identifié à $z \sim 2$ grâce à son émission Lyα (3C 9, Schmidt 1965). Gunn & Peterson (1965) utilisent alors cette observation pour faire des prédictions sur l'intensité de l'absorption par l'hydrogène neutre sur la ligne de visée. Par ailleurs, plusieurs autres travaux ont porté sur le grand redshift, motivés par l'idée que si la masse totale de ce qui a engendré les galaxies brillantes qu'on observe actuellement s'est assemblée très tôt (i.e.

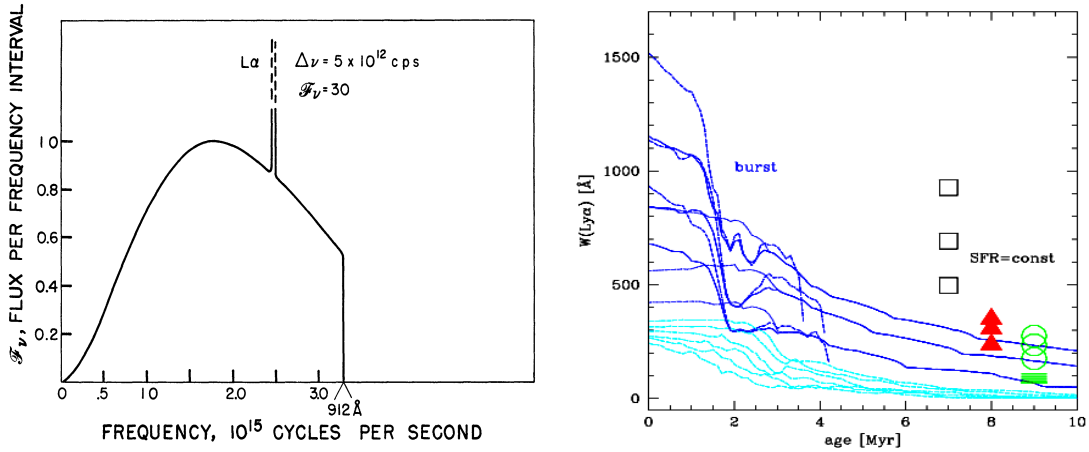


Fig. 1.3: Prédictions des propriétés de Lyα. *A gauche* : spectre attendu pour les galaxies jeunes (Partridge & Peebles 1967). Noter la composante Lyα proéminente ainsi que la cassure vers la limite Lyman à 912 Å. *Droite :* évolution de la largeur équivalente de Lyα en fonction de l'age à partir des modèles de population stellaire de Schaerer (2003). Le modèle suppose une flambée de formation stellaire instantanée (burst) pour différentes métallicités diminuant du bas vers le haut ou une formation stellaire continue (SFR = constant) avec $Z = 10^{-5} Z_{\odot}$.

à grand z), lors de la formation des premières étoiles, alors on pourrait observer tout un éventail de galaxies avec une forte activité de formation stellaire sur une grande échelle de temps. En ce sens, ces galaxies seraient donc "primordiales", et n'auraient pas encore pu former la poussière qui aurait atténué leur émission. De plus, une intense luminosité dans l'ultraviolet, caractéristique des étoiles jeunes, devrait être décalée vers le domaine optique pour ces objets distants et donc observable depuis le sol[2]. Ces considérations ont incité Partridge & Peebles (1967) à faire les premières prédictions de l'observabilité de la raie Lyα dans les galaxies jeunes à formation d'étoiles.

Les calculs de Partridge & Peebles (1967) sont basés sur une modélisation très simple du spectre de la population stellaire des galaxies jeunes par un corps noir, dominé par des étoiles de type O et B (à une température $T_{eff} \sim 30000$ K). Les photons dont l'énergie est suffisante pour ioniser un atome H ($h\nu > 13.6$ eV ; i.e. à $\lambda < 912$) sont ensuite absorbés par l'hydrogène neutre présent dans l'atmosphère stellaire, ce qui produit une forte discontinuité en deça de 912 Å. En supposant dans le cas extrême que tous les photons absorbés sont convertis en photons Lyman, la théorie de la recombinaison donne le spectre réémis sous forme de raies d'hydrogène dites "nébulaires" par distinction des raies "stellaires". Ils trouvent alors que le flux Lyα devrait représenter $\sim 7\%$ du flux total de la galaxie et concluent que les galaxies à flambée de formation d'étoiles (starburst) seraient potentiellement détectables à très grand redshift grâce à cette signature Lyα.

[2]Le spectre ultraviolet de la lumière ne peut être détecté au sol à cause de la forte absorption atmosphérique dans ce domaine. Des instruments spatiaux sont nécessaires pour observer les objets proches dans cette gamme de longueur d'onde.

Meier (1976) va apporter une certaine amélioration au précèdent modèle puisqu'il utilise cette fois-ci un modèle de synthèse spectrale plus évolué qu'un simple corps noir (Tinsley 1972) et inclut des effets d'atténuation. Il prédit également la couleur qu'auraient les galaxies dans chaque bande (filtre), et que les galaxies primordiales peuvent être détectées grâce à la coupure Lyman vers 912 Å qui serait décalée vers le rouge. C'est l'ancêtre d'une méthode, pour le moins efficace, de détection de galaxies lointaines bien connue de nos jours : la technique *Lyman Break* (cf. Sect. 1.2.3). Plus récemment encore, des modèles de plus en plus sophistiqués ont vu le jour, incluant notamment des effets de transfert radiatif dans les atmosphères stellaires et les enseignements des observations UV pour mieux prédire le flux ionisant et les observables liés a Lyα (cf. Fig. 1.3, Bruzual A. & Charlot 1993; Leitherer et al. 1999; Schaerer 2003).

Avant d'aborder les principales techniques déployées dans la quête des galaxies primordiales, il faut souligner que les premières détections à des redshifts significatifs ont été des radio-galaxies, identifiées grâce à leur forte luminosité en radio[3]. Le nombre de radio-galaxies à grand z n'a cessé ensuite de croître, grands instruments aidant, jusqu'à atteindre $z \sim 5$ (Lilly 1988; Chambers et al. 1988; McCarthy et al. 1991; McCarthy 1991; Windhorst et al. 1991; Eales & Rawlings 1993; Spinrad et al. 1995; van Breugel et al. 1999). Néanmoins, on est encore loin d'avoir établi un lien entre les propriétés physiques de ces radio-galaxies, qui restent très rares en densité spatiale, et celles des galaxies "normales" à formation d'étoiles. A cet égard, il est peu probable que ces galaxies soient une bonne représentation des galaxies primordiales.

1.2.2 Sélection par émission Lyα

Comme on l'a vu précédemment, la raie Lyα constitue intrinsèquement une très forte signature dans le domaine UV des galaxies starbursts, avec une largeur équivalente[4] (EW pour Equivalent Width) qui peut atteindre 150 Å ou plus (Charlot & Fall 1993; Schaerer 2003). La technique d'imagerie dite *Narrow-Band* consiste à utiliser cette raie d'émission pour sélectionner les galaxies à divers redshifts. Si l'on utilise un filtre étroit centré à $\lambda = 8160$ Å, on va pouvoir sélectionner dans le champ d'observation toutes les galaxies situées à $z \sim 5.66$ dont la raie Lyα a été décalée vers le proche infrarouge (NIR). Noter tout de même que le placement des filtres - en longueur d'onde - est fortement dicté par le spectre du ciel (voir Fig. 1.5) qui s'avère particulièrement intense vers le proche IR. Il faut donc veiller à utiliser des filtres entres les raies OH du ciel. La figure 1.4 présente une bonne illustration de l'imagerie à bande étroite, avec une détection d'un objet à $z \sim 5.66$ (Taniguchi et al. 2003). On voit dans le filtre *NB816* une forte émission Lyα et pratiquement pas de continu dans les autres bandes.

[3]Même si la détermination du redshift a été effectuée sur la base de l'émission UV ou bien même Lyα (Spinrad & Djorgovski 1984a,b; Spinrad et al. 1985)

[4]Si l'on prend un rectangle d'une hauteur égale à la valeur du continu au centre de la raie, et l'on choisit une largeur de façon à avoir la même aire que la raie en question, et bien cette largeur sera EW (exprimée en Ångströms). Autrement dit, c'est le rapport entre le flux intégré dans la raie et la densité de flux du continu : EW(Å)= f_{raie}/f_λ. Par définition, EW est positive pour une

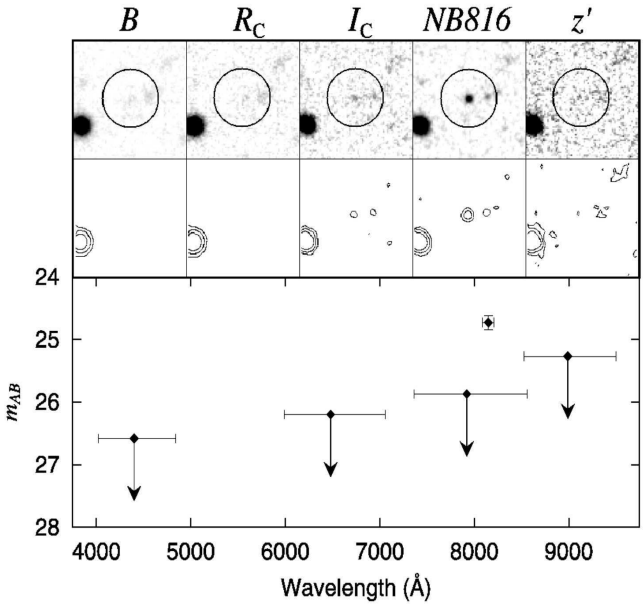


Fig. 1.4: Détection en bande étroite d'un émetteur Lyα à $z \sim 5.66$. Le panneau du haut montre une forte émission Lyα dans le filtre *NB816* et presque pas d'émission dans le continu (filtres larges). Le cercle dessiné autour de la position de l'objet fait une taille angulaire de $8''$. Le panneau intermédiaire donne les contours et celui du bas les magnitudes AB mesurées.

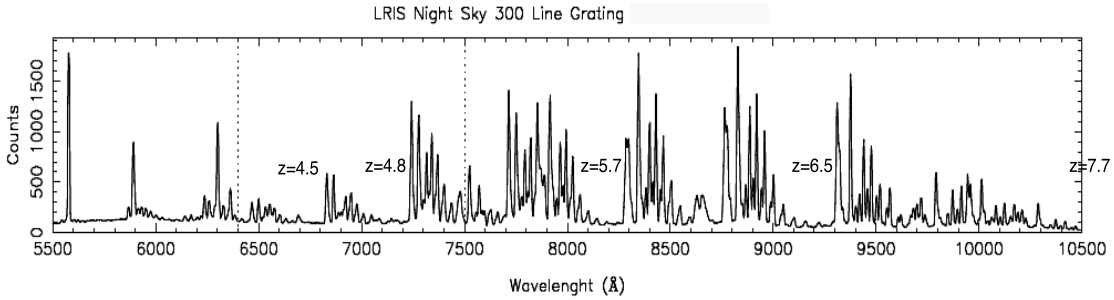


Fig. 1.5: Spectre du ciel nocturne. Sur cet exemple du site de Mauna Kea (Hawaii), on peut apprécier la contamination du ciel qui devient très vite problématique vers le proche IR. On peut également voir les fenêtres de redshift de la plupart des sondages en bande étroite choisis pour éviter justement les émissions importantes des bandes OH.

Il existe également d'autres techniques, qui mettent à profit l'émission Lyα pour l'identification des starbursts distants. C'est le cas notamment de la spectroscopie *longue fente* utilisée par exemple dans le cas de recherche autour des lignes d'amplification par lentille gravitationnelle d'un amas, ou bien la spectroscopie *sans fente* et *intégrale de champ* qui ont l'avantage de couvrir un champ significativement plus grand qu'avec une fente.

Les premiers sondages de galaxies à grand redshift utilisant des bandes étroites remontent à 1985. Djorgovski et al. (1985) pointèrent un QSO connu pour espérer détecter des galaxies-compagnons au même redshift. Cette approche s'est effectivement avérée payante puisqu'elle leur offrit un émetteur Lyα (LAE, Lyman-Alpha Emitter) à $z \sim 3.218$. Suivant la même idée, plusieurs autres programmes d'observation ont détecté quelques rares sources mais la plupart demeurèrent sans succès (Hu & Cowie 1987). Par ailleurs, la recherche de starbursts émetteurs Lyα à grand

raie en émission et négative pour l'absorption.

z dans des régions quelconques du ciel (champs "vides") par opposition à l'approche précédente, n'a pas eu plus de succès. Les sondages par bande étroite et spectroscopie à un redshift $2 \lesssim z \lesssim 6$ ont essuyé les plâtres dans ce domaine (Pritchet & Hartwick 1990; Lowenthal et al. 1990; de Propris et al. 1993; Thompson et al. 1995; Thompson & Djorgovski 1995), tous sanctionnés par aucune détection d'émetteurs Lyα (voir Pritchet 1994, pour une revue). Il faudra attendre l'arrivée des grands télescopes de 8-10 m de diamètre ainsi que des caméras CCD très sensibles et offrant un grand champ d'observation pour voir la situation s'améliorer. La très faible luminosité atteinte ainsi qu'une large portion du ciel couverte en une seule fois vont rendre la détection des émetteurs Lyα assez routinière vers la fin des années 90s (Hu & McMahon 1996; Hu et al. 1996, 1998; Cowie & Hu 1998; Kudritzki et al. 2000; Rhoads et al. 2000; Rhoads & Malhotra 2001; Malhotra & Rhoads 2002; Taniguchi et al. 2003; Rhoads et al. 2004; Hu et al. 2004). Le télescope Subaru équipé de la Suprime-Cam va pousser encore plus loin les possibilités observationnelles et va compter à son actif le plus grand nombre d'émetteurs Lyα détectés, en particulier à très grand redshift ($z > 4$) (Ouchi et al. 2003; Shimasaku et al. 2003, 2004; Nagao et al. 2004; Matsuda et al. 2005b; Taniguchi et al. 2005; Kashikawa et al. 2006; Shimasaku et al. 2006; Ajiki et al. 2006; Ouchi et al. 2008b,a). Le record actuel (avec confirmation spectroscopique) est détenu par un LAE à $z \sim 6.96$ (Iye et al. 2006).

Pour finir, mentionnons que des raies d'émission autres que Lyα, sont également utilisées, dans une moindre mesure, pour identifier des candidats à grand redshift. C'est le cas des sondages qui ciblaient les raies Hα, Hβ, [OII] ou bien [OIII], et qui livrèrent un petit nombre de détections confirmées (Thompson et al. 1994, 1996; Pahre & Djorgovski 1995; Teplitz et al. 1998, 1999) ou plus récemment encore (Biretta et al. 2002; Drozdovsky et al. 2005), loin encore de l'efficacité avérée de Lyα, à cause, en outre, de la sensibilité requise pour ces raies et du ciel plus lumineux dans ce domaine de l'infrarouge.

1.2.3 Sélection par décrément Lyman

On a également discuté dans la section 1.2.1 d'une caractéristique intéressante dans le spectre UV des galaxies starburst, à savoir la discontinuité de Lyman ou *Lyman Break*. Les photons ionisants, dont l'énergie est supérieure au potentiel de ionisation de H, produits dans les étoiles massives sont absorbés par l'hydrogène présent dans leur atmosphère et ce pour toute longueur d'onde inférieure à 912 Å. Cette cassure est d'autant plus prononcée que l'hydrogène neutre très abondant dans le milieu interstellaire des galaxies jeunes va causer d'avantage d'absorption. Selon le redshift de la galaxie, le décrément Lyman va se situer à différentes positions en longueur d'onde. La figure 1.6 illustre alors l'utilisation de cette caractéristique pour détecter et déterminer de façon photométrique le redshift d'une galaxie à grand z. En positionnant judicieusement une série de filtres à large bande, la galaxie ne sera pas détectée dans l'une des bandes si elle correspond à la gamme de redshift choisie.

La première tentative convaincante de recherche de galaxies Lyman Break (LBG, du nom de la technique de sélection utilisée) fut conduite par Steidel et al. (1996a,b) après avoir remis au goût du jour et amélioré une méthode basée sur la couleur des

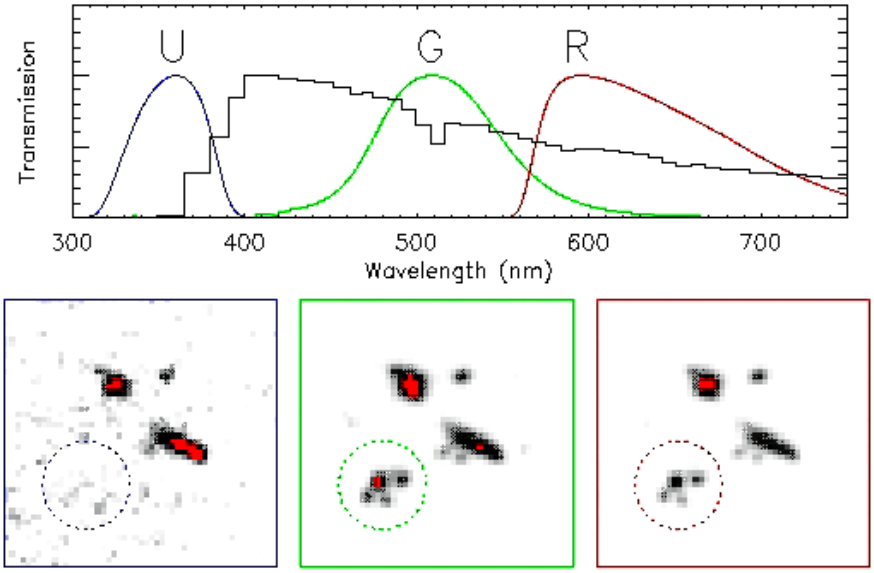


Fig. 1.6: Méthode *Lyman Break*. La partie haute montre le spectre typique d'une galaxie starburst située à $z \sim 3$. Le décrément Lyman est donc décalé vers ~ 4000 Å. Trois filtres sont centrés à des longueurs d'onde déterminées afin de détecter des galaxies à ce redshift par leur Break. On observe le résultat en dessous, où la galaxie entourée est observée dans les bandes G et R mais est non détectée dans la bande U. *Crédit : J. Fynbo*

galaxies et qui date des années 70s. Il faut tout de même accorder à Guhathakurta et al. (1990) la première utilisation de cette technique à cette fin, cependant sans suivi spectroscopique. C'est devenu ensuite une technique très répandue avec une efficacité sans pareil.(Madau et al. 1996; Dickinson et al. 1998; Cristiani et al. 2000; Pettini et al. 2001; Shapley et al. 2003; Bunker et al. 2004; Stanway et al. 2004; Ouchi et al. 2004a,b; Verma et al. 2007; Pentericci et al. 2007; Vanzella et al. 2009; Ly et al. 2009). On trouvera dans la littérature également l'appellation de *dropout* pour ces galaxies, avec la bande du décrément comme préfixe (p. ex. U-dropout à $z \sim 3$). Actuellement plusieurs milliers de LBGs ont été répertoriées à différents redshifts, permettant des études statistiques sur les propriétés physiques des galaxies à grand z et leur évolution temporelle. Le taux de confirmation spectroscopique des LBGs est très élevé, et avoisine $\sim 90\%$ à $z \sim 3$ (Giavalisco 2002) où cette méthode est la plus efficace, même s'il chute à plus grand redshift ($\sim 50\%$ à $z \sim 4$). Cela reste assez étonnant quand on sait que la technique a été initialement conçue pour détecter le plus grand nombre d'objets, et en aucun cas assurer un redshift photométrique précis. On a désormais de plus en plus recours à une combinaison entre filtres étroits pour détecter la raie Lyα et filtres larges pour identifier le décrément de Lyman, et spectroscopie pour une identification et un redshift sûrs (p. ex. Taniguchi et al. 2005; Ouchi et al. 2008b)

1.2.4 Autres méthodes de sélection

Si les techniques que nous venons de détailler mènent de front la plupart des sondages de l'univers lointain, ce récapitulatif n'en est pas pour autant exhaustif et nous n'avons pas fait le tour des méthodes utilisées, qu'elles soient complémentaires ou redondantes d'ailleurs.

Absorption par système DLA En plus de l'absorption intense en deça de la limite de Lyman à 912 Å, l'hydrogène neutre est à l'origine d'un autre phénomène d'absorption lorsqu'on observe des quasars distants, qui donne lieu à la sélection d'une classe particulière d'objets. En effet, les nuages de gaz neutre présents entre l'observateur et le quasar vont produire des raies d'absorption Lyα à des longueurs d'onde différentes selon leur redshift formant un ensemble de raies d'absorption appelée "la forêt Lyα". Si les nuages en question possèdent une densité de colonne[5] $N(\text{HI}) \geq 2 \times 10^{20}$ cm^{-2} alors ce sont des *Damped Lyα Absorbers* (DLAs, absorbants Lyα saturés) car l'absorption Lyα est saturée dans ce cas. Ainsi, pour détecter des galaxies riches en gaz neutre, il "suffit" d'observer un quasar distant et chercher les signatures de la forêt Lyα.

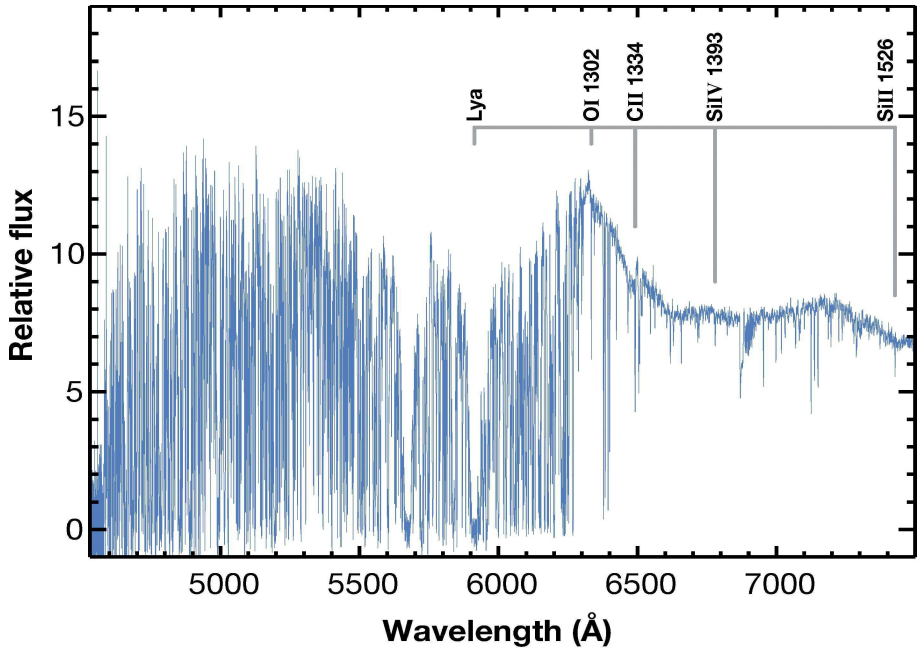


FIG. 1.7: spectre d'un système DLA. Ici le quasar PSS0209+0517 est situé à $z \sim 4.17$ et un certain nombre de raies d'absorption se trouvent à un même redshift $z_{abs} \sim 3.86$ et sont marquées sur la figure (Wolfe et al. 2005). On voit notamment une absorption Lyα saturée à $\lambda \sim (1 + z_{abs})1216$ Å$\sim$ 5920 Å. L'identification d'une telle absorption Lyα (et des raies associées) permet la détection indirecte de la galaxie hôte sur la ligne de visée du quasar distant. On remarque par ailleurs la présence d'un second système à $\lambda \sim 5680$ Å ($z \sim 3.67$).

[5]La densité de colonne $N(\text{HI})$ correspond à la densité volumique d'hydrogène HI intégrée sur toute la ligne de visée. Elle est donc exprimée en nombre d'atomes par cm^2.

Les premiers sondages avec cette technique d'identification remontent aux années 80s (Wolfe et al. 1986). Plus récemment, une profusion de programmes similaires ont été initiés pour détecter des systèmes avec ces densités de colonne typiques à plusieurs redshifts (Lanzetta et al. 1991; Ellison et al. 2001; Péroux et al. 2003; Prochaska et al. 2005). L'un des avantages de cette méthode est de trahir, indépendamment de la brillance de la galaxie associée, la présence abondante de gaz froid réservoir de formation de gaz moléculaire et donc d'étoiles. C'est donc un autre moyen de comprendre l'histoire de la formation stellaire de l'Univers. Cela est d'autant plus vrai quand on pense que ces systèmes pourraient contenir la majorité du gaz neutre de l'Univers à $z \sim 0-5$ (Storrie-Lombardi & Wolfe 2000). Toutefois, comment cette classe potentielle de galaxies est reliée aux autres classes de starbursts est encore sujet à débat. Des suivis de galaxies DLAs à grand z ont conduit à un nombre limité de détections d'émission Hα ou Lyα (Møller et al. 2002, 2004). Aucune comparaison statistique n'est encore possible, même si ces résultats montrent quelque similarité avec les LBGs en termes de propriétés de l'émission et du continu. Rauch et al. (2008), avec 27 émetteurs Lyα détectés à $2.67 \leq z \leq 3.75$ possédant les mêmes caractéristiques que les galaxies hôtes des DLAs, concluent que ces galaxies seraient, au même titre que les LBGs, les ancêtres des galaxies actuelles. L'obstacle principal à la solution de ces problématiques reste le quasar brillant sur la ligne de visée qui rend la détection de la galaxie-hôte très difficile (Wolfe et al. 2005, pour une revue).

Détection submillimétrique L'observation submillimétrique a longtemps été pénalisée par des difficultés instrumentales à cette longueur d'onde, et a du attendre l'arrivée tardive de détecteurs performants pour faire état de tout son potentiel. L'avènement de *SCUBA* (*Submillimeter Common-User Bolometer Array*, Holland et al. 1999), et ensuite *SCUBA-2* et *LABOCA* (*Large Apex Bolometer Camera*, Kreysa et al. 2003) vont exalter les possibilités offertes par cette approche relativement inexplorée jusque là finalement. Ici encore, la détection submillimétrique repose sur la distribution d'énergie spectrale (SED) des sources, en particulier l'émission de la poussière qui "recycle" le rayonnement des étoiles massives absorbé. Ces galaxies ont donc un pic d'émission thermique vers $60 - 100$ μm. Bon nombre de relevés "aveugles" ont été menés ces dernières années avec, typiquement, 40 galaxies détectées (Scott et al. 2002; Borys et al. 2003; Webb et al. 2003; Greve et al. 2004).

Inévitablement, se pose la question de la relation entre les galaxies sub-mm et les starbursts sélectionnés au moyen de leur émission UV. Autrement dit, existe-t-il une partie de starbursts assez poussiéreux pour avoir une forte émission à $\sim 60-100$ μm ? Si tel est le cas, qu'est ce que la présence de poussières dans des galaxies relativement jeunes implique au sujet de leur formation ? Les tentatives récentes pour répondre à ces questions se heurtent principalement au problème de la faible résolution des observations sub-mm qui est de l'ordre de $10''$. De ce fait, le suivi multi-longueur d'onde de ces sources révèle généralement plusieurs identifications qui peuvent être associées à plusieurs types de sources (starburst, noyau actif ...). Pour pallier à cela, on cherche en premier lieu une émission en radio pour repérer la galaxie, grâce à une meilleure résolution spatiale et le fait que la contrepartie radio devrait être proportionnelle à l'émission sub-mm (Chapman et al. 2005). Des observations de

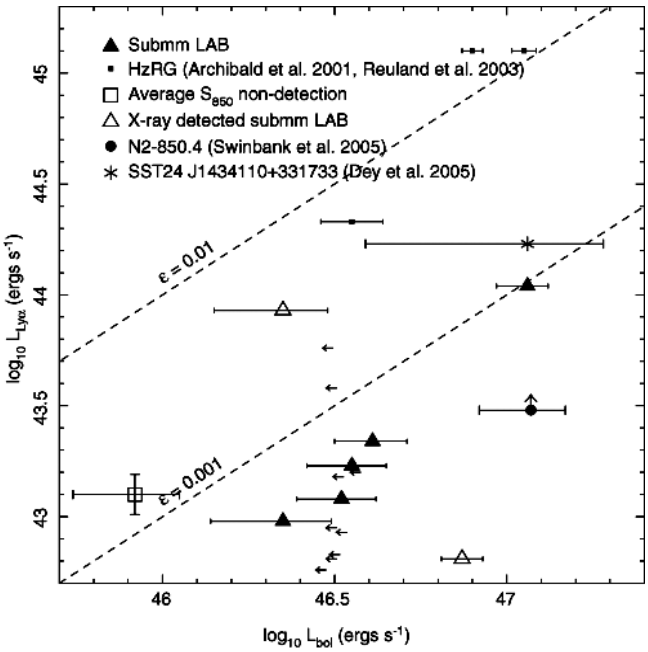


FIG. 1.8: Luminosité Lyα versus luminosité totale des galaxies submm (Geach et al. 2005). Une compilation d'objets incluant des starbursts, sources *Spitzer* et radio est incluse. Noter la tendance entre l'intensité de l'émission Lyα et la luminosité totale (triangles pleins).

ces sources sont ensuite possibles en optique et infrarouge. De cette manière, Ivison et al. (2007) ont déterminé la position et la contrepartie radio et infrarouge d'environ 50% des sources du catalogue SHADES. Il subsiste néanmoins pas mal d'incertitudes quant à la position des sources ainsi que la diversité de leur nature. Une meilleure résolution angulaire avec le futur *ALMA* (*Atacama Large Milimeter Array*) ne sera sans doute pas superflue.

Galaxies lumineuses en infrarouge (LIRGs) Environ 80% des sources *SCUBA* à $z \gtrsim 1.7$ se sont avérées être des émetteurs Lyα après leur suivi spectroscopique (Chapman et al. 2005). La luminosité extrême dans l'infrarouge lointain (FIR) de ces galaxies, dénommées ULIRGs (ultra lumineuses avec $L_{FIR} > 10^{12} L_\odot$)[6] observées dans l'univers proche et lointain, en fait les sites de formation d'étoiles la plus intense connue à ce jour (SFR $\sim$ 1000 $M_\odot$ yr^{-1}). Cela implique également que ces starbursts contiennent une quantité importante de poussières, qui apparaît de fait surprenant au vu de leur émission Lyα. Par ailleurs, parmi 35 objets détectés par Narrow-Band (cf. Sect. 1.2.2) dans le proto-amas SA22 à $z \sim 3.1$, 7 sont également détectés dans les observations *SCUBA* à 850 μm (Geach et al. 2005). De la même façon d'ailleurs que de larges halos Lyα ont été découverts dans des radio-galaxies brillantes. Ces résultats montrent que dans cette catégorie d'objets, une présence importante de poussière n'est pas synonyme d'absence d'émission Lyα. D'autres propriétés physiques des galaxies doivent également mettre leur grain de sel. Ceci augure en réalité de ce que nous allons voir dans la majeure partie de ce travail, car cette remarque ne s'applique pas seulement à ce type de galaxies.

Les galaxies rouges distantes (DRGs) A l'instar des galaxies Lyman Break qui sont sélectionnées à partir du Break Lyman, les DRGs sont identifiées sur la

[6] $L_\odot$ est la luminosité solaire qui vaut 3.826×10^{26} W $\sim 4 \times 10^{33}$ erg s^{-1}.

base du Balmer Break à ~ 4000 Å (longueur d'onde au repos). Cette discontinuité est d'autant plus forte qu'une galaxie est évoluée et dont le spectre devient dominé par des étoiles A à F plutôt que des étoiles jeunes O et B. Même si, pour la plupart, ces galaxies sont des "post-starburst", une partie présente encore des phases de formation stellaire. A un redshift $2 < z < 4$ les observations en infrarouge permettent, par exemple, de détecter par discontinuité Balmer des galaxies distantes dans les bandes $J - K$ (Franx et al. 2003; Reddy et al. 2005). Cette population présente par conséquence les propriétés à la fois de galaxies évoluées et passives, et de starbursts riches en poussières (Labbé et al. 2005; Papovich et al. 2006). Elles représentent donc une partie inexplorée par les autres méthodes de sélection et sont d'une grande importance dans la compréhension de l'histoire de la formation stellaire de l'Univers. Leurs principales caractéristiques sont résumées dans le comparatif de la table 1.1.

Caractéristiques	LBG	LAE	LAB
Spectre Lyα	25% émission	émission	émission
Luminosity L(Lyα)	$10^{40} - 10^{43}$ erg s^{-1}	$10^{42} - 10^{44}$ erg s^{-1}	$10^{43} - 10^{44}$ erg s^{-1}
SFR	$10 - 100$ M$_\odot$ yr^{-1}	$1 - 50$ M$_\odot$ yr^{-1}	10^3 M$_\odot$ yr^{-1}
SFRD	0.1 M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3}	0.01 M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3}	3 M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3}
Masse	10^{10} $M_\odot$	10^9 $M_\odot$	qqs $10^{10} M_\odot$(?)
Age	qqs $10 - 100$ Myr	$10 - 300$ Myr	~ 10 Myr
Densité Spatiale	2×10^{-3} Mpc^{-3}	1.5×10^{-3} Mpc^{-3}	$\sim 10^{-6}$ Mpc^{-3}
Taille	2 kpc	1 kpc	$30 - 200$ kpc
Longueur de Corrélation	6 Mpc	4 Mpc	?
Origine de l'Emission Lyα	Starburst	Starburst	Starburst ou AGN ou refroid. grav. ?

Caractéristiques	SMG	DLA	DRG
Spectre Lyα	$\sim 70\%$ émission	absorption	?
Luminosité L(Lyα)	?	...	?
SFR	10^3 M$_\odot$ yr^{-1}	$0 - 1$ M$_\odot$ yr^{-1}	130 M$_\odot$ yr^{-1}
SFRD	0.02 M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3}	0.03 M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3}	0.02 M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3}
Masse	10^{11} $M_\odot$	?	2×10^{11} $M_\odot$
Age	?	?	$1 - 3$ Gyr
Densité Spatiale	2×10^{-6} Mpc^{-3}	?	3×10^{-4} Mpc^{-3}
Taille	~ 10 kpc	?	2 kpc
Longueur de Corrélation	16 Mpc	4 Mpc	10 Mpc
Origine de l'Emission Lyα	Starburst obscurci	Fluorescence et/ou Starburst	...

TAB. 1.1: Caractéristiques physiques des différentes populations de galaxies à grand redshift. Le tableau présente une vision synthétique de toutes les observables pertinentes pour une étude comparative entre les différentes galaxies à grand z. L'accent est mis sur l'émission Lyα qui constitue un outil essentiel pour les tentatives d'unification de ces populations. Certains paramètres dépendent évidemment du redshift et une gamme de valeurs est donnée en conséquence (incluant également les incertitudes). Autrement les valeurs sont pour la plupart issues de sondages à $z \sim 3$. Les grandeurs présentées ici (SFRD ...)sont expliquées dans les sections qui suivent.

1.3 La raie Lyα : un outil cosmologique

1.3.1 Caractérisation des populations de galaxies lointaines

Nous avons passé en revue dans la section 1.2 les divers moyens de détection des galaxies à grand redshift impliquant de près ou de loin l'émission Lyα, preuve s'il en est, de l'importance que prend la raie Lyα dans cette mission d'exploration de l'Univers lointain. Chaque technique de détection donne néanmoins lieu à une classe de galaxies probablement différente, et un important effort est désormais nécessaire pour connecter ou différencier ces catégories si l'on veut obtenir une image globale de l'Univers jeune. Plus précisément, est ce que les différences observées dans les propriétés de ces galaxies découlent naturellement d'un effet de sélection dû à la technique de détection, auquel cas elles feraient toutes partie d'une seule et même population parente ; ou bien reflètent-elles des populations réellement différentes ? Cette interrogation est devenue un sujet très discuté en ce moment au sein de la communauté, et concerne particulièrement les deux classes dominantes ici, à savoir les LAEs et les LBGs.

Une bonne illustration des biais que peut introduire la méthode de sélection serait celle des LAEs. L'emploi de filtre étroit permet de sélectionner des objets jusqu'à des limites très basses en flux du continuum UV puisque la seule chose qui importe est l'émission Lyα, contrairement à la technique avec bandes larges qui est tributaire d'un continu assez brillant afin de pouvoir détecter de façon sûre une éventuelle discontinuité de Lyman. L'inconvénient du filtre étroit est la gamme de redshift très restreint auquel elle donne accès, et il faut alors observer des champs plus larges que les Lyman Break, pour sonder le même volume. Mais cette technique permet néanmoins d'atteindre l'extrémité à faible luminosité de la fonction de luminosité (LF, cf. Sect. 1.3.3) inaccessible aux LBGs et de déceler des phénomènes d'agglomération des sources à un redshift donné ("clustering" cf. Sect. 1.3.6). Ce qui fait en fait la force de la méthode à filtre étroit fait également sa faiblesse, puisque la détection de candidats LAEs est conditionnée par un seuil en flux afin d'avoir une largeur équivalente suffisante (typiquement $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} > 20$ Å). De fait, la distribution des largeurs équivalentes Lyα des LBGs (sélectionnées à l'origine sur la base de leur continu UV) montre, qu'avec une sensibilité typique des instruments au sol, une petite fraction seulement serait détectée dans les sondage par bande étroite (Steidel et al. 2000; Shapley et al. 2003). Et si l'on regarde le bon coté des choses, les deux méthodes sont finalement très complémentaires, au sens de la détection, puisqu'à titre d'exemple, les galaxies à très grand redshift sont très peu lumineuses et passent inaperçues aux observations du continu, et seule une forte émission Lyα est identifiable.

Il est très important aujourd'hui d'analyser les propriétés de l'émission Lyα dans les galaxies LBGs et les possibles corrélations avec les propriétés du continu. Ce genre d'efforts est actuellement entrepris par plusieurs groupes, mais reste encore marginal en ce qui concerne les propriétés physiques des LAEs, notamment leur distribution d'énergie spectrale dont la modélisation souffre cruellement du manque de données observationnelles à cause de leur continu généralement faible. Par exemple, la masse des LAEs reste encore très incertaine : Pirzkal et al. (2006) trouvent une masse stellaire de $M_\star \sim (10^6 - 10^8) M_\odot$ à $z \sim 5$ quand Lai et al. (2007) trouvent une valeur

bien supérieure $M_\star \sim (10^9 - 10^{10}) M_\odot$ à $z \sim 5.7$. De la même façon, la contribution des LAEs à la densité de formation stellaire[7] (SFRD) est en débat et semble évoluer avec le redshift. Pour Taniguchi et al. (2005) les LAEs ont une contribution au SFRD jusqu'à 10% de celle des LBGs à $z \sim 5 - 6.5$, et Shimasaku et al. (2006) arrivent à une valeur de SFRD(LAE) $\sim$ 30% SFR(LBG) à $z \sim 6$. D'un autre coté, un certain croisement est aussi observé entre les propriétés physiques de ces deux populations, comme les couleurs ou les magnitudes (Gawiser et al. 2006; Gronwall et al. 2007; Nilsson et al. 2007; Ouchi et al. 2008b; Lai et al. 2008). Shimasaku et al. (2006) trouvent une densité spatiale et une fonction de luminosité communes aux LAEs et LBGs. Le degré de *clustering* à $z \sim 3$ et 4.5 semble aussi être identique pour ces objets (Adelberger et al. 2005; Gawiser et al. 2007).

La connexion entre ces deux classes de galaxies occupera une partie du chapitre dédié à la modélisation des propriétés de l'émission Lyα dans les starbursts (cf. Sect. 3.1). Dans le même ordre d'idées, la table 1.1 présente un panorama des propriétés physiques, connues à ce jour, des différents types de galaxies lointaines présentées plus tôt.

1.3.2 Le taux de formation stellaire

Le taux de formation d'étoiles (SFR) traduit l'allure à laquelle le gaz est converti en étoiles dans une galaxie. Il mesure en pratique la masse stellaire produite par année en unités de masses solaires ($M_\odot$ yr^{-1}). Il existe actuellement plusieurs façons de l'estimer à partir de différentes émissions dans le spectre de la galaxie. Un des moyens pratiques de remonter au SFR est d'utiliser la luminosité dans l'UV lointain (FUV, Far UV) à $1250 - 2500$ Å. Cette partie spectrale est majoritairement dominée par l'émission d'étoiles massives ($M > 5\ M_\odot$) qui ont des temps de vie relativement courts ($\tau < 100$ Myr). Le flux FUV est donc un traceur direct de la formation stellaire courante. Cet indicateur présente l'avantage de ne pas être contaminé par l'émission d'étoiles vieilles en dessous de $\sim$ 3000 Å, et est particulièrement avantageux pour les galaxies à grand redshift puisque l'émission UV est décalée vers le visible et devient observable depuis le sol. Le principal inconvénient est que cette longueur d'onde est sévèrement affectée par l'extinction. D'autre part la conversion entre la luminosité FUV et le SFR (Madau et al. 1998) dépend de "l'histoire" de formation stellaire. Si au lieu d'une formation stellaire continue, des épisodes de flambée de formation d'étoiles (*burst*) très brèves ($\tau \sim 10$ Myr) dominent, alors cette relation peut fortement sous-estimer le SFR (Kennicutt 1998a).

Les raies d'émission de l'hydrogène, comme Hα, constituent une bonne alternative pour la mesure du SFR. Elle résulte de la recombinaison dans les régions HII, i.e. d'hydrogène ionisé par un rayonnement en dessous de la limite de Lyman (912 Å) qui provient des étoiles très massives ($M > 10\ M_\odot$). Le temps caractéristique de cette émission est alors comparable à la durée de vie de ces étoiles, à savoir de l'ordre de 20 Myr. La raie de Balmer Hα est de ce fait un estimateur quasi-instantané de la formation stellaire. Elle devient toutefois moins appropriée aux études à grand z puisqu'elle sort du domaine visible dès $z \sim 0.4$. D'autres raies peuvent alors prendre

[7] également appelé taux de formation stellaire cosmique CSFR, il représente la taux de formation d'étoiles en unités de masse solaires par année et par unité de volume (cf. Sect. 1.3.2)

le relais comme Hβ ou [OIII], mais sont plus affectées par l'atténuation par la poussière à cause de leur courte longueur d'onde ou par l'absorption stellaire sous-jacente pour Hβ.

A grand redshift la raie de recombinaison Lyα est la seule signature brillante qui présente l'avantage de rester accessible dans le visible et ce jusqu'à $z \sim 6.5$. On déduit une calibration du SFR(Lyα) à partir de celle de Hα en supposant un rapport Lyα/Hα = 8.7 dans le cas B[8] de la théorie de la recombinaison (Brocklehurst 1971). C'est d'ailleurs l'un des estimateurs les plus fréquents à grand redshift, mais c'est également le plus affecté par l'extinction et surtout par des effets complexes de transfert radiatif qui rendent son interprétation très incertaine. C'est précisément un des aspects majeurs traités dans cette thèse.

Il existe par ailleurs d'autres indicateurs du SFR à différentes longueurs d'onde. Ranalli et al. (2003) proposent une calibration du SFR en utilisant le rayonnement X, tandis que Condon (1992) montrent que le continu radio est un bon estimateur du SFR, ou bien encore le flux FIR (Kennicutt 1998b). Quoiqu'il en soit, il faut noter que tous ces indicateurs sont soumis aux incertitudes inhérentes aux modèles, telles que le scénario de formation stellaire ou bien la fonction de masse initiale[9] (IMF) qui donne la distribution des étoiles en masse lors de leur naissance.

D'un point de vue cosmologique il est préférable à plus d'un titre de calculer le taux de formation stellaire par unité de volume comobile[10], ce qu'on appelle le SFR cosmique (CSFR), ou la densité comobile de formation stellaire (en $M_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3}). Cette approche consiste à considérer tout le contenu de l'Univers, indépendamment du type des galaxies, susceptible d'engendrer nos galaxies actuelles et non pas seulement des galaxies individuelles. De fait cette quantité mesurée à différentes époques de notre Univers permet d'étudier les processus de formation stellaire et de son évolution sur un temps cosmique. La figure 1.9, appelée la "courbe de Madau", en référence à son utilisation par Madau et al. (1996), présente la façon la plus commune d'analyser l'évolution de la formation stellaire avec le redshift. On peut d'ailleurs noter la divergence des indicateurs vers le grand redshift à cause entre autres des incertitudes mentionnées plus haut et du fait que certains effets sont plus au moins corrigés selon les travaux (extinction, incomplétude etc.).

1.3.3 Fonction de luminosité

Une autre illustration de l'utilisation de la raie Lyα à des fins cosmologiques est la fonction de luminosité (LF) qui, au même titre que le CSFR, représente un outil précieux pour l'étude de l'évolution des galaxies. Comparer les fonctions de luminosité des galaxies (p. ex. les LAEs) à différents redshifts permet d'identifier une évolution en nombre ou en luminosité avec le temps. Notée ϕ, elle décrit le nombre de galaxies possédant une luminosité entre L et $L + dL$ par unité de volume

[8] Le cas B de la recombinaison suppose que tous les photons Lyman sont absorbés par les atomes H. C'est le cas optiquement épais, situation la plus plausible.

[9] Le nombre d'étoiles ayant une masse entre M et $M+dM$ est proportionnel à M^α, où l'exposant α donne lieu à différents modèles d'IMF.

[10] On raisonne en volume comobile pour faire abstraction des effets de l'expansion de l'Univers qui induit un biais sur le volume en fonction du redshift. $V(comobile) = V(propre) \times (1+z)^3$

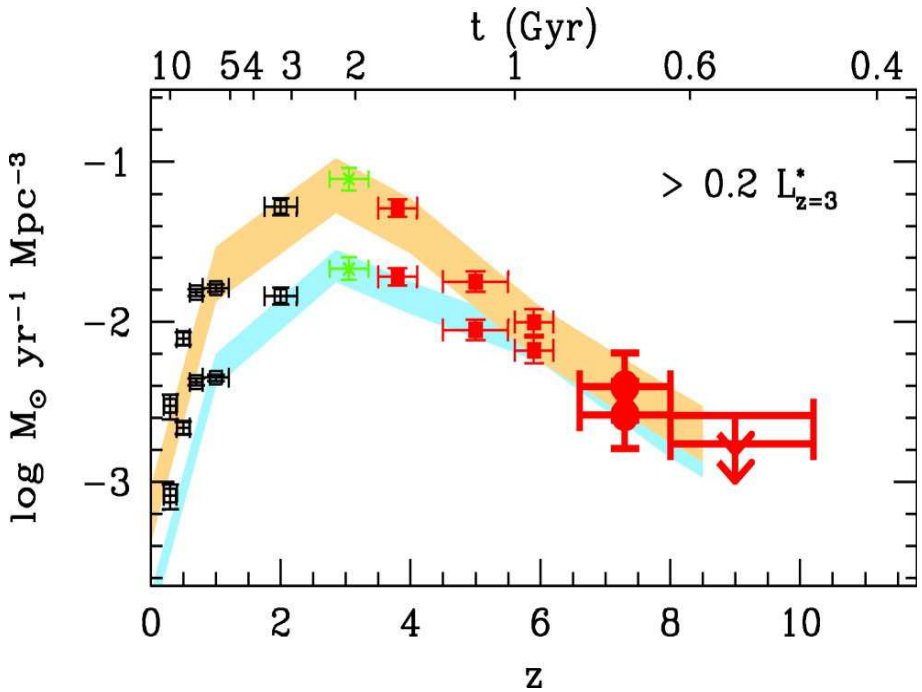


FIG. 1.9: Evolution de la densité de formation stellaire (SFRD ou CSFR) en fonction du redshift (Bouwens et al. 2008). Une compilation de plusieurs résultats entre $z \sim 0-9$ est donnée. Les points du haut indiquent la SFRD sans correction de l'extinction alors que les points plus bas en sont corrigés. Les régions colorées indiques les incertitudes sur ces déterminations.

comobile. De manière générale, la fonction de luminosité est décrite par une bonne approximation donnée par Schechter (1976) :

$$n(L) = \phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) \frac{dL}{L^*} \tag{1.2}$$

α définit la pente de la fonction vers les faibles luminosités car pour $L << L^*$ la loi en puissance est dominante et, au contraire pour les galaxies brillantes la fonction suit une loi exponentielle négative. L^* définit la luminosité caractéristique du changement de pente et ϕ est une normalisation de la fonction. On présente généralement une fonction de luminosité cumulée, c'est à dire pour une luminosité L donnée on aura tous les objets plus brillants que L (cf. Fig. 1.10)

D'un point de vue théorique, plusieurs études se sont attelées à une modélisation de la fonction de luminosité de Lyα (LF(Lyα)) et ce à différents redshifts. Les premières prédictions de l'évolution de LF(Lyα) furent initiées par (Haiman & Spaans 1999). La densité des émetteurs Lyα est estimée en supposant que dans chacun des halos de la distribution de matière noire (selon Press & Schechter 1974) une partie de la masse baryonique est transformée en étoiles sur un certain temps caractéristique et passe donc par un épisode d'émission Lyα. Ils prédirent entre autres qu'une déviation par rapport à la fonction attendue traduirait une atténuation par l'hydrogène neutre et que cela pourrait donc nous renseigner sur la fraction d'ionisation du milieu intergalactique (IGM) et donc le stade de la réionisation (cf. section suivante).

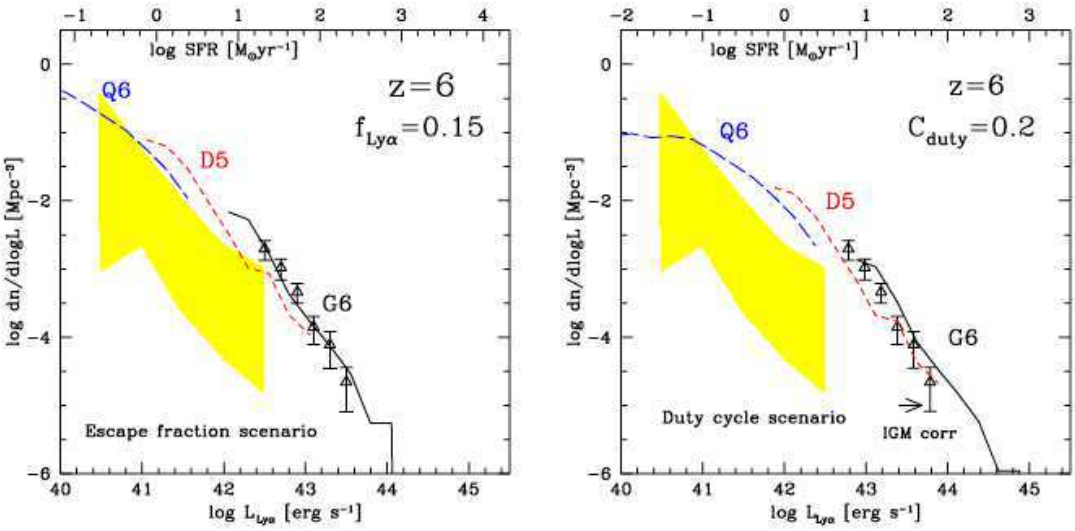


Fig. 1.10: Fonction de luminosité de Lyα des LAEs à $z = 6$ selon les deux scénarios de Nagamine et al. (2008). Les triangles représentent les observations de LAEs à $z \sim 5.7$ de Ouchi et al. (2008b) et la zone en jaune les résultats d'autres observations et simulations. Les deux figures montrent le résultat des prédictions de la LF(Lyα) avec un scénario de fraction d'échappement $f_{lya} = 0.15$, et un scénario de *duty cycle* $C_{duty} = 0.2$.

A la suite des sondages prolifiques en galaxies à grand z, plusieurs groupes vont leur emboîter le pas dans ce sens. On peut citer notamment Malhotra & Rhoads (2004); Haiman & Cen (2005) ou Le Delliou et al. (2005, 2006); Dijkstra et al. (2007) qui ont utilisé également le formalisme de (Press & Schechter 1974) pour prédire un certain nombre d'observables liées à Lyα. A l'image de Dijkstra et al. (2007), Nagamine et al. (2008) introduisent deux paramètres libres, le *duty cycle* C_{duty} qui reflète l'hypothèse selon laquelle l'émission Lyα n'est déclenchée que pendant une fraction de la vie de la galaxie, et la fraction d'échappement de Lyα $f_{\mathrm{Ly}\alpha}$. Malgré les bons accords avec les observations obtenus pas ces derniers modèles, on ne peut toujours pas trancher entre les deux hypothèses envisagées (une petite fraction d'échappement ou un court *duty cycle*). Nous discuterons justement de la façon de discriminer ces scénarios dans le chapitre 5 et comment une estimation de la fraction d'échappement $f_{\mathrm{Ly}\alpha}$ permet de contraindre les résultats de ces modèles (Kobayashi et al. 2009)

On va maintenant s'intéresser en particulier à l'aspect observationnel de LF(lya) et comment cela permet de contraindre la réionisation de l'Univers.

1.3.4 L'époque de la réionisation dévoilée par Lyα

La raie d'émission Lyα ainsi que la population d'émetteurs Lyα constituent un outil observationnel très précieux pour explorer l'histoire de la réionisation cosmologique de l'Univers. L'étude de l'évolution de LF(Lyα) avec le redshift est en effet une

bonne alternative à l'observation des quasars pour détecter l'effet *Gunn-Peterson*[11] (Fan et al. 2002).

Après la recombinaison, l'Univers est supposé "opaque" jusqu'à la formation des premiers objets qui vont émettre suffisamment de photons énergétiques pour ioniser l'hydrogène neutre de l'IGM responsable de cette période obscure (*dark ages*). C'est la période de réionisation. On a cependant toujours pas identifié clairement les sources de la réionisation et encore moins la chronologie précise de ce processus. Les dernières données de *WMAP5* situent la réionisation à $z \sim 8 - 15$ tandis que les études basées sur la forêt Lyα la placent à $z \sim 9 - 10$. La découverte de quasars à $z > 6$ indique également que l'univers devait déjà être partiellement ionisé.

L'utilisation de LF(Lyα) est basée sur le fait que les photons Lyα sont extrêmement sensibles à l'hydrogène neutre et vont, de ce fait, subir une atténuation à travers l'IGM. Cette atténuation sera proportionnelle à la fraction d'ionisation de l'IGM $x_{H\text{I}}$. Cela va se traduire par une évolution apparente de la fonction de luminosité Lyα, et connaissant sa forme intrinsèque on pourra en déduire $x_{H\text{I}}$. En pratique on observe LF(Lyα) à des redshifts de plus en plus grands et on guette sa décroissance lorsqu'on atteint l'époque de la réionisation, en supposant évidemment qu'il n'y pas une évolution physique propre des LAEs pendant ce temps. Il faut tout de même garder en tête que plusieurs effets peuvent contribuer à la modification de LF(Lyα) comme le transfert radiatif de Lyα (cf. Sect. 1.6), les erreurs statistiques pour la partie brillante, et l'incomplétude pour la partie faible etc. Dans leur sondage LALA (Large Array Lyα), Malhotra & Rhoads (2004) n'ont trouvé aucune différence significative de la fonction de luminosité des émetteurs Lyα entre $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.5$, concluant que la réionisation était déjà complète à $z \sim 6.5$. Ouchi et al. (2003) arrivent à la même conclusion pour les LAEs entre $z \sim 3.4$ et $z \sim 4.8$. Les observations de van Breukelen et al. (2005) et Shimasaku et al. (2006) ne donnent pas non plus de résultat positif quant à l'évolution de LF(Lyα) entre $z \sim 3.4$ et $z \sim 5.7$, et entre $z \sim 4.5$ et $z \sim 5.7$ respectivement. Kashikawa et al. (2006) trouvent quant à eux une évolution d'un facteur 2 de la fonction de luminosité Lyα dans son extrémité brillante entre $z \sim 4.5$ et $z \sim 5.7$ (cf. Fig .1.11) et affirment que la réionisation n'est peut être pas complète à $z \sim 6.5$, même si la variance cosmique ou les effets d'expansion peuvent être à l'origine de cette disparité (Dijkstra et al. 2007). On a désormais, clairement besoin d'un plus grand échantillon de galaxies LAEs à très grand redshift pour espérer améliorer ces contraintes sur l'époque de réionisation.

On se doit de mentionner, pour finir, l'utilisation du profil de la raie Lyα lui-même pour l'identification des effets de la réionisation. Haiman (2002) montre qu'une source Lyα qui se trouve avant la fin de la réionisation enfouie dans du gaz neutre peut être observable si elle est entourée par une région HII assez grande (gaz ionisé par la même source). Les photons Lyα qui seront donc déjà décalés vers le rouge en rencontrant le milieu neutre sortiront plus facilement. Cet effet dépend entre autres de la taille de la région HII et de l'opacité de l'IGM (Santos 2004). Le profil de la

[11] L'effet Gunn-Peterson correspond à la suppression de l'émission du quasar à une longueur d'onde plus courte que Lyα à cause de l'absorption par une grande quantité d'hydrogène sur la ligne de visée.

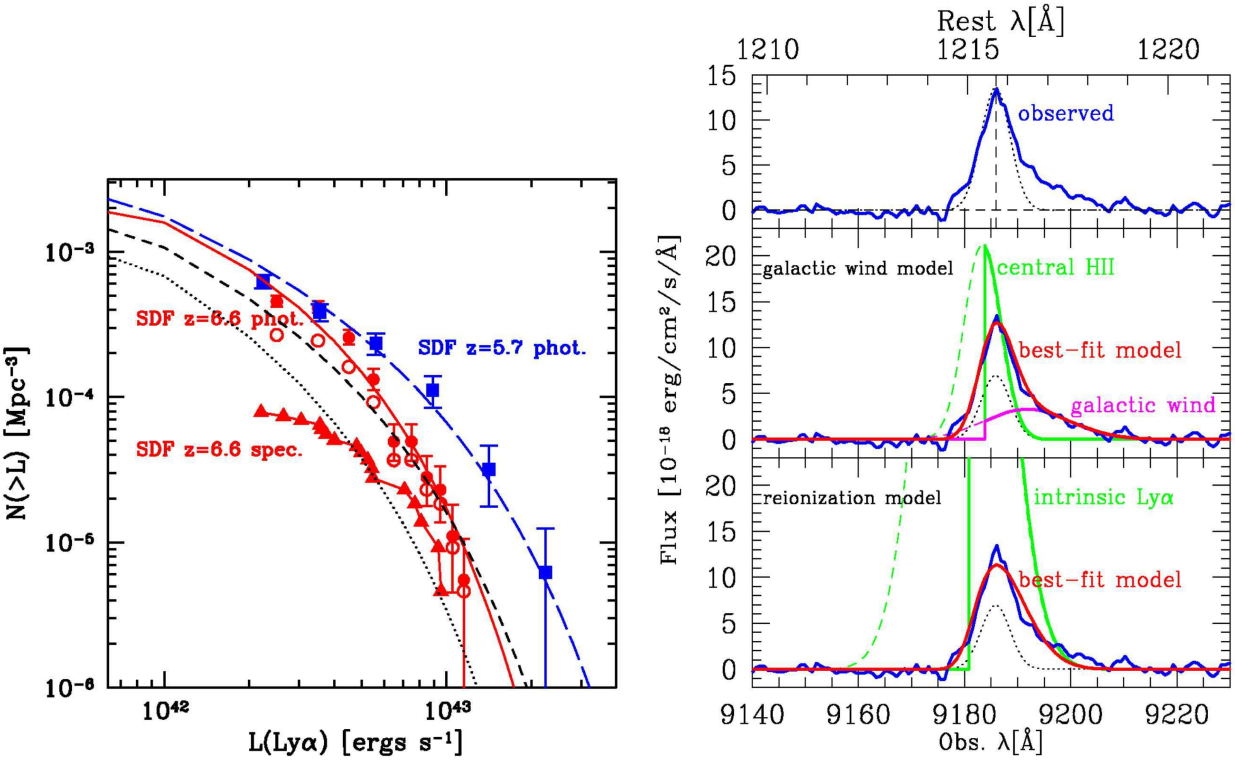


Fig. 1.11: La réionisation cosmologique à travers la raie Lyα. *Gauche :* évolution de la fonction de luminosité Lyα des LAEs entre $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.6$. Les symboles représentent les différentes observations spectroscopiques et photométriques. Les courbes sont un fit de Schechter de la fonction de luminosité aux redshifts respectifs. On observe une variation de la LF(Lyα) avec le redshift. *Droite :* Spectre composite de 12 LAEs et modélisation du profil de la raie Lyα avec différents modèles pour estimer l'atténuation par l'IGM et donc le stade de réionisation de l'Univers. *source :* Kashikawa et al. (2006)

raie Lyα s'en trouve donc fortement modifié (cf. Fig. 1.11). Misant sur cet effet, Hu et al. (2005) n'ont pas observé de variation de la forme du profil Lyα entre $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.5$ en accord avec les résultats de la fonction de luminosité des LAEs.

1.3.5 Identification de la première génération d'étoiles

L'une des pistes les plus probables envisagées actuellement pour expliquer la réionisation de l'Univers est la population d'étoiles de première génération, dites Population III. Ce sont des étoiles extrêmement pauvres en métaux qui peuvent, lors de la formation des nuages proto-stellaires, éluder la fragmentation à des masses supérieures à 100 $M_\odot$ (masse de Jeans). Cela donne naissance à des étoiles très massives ($M > 100 M_\odot$) dont la température peut atteindre 10^5 K (Schaerer 2002). Les modèles d'évolution stellaire (Tumlinson et al. 2001; Bromm et al. 2001) montrent qu'une grande partie du flux des étoiles de population III est dans le continu Lyman, ce qui leur confère un potentiel de ionisation très élevé. La figure 1.12 montre la distribution d'énergie spectrale caractéristique prédite pour un système d'étoiles de

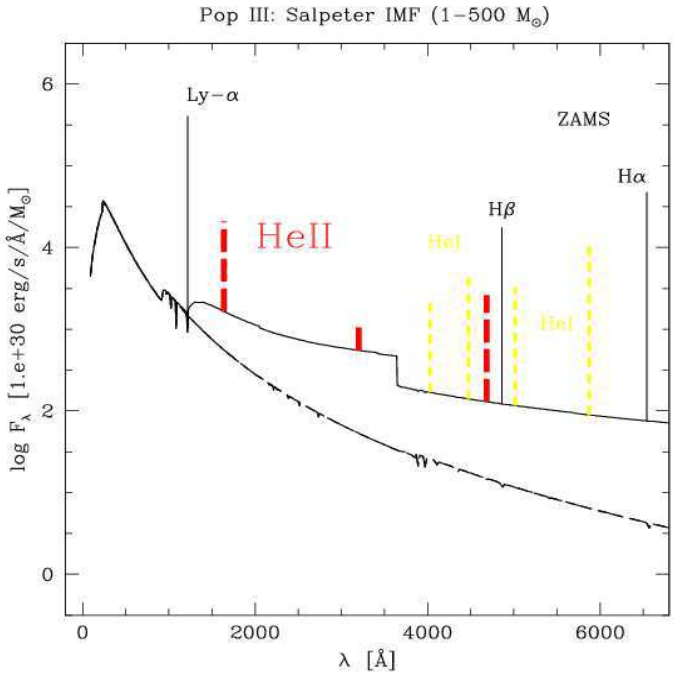


FIG. 1.12: Spectre d'une galaxie jeune de Population III incluant les raies de recombinaison d H et He (Schaerer 2002). Le spectre stellaire pure est en tirets et le spectre total (stellaire + nébulaire) est en trait plein. On remarque particulièrement les raies de recombinaison très intenses Lyα et He II ainsi que la contribution importante de l'émission nébulaire due au rayonnement ionisant intense des étoiles Pop III.

Population III, que l'on peut assimiler à une proto-galaxie. Le rayonnement ionisant intense donne lieu à une contribution nébulaire (émission du gaz) importante qui va dominer toute la partie optique ainsi que des raies de recombinaison très intenses comme Lyα ou He II λ1640.

Il est clair que si les galaxies primordiales sont dominées par des étoiles de population III elles se démarqueraient nettement des autres types de galaxies. Elles présenteraient globalement les caractéristiques suivantes : (i) un continu dominé par l'émission nébulaire et donc plus rouge, (ii) une forte raie de recombinaison He II (1640, 4686 Å), une signature formelle de la Population III mais restée jusqu'à maintenant insaisissable, et (iii) une émission Lyα proéminente avec des largeurs équivalentes pouvant atteindre 1000 Å, alors que pour des métallicités "normales" on arrive à un maximum de $\sim$ 240 Å pour les starbursts les plus jeunes (cf. Fig. 1.3 and Schaerer 2003; Charlot & Fall 1993). Il s'avère que plusieurs observations indiquent des largeurs équivalentes Lyα très élevées dans des galaxies à grand z. Shimasaku et al. (2006) ont publié un ensemble de 28 LAEs à $z \sim 5.7$ avec confirmation spectroscopique avec une largeur équivalente médiane $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim 233$ Å. Même si cette valeur reste compatible avec les prédictions, tenir compte de la transmission de l'IGM à ce redshift ($\sim 0.3 - 0.5$) augmenterait cette valeur d'un facteur $\sim 2 - 3$ (Dijkstra et al. 2007). Ainsi Shimasaku et al. (2006) estiment que $\sim 30 - 40\%$ de leur échantillon pourrait être des galaxies primordiales et/ou contenir des étoiles de Population III.

Parmi les émetteurs Lyα du programme *LALA* à $z \sim 4.5$, Malhotra & Rhoads (2002) trouvent un nombre important d'objets avec $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ supérieure à 200 Å, avec une valeur médiane de 450 Å, des valeurs caractéristiques de galaxies très jeunes, d'une IMF anormalement plate, ou bien d'étoiles de Population III (Kudritzki et al. 2000). Dans un contexte plus global, Jimenez & Haiman (2006) expliquent, parmi

plusieurs autres faits observationnels, comment ces grandes valeurs peuvent être une indication de la présence d'une fraction d'étoiles de Population III. Des observations complémentaires de cet échantillon ont permis d'écarter l'hypothèse d'un noyau actif de galaxie (AGN, Active Glactic Nuclei) qui pourrait être responsable d'une telle émission intense (Wang et al. 2004), et de confirmer spectroscopiquement 70% du catalogue photométrique mais sans qu'aucune détection significative de He II λ1640 ne soit reportée (Dawson et al. 2004). Il subsiste néanmoins quelques doutes quant à la réalité de ces valeurs. Seulement 3 à 5 objets parmi les 17 LAEs observés en spectroscopie sont susceptibles d'avoir des $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ supérieures à la normale. Il est donc probable que les largeurs équivalentes publiées basées sur la photométrie souffrent d'une grande incertitude sur le continu détecté dans la bande large R, à plus forte raison si le continu n'est pas du tout détecté, ce qui est le cas de près de la moitié de l'échantillon. On montrera d'ailleurs dans le chapitre 2 que la configuration géométrique du milieu interstellaire peut expliquer ces grandes $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ avec une population stellaire normale.

1.3.6 Tracer les grandes structures de l'Univers

Dans le cadre du modèle ΛCDM, les galaxies se forment dans les halos de matière noire et évoluent suivant un schéma hiérarchique. A partir de là, l'agglomération des galaxies en amas est gouvernée par la distribution spatiale de la matière noire qui s'organise en structure filamenteuse. De telles structures à grande échelle sont maintenant bien connues grâce aux grands relevés dans l'univers local (2dFGRS, SDSS, Colless et al. 2001; Loveday 2002). L'échantillon important, récemment disponible (cf. Sect. 1.2) de galaxies à grand redshift, ont permis d'étendre l'étude des grandes structures à l'univers lointain. Les statistiques de *clustering* permettent de tester les modèles de formation des galaxies et les résultats des simulations cosmologiques. La principale méthode de quantification du clustering est la fonction de corrélation à deux points $\omega(\theta)$ (pour les détails du calcul, voir Totsuji & Kihara 1969; Peebles 1974). Le principe et de calculer la probabilité de trouver une paire de galaxies dans une région définie de l'espace et d'en déduire le degré de regroupement des galaxies dans ce champ d'observation. Il a été démontré que cette fonction est bien décrite par une loi de puissance en fonction de la distance entre les galaxies observées. En pratique on cherche à calculer la longueur de corrélation r_0 qui représente la distance typique sur laquelle les galaxies se regroupent.

Les émetteurs Lyα sont devenus ces dernières années un outil incontournable pour tracer les grandes structures à grand redshift. Dans le champ SSA22, un proto-amas de 72 LAEs a été découvert à $z \sim 3.1$ par Steidel et al. (2000) avec une surdensité 6 fois supérieure aux observations classiques au même redshift de Cowie & Hu (1998). Le plus intéressant est le fait que les deux plus importantes surdensités se trouvent autour d'un QSO et autour d'une nébuleuse Lyα plus connue sous le fameux nom de "Blob Lyα" (LAB, voir la section suivante). En réalité, deux de ces fameux blobs ont été découverts pour la première fois dans ces données. Il semble bien que les LABs, au même titre que les QSOs, soient liés aux excès de densités à grand redshift. Hayashino et al. (2004) vont observer la même région que Steidel et al. (2000) mais avec un champ de vue 10 fois supérieur, pour découvrir 283

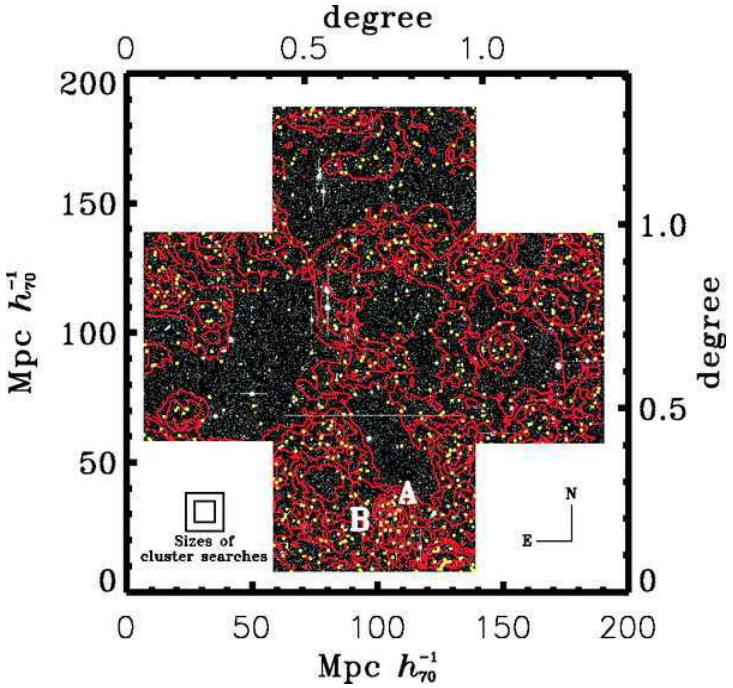


FIG. 1.13: Distribution spatiale des LAEs à $z \sim 5.7$ dans le SXDF (Ouchi et al. 2005). Les points jaunes marquent la position des LAEs et les courbes rouges représentent les contours de surdensité. On peut apprécier plusieurs régions très denses (A et B), des filaments, et des régions complètement vides. Noter la taille de carré en bas à gauche qui représente le champ de vue typique des recherches de proto-amas et qui peut donner des résultats très différents dans ce champ à cause de la variance cosmique.

candidats LAE, 73 émetteurs spatialement "étendus" et 49 systèmes Lyα-absorbants. Ces trois types d'objets s'arrangent étonnamment de la même façon dans l'espace pour dévoiler une structure filamenteuse de 60 Mpc (distance comobile) connectés avec les 2 LABs précédemment découverts. Ceci renforce encore l'idée selon laquelle les galaxies se forment préférentiellement dans les régions de surdensité.

Plusieurs études successives (Venemans et al. 2002, 2004, 2005, 2007) ont montré des régions de surdensité d'émetteurs Lyα autour de radio-galaxies. Ce travail totalise 300 LAEs à $2 < z < 5.2$ dans les environs de 8 radio-galaxies lumineuses. Parmi les 8 champs d'observation, au moins 6 montrent clairement une surdensité d'un facteur 3 à 5 par rapport à des champs similaires au même redshift. Ils estiment également qu'environ 75% des radio-galaxies pourraient résider dans des proto-amas à grand redshift et constitueraient par conséquent un très bon traceur de structures. Par ailleurs, de larges halos d'émission Lyα ont été observés autour des radio-galaxies elles-mêmes. Plusieurs autres structures filamenteuses ont été découvertes, parmi lesquelles un filament constitué de 8 LAEs à $z \sim 3.04$ d'une longueur de 29 Mpc (Möller & Fynbo 2001), et un autre de 30 Mpc constitué de 56 LAEs dans le champ SSA22 à $z \sim 3.1$ (Matsuda et al. 2005a).

Dans ce domaine, le groupe *Subaru* n'est pas en reste. Ouchi et al. (2003) entreprend une étude de corrélation sur un échantillon de 87 LAEs détectés à $z \sim 4.8$ dans le Subaru Deep Field (SDF). Ils trouvent une longueur de corrélation de $r_0 \sim 6.2h^{-1}$ Mpc, indicative d'une structuration significative et plus importante que pour les LBGs à redshift similaire. Shimasaku et al. (2003) puis Ouchi et al. (2005), mettant à profit les capacités de la nouvelle caméra *Suprime-Cam*, mènent le même type d'investigation à $z \sim 4.8$ et $z \sim 5.7$, dans les champs SDF et SXDF (Subaru-XMM Deep Field) respectivement. Les deux études vont révéler un clustering prononcé et des structures filamenteuses très claires (cf. Fig. 1.13). Cependant plusieurs autres

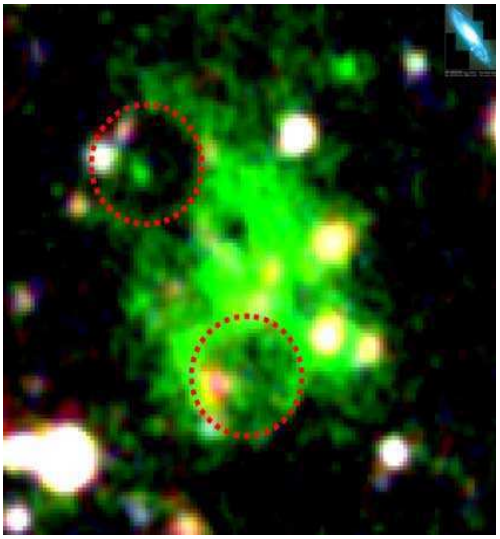


Fig. 1.14: Blob Lyα à $z \sim 3.1$. L'émission Lyα est montrée en vert. On peut apprécier l'étendue spatiale sans équivalent ($\sim$ 300 kpc) de cette nébuleuse par comparaison avec la galaxie Andromède visible en haut à droite. *source : université de Tokyo.*

études n'ont trouvé aucun indice de clustering. Par exemple, les 119 LAEs de Murayama et al. (2007) sur un très grand champ COSMOS de 2 degrés carrés à $z \sim 5.7$ n'ont montré aucune trace de larges structures. Subsiste maintenant la question de savoir à quel point les LAEs peuvent être une bonne représentation des populations de galaxies à grand z, et s'ils suivent les grandes structures de l'Univers comme on pourrait le penser à travers la dépendance de la formation des galaxies de leur environnement.

1.3.7 Le mystère des "Blobs" Lyα

Parmi leur moisson d'émetteurs Lyα dans un proto-amas à $z \sim 3.1$, Steidel et al. (2000) vont faire une découverte pour le moins surprenante. Deux nébuleuses extrêmement brillantes en Lyα avec une extension physique d'environ 100 kpc, plus de 20 fois supérieure aux LAEs qu'on peut observer à un redshift similaire. On les appellera dorénavant les "Lyα Blobs" (LAB). Le plus intrigant est l'absence totale de contrepartie dans l'UV qui permettrait d'expliquer, par une ionisation intense, une telle émission Lyα. Le mystère autour de l'origine et la nature de ces nébuleuses ne fera que s'amplifier par la suite, au fil des spéculations contradictoires. Cet intérêt soudain est, entre autres raisons, suscité par le fait que ces nébuleuses pourraient bien être des signatures directes de la formation de galaxies massives (Webb et al. 2009) ; idée étayée par la détection de sources sub-mm et infrarouge associées à ces objets et que ces derniers se trouvent en majorité dans des régions de surdensité favorable à la formation des galaxies.

L'un des mécanismes potentiels de formation des LABs est le refroidissement gravitationnel. L'accrétion du gaz présent dans les halos de matière noire se refroidit à travers une émission dominée par Lyα (Haiman et al. 2000; Fardal et al. 2001; Nilsson et al. 2006). Une autre éventualité serait la photo-ionisation d'un gaz étendu et froid par une source UV de formation stellaire intense mais obscurcie (Steidel et al. 2000). Le réchauffement par les chocs de vents galactiques très puissants générés par des starbursts ou même des AGNi, a également été au menu des discussions

(Taniguchi et al. 2001; Mori et al. 2004; Geach et al. 2005; Colbert et al. 2006). La liste des scénarios décrits ici n'est pas exhaustive, et tout récemment encore deux articles sont parus avec des explications différentes de la formation des LABs : refroidissement gravitationnel à l'aide de simulations numériques (Dijkstra & Loeb 2009), et photo-ionisation par une source centrale (starburst et/ou AGN) à partir d'observations X et infrarouge (Geach et al. 2009). Ces deux visions ne sont peut être pas pour autant contradictoires, car on tend à penser que les LABs ne suivent peut être pas tous le même processus de formation. Il est clair, néanmoins que la situation est loin d'être éclaircie quant à l'origine de cette émission super-galactique ($\sim$ 30 - 200 kpc) d'une intensité rare ($L \sim 10^{44}$ erg s^{-1}) et que de nombreux projets sont en cours pour une réponse plus concluante.

1.4 Les difficultés d'interprétation inhérentes à la nature de la raie Lyα

Avant d'affubler Lyα de toutes les prouesses cosmologiques que l'on vient d'énumérer, on se doit de clarifier toutes les contradictions observationnelles accumulées afin d'assurer une interprétation robuste.

Le premier problème observationnel est lié aux toutes premières prédictions d'une foison d'émetteurs Lyα dans l'univers jeune. Si l'on suppose que les galaxies primordiales se forment à grand redshift et ont un temps de vie assez long pour donner naissance aujourd'hui à des galaxies similaires à la notre, la Voie Lactée. Alors, connaissant la densité de luminosité de l'Univers actuel et surtout la luminosité caractéristique L^* (cf. Sect. 1.3.3) des galaxies, on prédit un très grand nombre de galaxies jeunes à grand z. Les premières recherches d'une telle population se sont intéressées en particulier à la signature Lyα dans ces galaxies suivant en cela les modèles de Partridge & Peebles (1967) qui suggéraient que ces objets traversaient leur première phase de formation stellaire intense. Durant les années 80 et 90, la plupart des sondages à $z \sim 2-6$ recherchant une potentielle émission Lyα se sont soldés par un échec (Pritchet 1994). Les observations de grands champs n'ont révélé aucune détection significative d'objets assimilables à des galaxies primordiales (Koo & Kron 1980). De fait, les programmes d'observation utilisant la technique de spectroscopie à longue fente ne pouvaient détecter que des sources tombées fortuitement dans l'espace très restreint surveillé (Lowenthal et al. 1990; Thompson et al. 1992; Djorgovski et al. 1993). Plus tard, des CCDs plus sensibles ont permis d'atteindre des limites en flux très faibles, jusqu'à 10^{-17} erg s^{-1} cm^{-2} par l'emploi de filtres étroits conçus pour limiter la contamination du ciel (Pritchet & Hartwick 1987; Smith et al. 1989; Djorgovski & Thompson 1992; de Propris et al. 1993; Moller & Warren 1993). Le résultat fut sans appel : aucune détection d'émission Lyα de galaxies primordiales. Ce résultat est en total contraste avec les modèles, que se soit en termes de densité numériques de LAEs ou bien de luminosité.

Afin de comprendre cette disparité, on a entrepris de s'intéresser à des analogues des LAEs distants, à savoir des galaxies à flambée de formation d'étoiles, émettrices Lyα, dans l'Univers proche. L'étude de galaxies voisines bien connues permet ainsi d'avoir une résolution inatteignable à grand z et de contrôler divers paramètres phy-

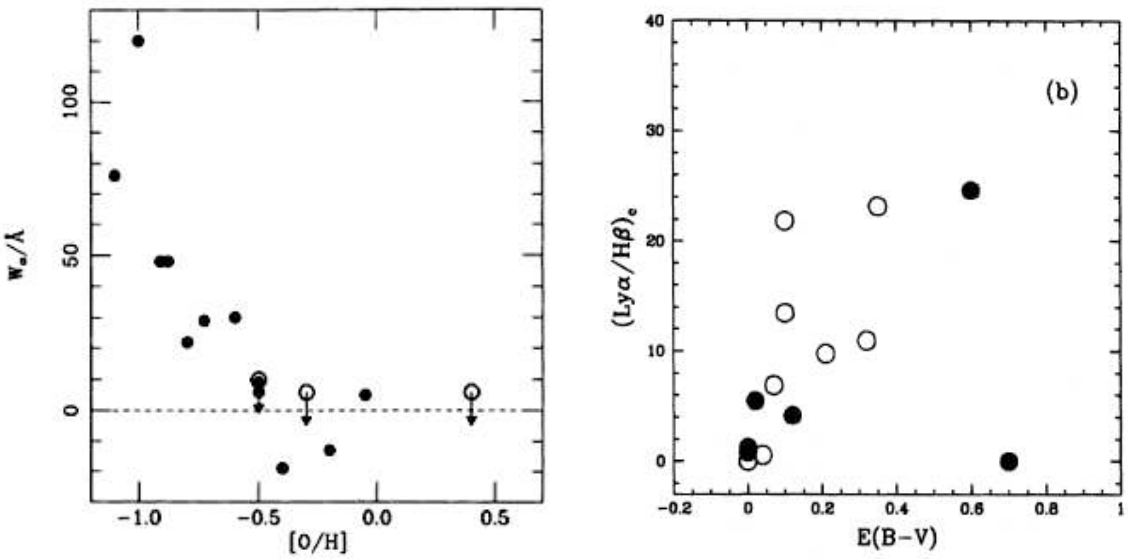


Fig. 1.15: *A gauche :* Compilation de données IUE montrant une anticorrélation entre la largeur équivalente Lyα et la métallicité [O/H] (Charlot & Fall 1993). *A droite :* Figure de Giavalisco et al. (1996) qui montre la relation entre le rapport Lyα/Hβ corrigé de l'extinction, et l'extinction représentée par le décrément Balmer Hα/Hβ pour une compilation de starbursts locaux. Clairement aucune corrélation n'est détectable et de plus, le rapport corrigé reste pour toutes les galaxies bien en dessous de la valeur intrinsèque théorique (~ 27).

siques susceptibles d'expliquer les observations. Mais pour cela il faut s'affranchir de l'atmosphère terrestre qui absorbe le spectre UV en utilisant des télescopes spatiaux. Ensuite, il faut tout de même observer des galaxies suffisamment éloignées pour que leur émission Lyα soit assez décalée et donc ne pas se confondre avec l'émission géocoronale (couronne terrestre), ni être absorbée par le gaz HI galactique (i.e. de notre propre Galaxie). C'est le satellite *IUE* (*International Ultraviolet Explorer*) qui va ouvrir la voie et donner lieu au plus grand catalogue UV de galaxies locales.

Les premières observations de starbursts locaux ont ciblé un échantillon modeste de galaxies HII et de galaxies brillantes en UV. L'émission Lyα n'a été observée que dans de rares objets, et quand ce fut le cas, le flux Lyα était bien en dessous de la valeur prédite par la théorie de la recombinaison. Pour le reste des objets Lyα était observée en absorption (Meier & Terlevich 1981; Hartmann et al. 1984; Deharveng et al. 1985; Hartmann et al. 1988). Ces auteurs ont rapidement suggéré que l'absence ou la faiblesse de l'émission Lyα pouvait être attribuée à l'atténuation par la poussière à cause de la nature résonante (cf. Sect. 1.6) de la raie Lyα. Ces conclusions seront confortées plus tard par les travaux de Terlevich et al. (1993) et Charlot & Fall (1993) qui trouvent une anticorrélation entre la largeur équivalente de Lyα et la métallicité (cf. Fig. 1.15), à supposer que la poussière et la métallicité soient liées. Ces résultats ont une implication claire : Les sondages de galaxies primordiales à travers l'émission Lyα sont voués à l'échec.

Cependant, en compilant des observations *IUE* de starbursts proches, Giavalisco

et al. (1996) vont arriver à des conclusions différentes. La figure 1.15 montre la rapport Lyα/Hβ en fonction du rapport Hα/Hβ. Cela représente en réalité l'intensité Lyα en fonction de l'extinction. En effet, parce que l'absorption par la poussière varie en fonction de la longueur d'onde, Hα est moins atténuée que Hβ. Leur rapport est donc un bon traceur de l'extinction dans les régions nébulaires de la galaxie, et est appelé décrément Balmer (à ne pas confonde avec la discontinuité Balmer à 4000 Å). On voit clairement qu'il n'y pas de relation évidente entre ces deux quantités. Ceci est également valable si on trace Lyα/Hβ en fonction de la métallicité. De plus si l'on corrige le rapport Lyα/Hβ de l'extinction on devrait arriver selon la théorie de la recombinaison dans le cas B à une valeur d'environ 27. Mais toutes les valeurs corrigées restent bien en dessous de cette limite. Ceci constitue la preuve définitive qu'on ne peut pas expliquer l'absence ou l'atténuation de l'émission Lyα simplement par la poussière. Les auteurs expliquent cela par la géométrie du milieu interstellaire, suivant une idée originale de Neufeld (1991). Par ailleurs Valls-Gabaud (1993) invoque également l'importance de l'absorption stellaire de Lyα dans les étoiles chaudes ainsi que le scénario de *duty cycle* dans ces observations.

Nous verrons dans la section 1.5 comment des études ultérieures des galaxies proches ont encore permis d'éclaircir quelques points à ce sujet, et de poser de nouveaux problèmes.

En parallèle, les études à plus grand redshift ont connu un essor spectaculaire vers la fin des années 90's, avec une instrumentation plus performante et des télescopes de plus grand diamètre. Cette révolution va également apporter son lot d'incohérences observationnelles, semant le doute sur la validité des interprétations basées sur la raie Lyα. Nous avons par exemple pu apprécier l'utilité de cette raie pour déterminer le taux de formation stellaire à grand z (Sect. 1.3.2). Néanmoins, il se trouve que cet indicateur donne des résultats souvent en désaccord avec les autres méthodes. En outre, Taniguchi et al. (2005) trouvent que la densité de formation stellaire $\rho_{\rm SFR}^{\rm UV}$ des LBGs est de 2 à 6 fois supérieure à celle calculée à partir de la luminosité Lyα $\rho_{\rm SFR}^{\rm Ly\alpha}$. Se basant sur des résultats précédents rencontrant les mêmes problèmes (Hu et al. 2002; Kodaira et al. 2003), ils ne peuvent que donner une limite inférieure de SFRD. Tapken et al. (2007) déterminent des valeurs du SFR à partir de Lyα et du continu UV (encore une fois non corrigées de l'extinction) pour des galaxies à $z \sim 3-5$. Ils trouvent en moyenne un rapport ${\rm SFR}_{Ly\alpha}/{\rm SFR}_{UV} \sim 0.2$ tandis que Gronwall et al. (2007) arrivent à un facteur de 0.3 pour un ensemble de LAEs à $z \sim 3.1$. Dans le chapitre 2, nous traiteront des différents effets responsables de cette incompatibilité. Dans le même ordre d'idée, si l'on applique les limites de détection actuelles des LAEs à grand redshift (typiquement $EW_{\rm Ly\alpha} \gtrsim 20$ Å) à l'échantillon de LBGs à $z \sim 3$ de Shapley et al. (2003), alors seulement 25% des galaxies sélectionnées sur la base de leur continu UV seraient des émetteurs Lyα. La fonction de luminosité Lyα, aussi importante soit-elle pour explorer l'évolution des galaxies ou tester la réionisation de l'Univers, est, elle aussi, sujette à ces complications. On trouve encore aujourd'hui des différences entre LF(Lyα) et LF(Hα) par exemple qui n'est pas affectée par ces phénomènes de résonance, et même si les modèles commencent à converger avec les observations en termes de LF et de densité numérique de LAEs, il reste encore à justifier centaines hypothèses parfois arbitraires utilisées, concernant notamment la fraction d'échappement de Lyα ou bien encore à discri-

miner entre divers scénarios envisagés (Le Delliou et al. 2005, 2006; Dijkstra et al. 2007; Nagamine et al. 2008; Orsi et al. 2008; Kobayashi et al. 2009). Finalement une dernière observation symptomatique de la difficulté d'interprétation de Lyα serait les largeurs équivalentes Lyα qui dépassent allègrement les valeurs prévues par les modèles de synthèse stellaire. Malhotra & Rhoads (2002); Shimasaku et al. (2006) trouvent dans un grand nombre d'objets que $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ est supérieure à 240 Å, où dans la plupart des cas l'hypothèse d'un noyau actif est exclue. Ces observations peuvent être liées à des étoiles de Population III, à une IMF singulière ou bien au transfert radiatif des photons Lyα dans le milieu interstellaire. Cette kyrielle d'incohérences, on les doit en grande partie à la négligence des effets de transfert radiatif des photons Lyα dans les starbursts, comme si tous les photons Lyα émis finissaient par émerger. Nous verrons à quel point cette hypothèse est fallacieuse.

1.5 Les leçons de l'Univers local

1.5.1 Le paradoxe observationnel à travers les études spectroscopiques

L'univers local est un laboratoire unique pour étudier la physique de la raie Lyα et tenter de comprendre l'origine des incohérences observationnelles dont on vient d'avoir un aperçu. Après les résultats de Terlevich et al. (1993) et Charlot & Fall (1993), il était clair que les objets susceptibles d'avoir une émission Lyα significative devaient être les galaxies à faible métallicité et peu poussiéreuses. Le *HST* va offrir à ce moment là une résolution spatiale et spectrale inégalée, *a fortiori* dans le domaine UV. Kunth et al. (1994) puis Thuan & Izotov (1997), avec le *Goddard High Resolution Spectrograph* (*GHRS*) vont alors choisir la facilité et observer respectivement les galaxies les plus déficientes en métaux et en poussière connues à ce jour, IZw 18 et SBS 0335-052, afin d'assurer une détection d'émission Lyα. La surprise sera de taille. Dans les deux cas, une très forte absorption Lyα est observée, atteignant des largeurs équivalentes de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim -50$ Å (cf. Fig. 1.16). Ce résultat, à lui seul, remit en cause toutes les théories échafaudées à ce sujet, à cette époque. Pour marquer encore plus la confusion, Lequeux et al. (1995) vont observer entre temps Haro 2, une galaxie environ 10 fois plus poussiéreuse et riche en métaux que les précédentes, et vont découvrir une forte raie Lyα en émission (cf. Fig. 1.16).

Mais le travail de Lequeux et al. (1995) laissera une piste pour assembler les pièces de ce puzzle observationnel. L'émission Lyα était accompagnée d'une signature de vents galactiques expulsant le gaz neutre à une vitesse de 200 km s^{-1}. Cela incite Kunth et al. (1998) à observer huit starbursts locaux avec le *GHRS* dont certaines sont choisies *a priori* pour leur émission/absorption Lyα. La configuration instrumentale judicieusement choisie permet d'observer Lyα ainsi que les raies interstellaires à faible ionisation (LIS, Low Ionisation State) [O I] λ 1302 Å et [Si II] λ 1304 Å avec une résolution spectrale suffisante pour séparer ces dernières ($\Delta\lambda = 0.08$ Å à 1300 Å). Au final, les observations révèlent que 4 galaxies sont des émetteurs Lyα et les 4 autres des absorbants. Quand Lyα est observée en absorption, les raies LIS interstellaires sont toujours à la même position que le redshift de la galaxie (i.e. sa vitesse). Cela implique que le milieu interstellaire, le gaz neutre en l'occurrence,

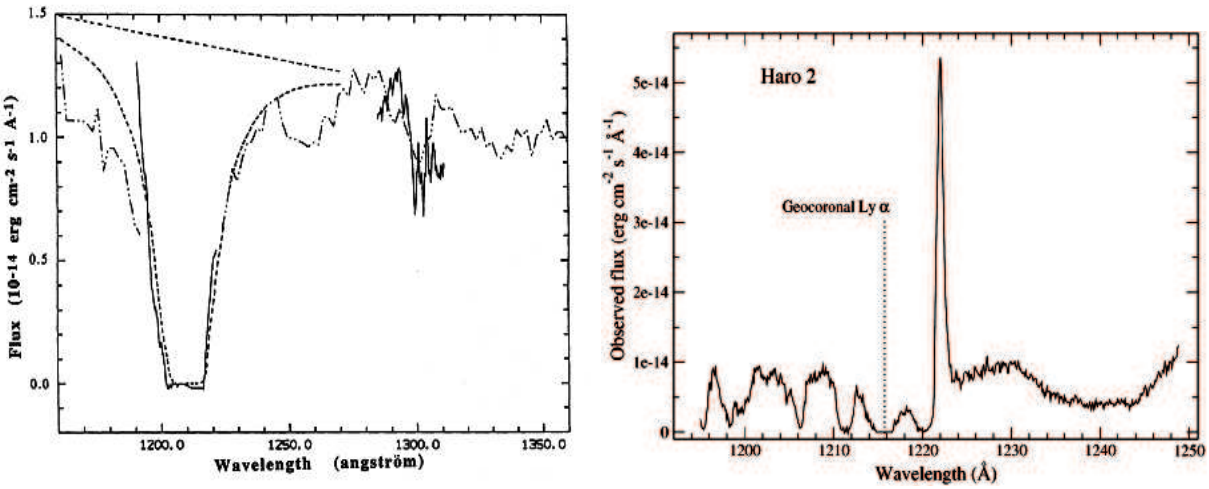


FIG. 1.16: Le paradoxe observationnel dans les galaxies bleues compactes locales. *A gauche :* Les observations *GHRS* de IZw 18, l'une des galaxies les plus déficientes en poussière et en métaux connues, révèlent une absorption Lyα saturée (Kunth et al. 1994). Au contraire, *à droite*, Haro 2, un ordre de grandeur plus poussiéreuse et métallique que IZw 18 montre une forte émission Lyα (Lequeux et al. 1995).

est statique par rapport aux étoiles. En revanche, pour toutes les galaxies où Lyα est en émission, les raies LIS sont systématiquement décalées vers le bleu[12] indiquant que le gaz neutre est en expansion à une vitesse $v_{exp} \sim 200$ km s^{-1}. De plus comme on peut le voir également sur la figure 1.17, la raie Lyα, dans le cas de l'émission, présente toujours un profil P-Cygni, c'est à dire une partie en émission du coté rouge (plus grand λ) et une absorption du coté bleu. Ce genre de profil est une signature claire de gaz en expansion car les photons Lyα sortent plus facilement à des longueurs d'onde plus grandes que celle au repos à 1216 Å quand ils rencontrent un gaz HI dont la longueur d'onde d'absorption est décalée vers le bleu (nous verrons cet effet plus en détail dans le chapitre 3). Ce résultat est remarquable dans le sens où il a permis de démontrer clairement le rôle des vents galactiques dans l'échappement des photons Lyα. Il allait falloir désormais, en plus de la poussière et des diffusions multiples, compter avec la cinématique du gaz neutre pour expliquer les observations Lyα.

Par la suite, Mas-Hesse et al. (2003) ont ré-observé trois de ces galaxies avec *STIS*, dont deux émetteurs (Haro 2 et IRAS 0833+6517) et un absorbant (IZw 18), afin de caractériser spatialement la cinématique du gaz neutre et voir si dans le cas de IZw 18 on ne retrouvait pas de trace d'émission loin du centre du starburst. Il s'avère que les profils P-Cygni sont spatialement très étendus, indiquant la présence de "super-bulles" en expansion à une échelle galactique qui couvre plusieurs kiloparsecs, et générées par l'énergie mécanique libérée par le starburst. En utilisant les modèles hydrodynamiques de Tenorio-Tagle et al. (1999) ces auteurs esquissent une description qualitative de l'évolution de la super-bulle et ce qu'on observerait

[12] ici l'absorption est causée par un gaz qui se rapproche de nous, ce qui explique le décalage vers le bleu

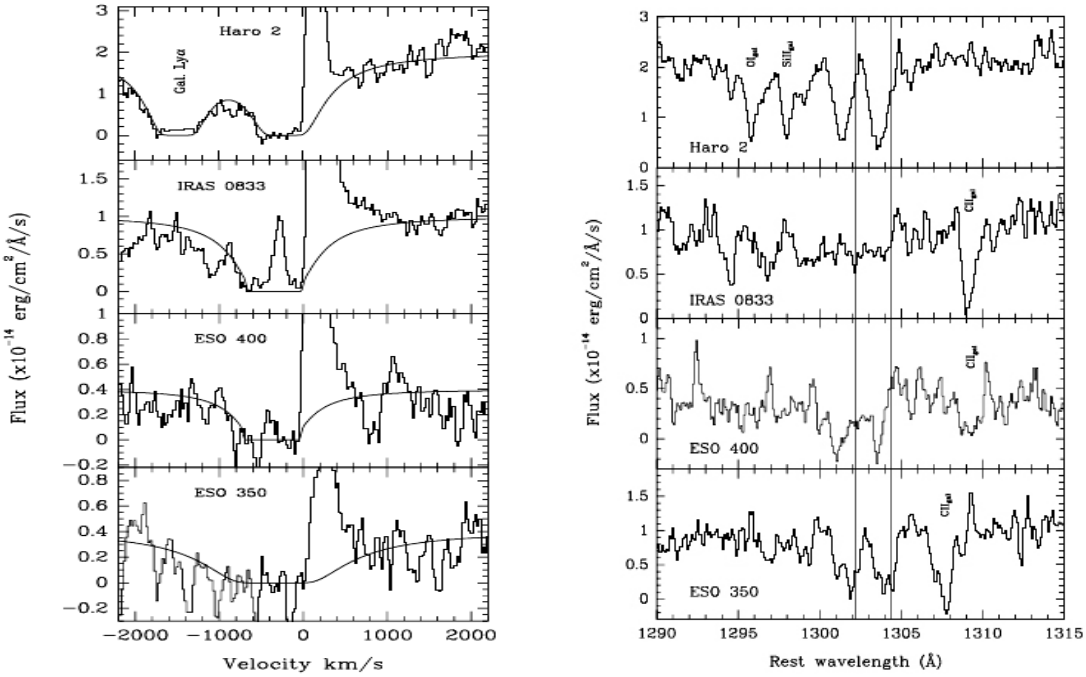


Fig. 1.17: Le rôle de la cinématique dans l'émission Lyα (Kunth et al. 1998). Dans toutes le galaxies qui montrent une émission Lyα (figure de gauche) on observe un décalage des raies interstellaires LIS vers le bleu par rapport aux étoiles (figure de droite), symptomatique d'un gaz neutre en expansion. Tous les spectres Lyα en émission ont un profil P-Cygni confirmant la présence de vents galactiques.

à chaque phase. Dans la phase initiale Lyα serait en absorption, puis en émission, et au début de la recombinaison un profil P-Cygni serait visible. Quand la recombinaison de H est complète dans la super-bulle, on revient à un profil absorbant. Les observations Lyα des trois galaxies correspondent chacune à une phase différente. Les détails de ce scénario qualitatif d'évolution sont données dans Tenorio-Tagle et al. (1999).

1.5.2 L'imagerie Lyα avec le Télescope Spatial Hubble

La dépendance complexe de l'émission Lyα par rapport aux divers paramètres physiques de la galaxie hôte, particulièrement révélée par les études spectroscopiques dans l'Univers local, soulèvent quelques interrogations supplémentaires. On a vu (Mas-Hesse et al. 2003) que du fait de la diffusion des photons Lyα sur les atomes d'hydrogène, ceux-ci pouvaient se retrouver loin de leur région de production. Cela implique que les observations spectroscopiques pointant les sources UV intenses avec des fentes étroites sont susceptibles de manquer une grande partie de l'émission Lyα diffusée. A cause de la géométrie du MIS, la transmission des photons Lyα peut varier à une petite échelle spatiale. Par conséquent, il nous serait difficile d'interpréter des observations à grand redshift, par exemple, si l'on a pas accès à des quantités globales. Ces considérations, ont été la motivation première d'une campagne d'imagerie Lyα de galaxies proches avec la caméra *ACS*(*Advanced Camera for Survey*) du

HST (Kunth et al. 2003). Six galaxies bien connues furent choisies pour couvrir une large gamme de paramètres et profils Lyα. Aussi, l'échantillon inclut des émetteurs Lyα et des systèmes absorbants, avec différentes métallicités, luminosités, ou encore extinctions.

Une analyse préliminaire de deux galaxies (SBS 0335-052 et Haro 11) a été présentée dans un premier papier par Kunth et al. (2003). SBS 0335-052 montre une forte absorption presque uniforme, conforme aux études spectroscopiques préalables (Thuan & Izotov 1997). La résolution de *ACS* permet de révéler une structure spatiale assez complexe de Lyα dans Haro 11, mêlant zones d'absorption et d'émission devant des sources UV intenses. Il apparaît alors qu'aucune émission n'est détectée dans SBS 0335-052 et ce indépendamment de l'extinction, alors que dans Haro 11 l'émission Lyα varie énormément d'une région à l'autre. Ceci augure en réalité des résultats que nous allons aborder au chapitre suivant. La cinématique du gaz neutre peut être la cause de ces différences, et entre autres paramètres, Lyα peut être régulée par la géométrie du milieu interstellaire.

1.6 La physique de la raie Lyα

Nous allons à présent présenter les principaux concepts et caractéristiques physiques de la raie Lyα. Cette description consiste à suivre les photons Lyα depuis leur émission jusqu'à l'observateur, en mettant l'accent sur ce qui nous intéresse le plus, les heurs et malheurs de ces photons dans le milieu interstellaire des galaxies émettrices. Globalement tout ce qui se passe sur la ligne de visée du télescope. Il est maintenant clair, au vu des études spectroscopiques à bas redshift (cf. Sect. 1.5) et des problèmes d'interprétation des observations à grand redshift (cf. Sect. 1.4), que le transfert radiatif Lyα est un paramètre essentiel qu'il faut impérativement prendre en compte.

1.6.1 Mécanisme d'émission Lyα

Comme on l'a vu précédemment, plusieurs mécanismes, en plus de la recombinaison dans les régions HII des starbursts, peuvent être à l'origine de l'émission Lyα. Le refroidissement gravitationnel de gaz en accrétion dans les halos de matière noire s'effectue par rayonnement émis principalement sous forme de photons Lyα. De plus, si Lyα reste assez faible dans les galaxies bleues compactes (BCGs), elle apparaît très forte dans les noyaux actifs de galaxies (AGNi), y compris ceux à faible luminosité. Enfin, en contrepartie de l'absorption provoquée par les proto-galaxies et nuages intergalactiques de gaz neutre (les DLAs), une émission Lyα est attendue à cause de l'ionisation de la surface de ces nuages par le rayonnement UV. Vu sa brillance de surface très faible, la détection de ce phénomène appelé "fluorescence Lyα" reste encore en débat (Hogan & Weymann 1987; Cantalupo et al. 2007). Si tous ces processus d'émission sont tous intéressants du point de vue astrophysique, au sens où ils permettent l'investigation de phénomènes et de classes d'objets complémentaires, nous nous intéresserons dans ce qui suit à l'émission Lyα produite par la formation stellaire dans les starbursts.

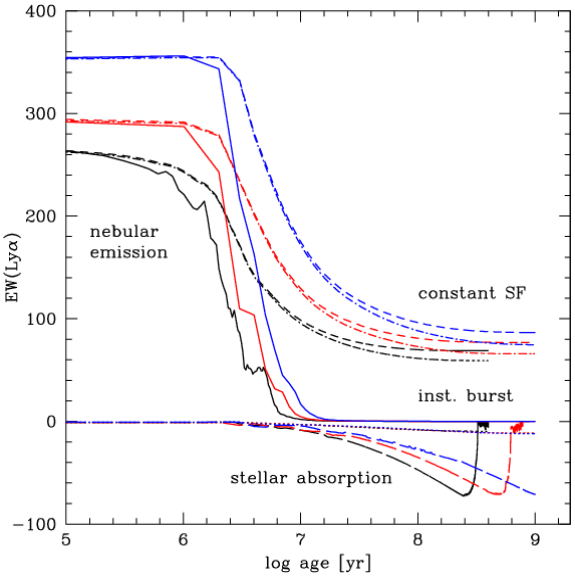


Fig. 1.18: Histoire de formation stellaire (Schaerer & Verhamme 2008). Prédictions de la largeur équivalente de Lyα en fonction de l'âge du starburst. Deux scénarios de formation stellaire sont envisagés, un burst instantané (chute rapide entre 1 et 40 Myr) et une formation stellaire continue (équilibre vers 50 Myr) et ce pour différentes métallicités. L'absorption stellaire Lyα est aussi représentée en bas. Les courbes en tirets longs sont la somme des contributions stellaires et nébulaires. Noter que pour un burst instantané $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ devient négative à partir de $\sim$ 50 Myr.

Dans les galaxies à flambée de formation d'étoiles, les régions HII diffuses contiennent principalement des atomes d'hydrogène dans un état excité ou ionisé par le rayonnement UV d'énergie supérieure à 13.6 eV, produit par les étoiles massive en formation. Lors de la capture d'un électron par ces atomes il descend par cascade jusqu'au niveau d'énergie fondamental. Ceci s'accompagne d'une perte d'énergie sous forme discrète : les photons, qui vont donner les raies de recombinaison. Les niveaux d'énergie sont eux même subdivisés en sous-niveaux selon le nombre quantique secondaire (noté s,p,d,f ...). Ainsi le second niveau est composé des sous-niveaux $2S_{1/2}, 2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$. Seulement, dans le cadre de la théorie de la recombinaison (Osterbrock 1989), seule la transition d'un électron des sous-niveaux $2P$ vers le niveau fondamental $1S$ va donner un photon Lyα. La transition ($2S \rightarrow 1S$) va générer deux photons dans le continu. On appelle cela l'émission "deux-photons". Ainsi, si l'on considère le cas B de la recombinaison, où tous les photons Lyα émis sont ré-absorbés par d'autres atomes H (cas optiquement épais), alors la probabilité d'avoir un photon Lyα lors d'une recombinaison est de 2/3.

Même si la recombinaison est le processus dominant dans le cas de l'émission Lyα, il existe des effets qui sont parfois non négligeables. La collision avec des électrons peut exciter les atomes à des niveaux suffisamment bas pour une température électronique donnée. Mais dans le cas de l'hydrogène, l'excitation collisionnelle ne devient significative qu'à des températures supérieures à 2×10^4 K (rappelons que la température typique des régions nébulaires est de $\sim 10^4$ K).

En première approximation, l'intensité de ces raies d'émission dépend de l'abondance de l'hydrogène et surtout de l'intensité du flux ionisant. On devine alors que l'intensité Lyα va dépendre en premier lieu de celle du continu stellaire en dessous de la limite Lyman à 912 Å. En effet, avec l'âge de la population stellaire, globalement le flux du continu va s'atténuer et devenir plus "rouge"[13], mais le flux ionisant

[13]le flux des étoiles massives va décroître plus rapidement dans l'UV rendant la pente du continu moins raide, et donc la "couleur bleue" moins dominante. A noter que l'extinction par la poussière aura le même effet, ce qui donne lieu à une dégénérescence âge/extinction problématique bien

va diminuer de façon sensiblement plus brutale. Entre 10 Myr et 100 Myr la densité de flux ionisant va chuter de trois ordres de grandeur (Charlot & Fall 1993). Cela va entraîner irrémédiablement une décroissance très rapide du flux Lyα. Mais ici on se doit de distinguer deux scénarios de formation stellaire. Dans le cas (1) d'une flambée de formation d'étoiles instantanée (*burst*), la largeur équivalente de Lyα sera de $200-300$ Å(selon la métallicité) au début du burst, mais après environ $40-50$ Myr, presque aucun photon Lyα ne sera émis. Mais pour (2) un scénario de formation stellaire continue (entretenue), $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ va atteindre une valeur d'équilibre de $\sim 80-100$ Å après 50 Myr (Schaerer 2003; Schaerer & Verhamme 2008). En pratique, quand il s'agit de comparer ces modèles aux observations, il est souvent difficile de privilégier un scénario pour un spectre de galaxie. Ajoutons, que ces modèles sont des spectres intrinsèques, et que les conditions physiques du MIS et le transfert radiatif vont énormément affecter ces grandeurs.

1.6.2 Le transfert radiatif de Lyα

Pour la plupart des raies d'émission le problème de transfert radiatif est minime. Ce n'est pas le cas pour les raies de résonance comme Lyα. On peut voir dans la table 1.2 que la section efficace d'absorption de Lyα $a_0(\mathrm{Ly}\alpha) = 5.9 \times 10^{-14}$ cm^2 est largement supérieure à celle d'ionisation ($a_0(912\ \text{Å}) = 6.3 \times 10^{-18}$ cm^2). Cette épaisseur optique très importante fait que les photons Lyα subissent un très grand nombre de diffusions dans le gaz d'hydrogène neutre avant de pouvoir s'en échapper.

Raie	λ (Å)	A (sec^{-1})	a_0 (cm^2)	τ_0/τ_{912A}
Lyα	1215.67	$6.26\ \times 10^8$	$5.90\ \times 10^{-14}$	9366
Lyβ	1025.72	$1.67\ \times 10^8$	$9.46\ \times 10^{-15}$	1501
Lyγ	972.54	$6.82\ \times 10^7$	$3.29\ \times 10^{-15}$	522
Ly 10	920.96	$4.21\ \times 10^6$	$1.72\ \times 10^{-16}$	27
Ly 15	915.82	$1.24\ \times 10^6$	$5.00\ \times 10^{-17}$	8
Ly 16	914.04	$2.10\ \times 10^5$	$2.10\ \times 10^{-17}$	3

TAB. 1.2: Paramètres physiques des raies de la série Lyman. A (sec^{-1}) est le coefficient d'émission spontanée et caractérise l'intensité de la raie, a_0 (cm^2) est la section efficace d'absorption. L'épaisseur optique très élevée de Lyα en fait une raie résonante.

La probabilité d'interaction d'un photon Lyα avec un atome d'hydrogène neutre est décrite par la section efficace de diffusion σ_ν (cm^2). Elle est calculée dans le référentiel de l'atome d'hydrogène au repos et est fonction de la fréquence :

$$\sigma(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu-\nu_0)^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \tag{1.3}$$

connue.

où m_e est la masse de l'électron, $f_{12} = 0.4162$ la force d'oscillateur de la raie Lyα, $\nu_0 = 2.466 \times 10^{15}$ Hz la fréquence au centre de la raie qui correspond à l'habituelle $\lambda = 1215.67$ Å et $\Gamma = A_{21} = 6.26 \times 10^8$ sec^{-1} est le coefficient d'émission spontanée, i.e. la probabilité d'émission par seconde (cf. Table 1.2). A partir de là, on peut écrire la profondeur optique d'un photon Lyα dans le nuage HI comme la convolution de cette section efficace pour un atome statique avec la distribution en vitesse des atomes :

$$\tau_\nu(s) = \int_0^s \int_{-\infty}^{+\infty} n(v_z)\sigma_\nu dv_z dl \tag{1.4}$$

où s représente le chemin parcourue par le photon et $n(v_z)$ la distribution maxwellienne de vitesse des atomes H projetée sur la direction de propagation du photon avec

$$n(v_z) = n_{\mathrm{H}} \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{th}} e^{-\left(\frac{v_z}{v_{th}}\right)^2}. \tag{1.5}$$

Cette distribution en vitesse est caractérisée par une dispersion thermique $v_{th} = (2k_B T/m_H)^{1/2} = 12.85 T_4^{1/2}$ km s^{-1}, où T_4 est la température en unités de 10^4 K. Cette dispersion thermique va créer ce qu'on appelle un élargissement Doppler de la raie $\Delta\nu_D = \left(\frac{v_{th}}{c}\right)\nu_0$. La turbulence peut aussi avoir un effet qui va s'ajouter quadratiquement à cet élargissement pour donner au final une largeur Doppler :

$$b = \sqrt{v_{th}^2 + v_{turb}^2}. \tag{1.6}$$

Il est assez commun, qu'au lieu de travailler en termes de fréquence ν, on introduise une variable adimensionnée x qui s'avère très pratique pour les calculs. Elle correspond au décalage en fréquence par rapport à la fréquence centrale ν_0 et ce en unités de largeur Doppler $\Delta\nu_D$:

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \tag{1.7}$$

qui s'écrit aussi $x = -v/b$ où v reste la vitesse le long de la direction de propagation. De la même façon, on introduit le paramètre Doppler comme étant $a = \frac{\Gamma/4\pi}{\Delta\nu D} = 4.7 \times 10^{-4} T_4^{-1/2}$. Avec nos nouvelles grandeurs on peut intégrer la profondeur optique (Eq. 1.4) en y injectant les équations 1.3 et 1.5 (Verhamme et al. 2006) :

$$\tau_x(s) = \sigma_H(x) n_{\mathrm{H}} s = 1.041 \times 10^{-13}\ T_4^{-1/2} N_{\mathrm{H}} \frac{H(x,a)}{\sqrt{\pi}} \tag{1.8}$$

$H(x,a)$ étant la fonction de Hjerting qui décrit un profil d'absorption de Voigt, et N_{H} la densité de colonne de HI dans la direction de propagation. On peut remarquer à

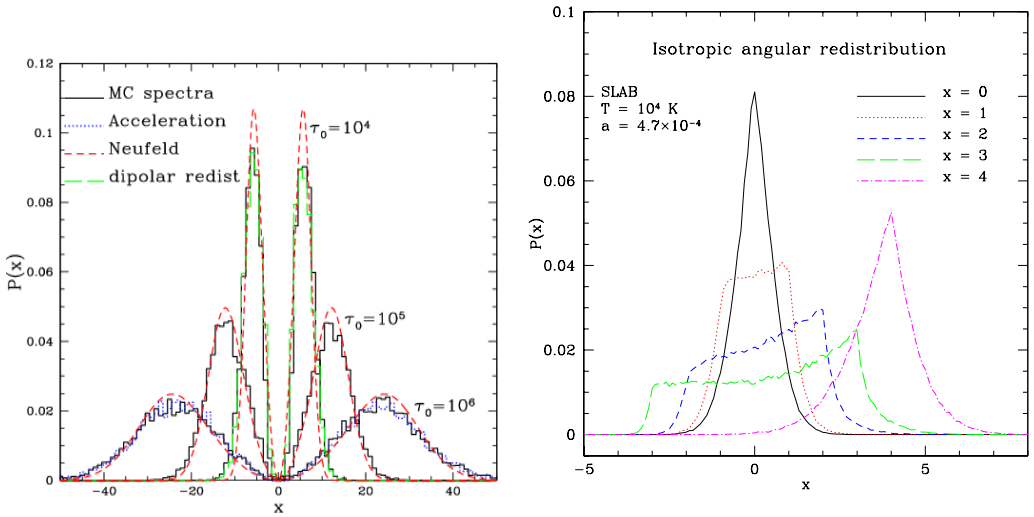


FIG. 1.19: Redistribution angulaire et fréquentielle des photons Lyα. *A gauche :* Spectre Lyα émergent prédit pour une émission intrinsèque monochromatique à travers un plan de HI statique avec différentes épaisseurs optiques τ_0, et comparaison avec la solution analytique (traits pleins) de Neufeld (1990). On obtient un profil double-pics caractéristique de la diffusion résonante des photons Lyα dans un gaz HI statique. La séparation des pics dépend principalement de τ_0 i.e. $N_{\rm HI}$. *A droite :* Fonction de redistribution fréquentielle isotrope de Lyα moyennée sur tous les angles. Elle représente la probabilité de ré-émission $P(x)$ étant donnée une fréquence d'absorption x. Plusieurs valeurs de x sont envisagées (Verhamme et al. 2006).

partir de l'équation 1.8 que pour des densités de colonnes aussi faibles que $N_{\rm H} = 10^{13}$ cm^{-2}, la profondeur optique pour les photons au centre de la raie ($H(x,a) \sim 1$) atteint déjà des valeurs bien supérieures à l'unité (régime optiquement épais). La probabilité pour un photon Lyα de fréquence x d'être absorbé par un atome H est simplement $P_x(s) = 1 - e^{-\tau_x(s)}$. Pour des densités de colonne typiques de $N_{\rm H} = 10^{19}$ cm^{-2}, la probabilité d'interaction est quasiment de 100%. Mais il existe plusieurs moyens par lesquels les photons Lyα peuvent néanmoins s'échapper.

A la différence des autres raies d'émission, la diffusion des photons Lyα ne correspond pas à une marche aléatoire, auquel cas la seule évasion possible pour les photons est de diffuser spatialement jusqu'au bord du nuage de HI. En réalité la diffusion est à la fois spatiale et fréquentielle. Pour des épaisseurs optiques modestes ($\tau_0 \sim 10^3$), le libre parcours moyen est très court, tant que leur fréquence reste assez proche du coeur de la raie ($x \sim 0$). La seule solution pour s'échapper est alors de diffuser sur un atome de la queue de la distribution maxwellienne, c'est à dire ayant une grande vitesse suivant le mouvement du photon. Il est alors ré-émis loin du coeur de la raie ($x > 0$) où l'épaisseur optique est assez faible pour qu'il s'échappe. Dans le cas d'épaisseurs optiques plus élevées, ce processus n'est pas suffisant, car même dans les ailes de la raie la profondeur optique reste trop importante. Les photons Lyα vont alors également diffuser dans l'espace jusqu'à trouver une région de plus

faible densité.

1.6.3 Redistribution angulaire et fréquentielle

Contrairement aux autres raies encore, la diffusion des photons Lyα n'est ni cohérente ni isotrope. Lors de la ré-émission du photon tout juste absorbé, sa fréquence et sa direction de propagation vont changer. La redistribution angulaire dépend des niveaux atomiques impliqués dans la transition. La séquence de diffusion $1S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ donnera lieu à une ré-émission isotrope, tandis que la séquence $1S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ engendrera une redistribution dipolaire (Hamilton 1947; Chandrasekhar 1960; Ahn et al. 2002; Dijkstra & Loeb 2008). Le poids relatif de ces deux modes est également fonction de la fréquence d'absorption du photon.

La redistribution en fréquence est fonction à la fois de la direction de ré-émission et du mouvement de l'atome. Dans les deux cas de redistribution angulaire énoncés ci-dessus, il existe une solution analytique pour la redistribution en fréquence qui est la fonction $R_{\rm II}$ de Hummer (1962) qui est présentée dans la figure 1.19. Globalement, pour une fréquence d'absorption donnée x_{in} proche du coeur, le photon à la même probabilité d'être ré-émis dans toutes les fréquences possibles dans l'intervalle $[-x_{in}, +x_{in}]$. En revanche, pour les photons qui sont suffisamment loin dans les ailes de la raie ($|x| \gtrsim 3$), le photon sera ré-émis avec une fréquence proche de la fréquence d'absorption x_{in}. La diffusion est presque cohérente dans le référentiel externe. Pour plus de détails sur ces différents effets, voir Verhamme et al. (2006); Dijkstra & Loeb (2008).

1.6.4 Interaction avec la poussière

Les photons Lyα vont, au cours de leur périple, ponctué par ce jeu d'absorption et ré-émission, rencontrer des grains de poussière. Le cas échéant, deux solutions sont envisageables : soit les photons diffusent sur les grains, soit ils sont absorbés. La section efficace d'interaction avec un grain de poussière est par conséquent la somme d'une section efficace de diffusion σ_s et d'absorption σ_a :

$$\sigma_d = \sigma_s + \sigma_a \tag{1.9}$$

où l'on peut écrire $\sigma_{s,a} = \pi\ d^2 Q_{(s,a)}$ avec dans l'ordre Q_s, Q_a l'efficacité de diffusion et d'absorption, et d la taille du grain de poussière considéré ici sphérique, pour des raisons de simplicité. Le rapport entre ces deux efficacités est ce que l'on appelle l'Albedo, qui correspond au rapport de la quantité de photons réfléchis à la surface des grains à la quantité de photons absorbés. Dans le domaine UV, i.e. pour Lyα, l'Albedo est de l'ordre de $A = Q_s/Q_a = 0.3$ (Draine 2003). Compte tenu de leur longueur d'onde d'une part, et de la taille caractéristique des grains de poussières d'autre part, les photons Lyα ont une grande chance d'interagir avec la poussière.

Dans le cas de la diffusion, la ré-émission du photon est considérée en première approximation, dans la suite de notre étude, comme isotrope et cohérente. Le photon est donc réémis aléatoirement en termes de direction, et avec une fréquence similaire à celle d'incidence. Finalement, on peut écrire que la profondeur optique totale d'un

photon Lyα est le résultat de son interaction avec un milieu interstellaire composé essentiellement d'hydrogène et de poussières :

$$\tau_\nu(s) = \int_0^s \{\sigma_H(x) n_{\rm H}(l) + n_d(s)\sigma_d\} dl \tag{1.10}$$

1.6.5 Des études analytiques aux modèles numériques

Sans prétendre retracer l'histoire des études théoriques ayant trait à Lyα, on retiendra le travail de base sur la diffusion des photons de raies résonantes entrepris par Zanstra (1949); Koelbloed (1956); Unno (1955). Leur résultat sur le traitement des processus de diffusion, combiné à la solution analytique décrivant l'évolution d'un profil de raie dans un milieu homogène (Field 1959), seront essentiellement les outils utilisés par Osterbrock (1962) pour décrire les conditions requises pour l'émergence d'un photon Lyα d'un milieu diffusif optiquement épais. Dans l'approximation d'une diffusion cohérente le nombre moyen de diffusions que va connaître un photon avant sa sortie de la "nébuleuse" est proportionnel au carré de la profondeur optique $\langle N \rangle \propto \tau_0^2$. Dans une nébuleuse optiquement épaisse, la probabilité qu'un photon s'échappe sans interagir est alors pratiquement nulle. Adams (1972) se consacrera ensuite rigoureusement à cette problématique pour des profondeurs optiques extrêmement importantes. Il sera le premier à expliquer que lors de leur diffusion, les photons Lyα "voyagent" à la fois dans l'espace et en fréquence. Le transfert radiatif n'est alors plus dominé par les diffusions dans le coeur de la raie mais par des déplacements vers les ailes de la distribution fréquentielle lors de la ré-émission (cf. Sect. 1.6.3). Par conséquent, la fréquence de sortie dépend fortement de la profondeur optique du milieu. Peu de temps après, Harrington (1973) arrivera à une solution analytique approchée de l'intensité d'une raie résonante dans un plan parallèle (*slab*) optiquement épais ($\tau_0 \gtrsim 10^3/a$) utilisant la fonction de redistribution $R_{\rm II-A}$ de Hummer (1962).

Un des travaux fondamentaux sur la diffusion raies de résonance appliqué directement à H Lyα dans un cadre astrophysique fut celui de Neufeld (1990). Extension de la méthode de Harrington, cette approche détaille l'expression de l'intensité de la raie émergente d'un plan (*slab*) diffusif homogène, opaque, statique et non-absorbant. Elle inclut, entre autres, les effets d'une raie d'absorption adjacente éventuelle et l'opacité du continu. Le calcul donne des quantités très importantes telles que le profil de raie, le nombre moyen de diffusions avant la sortie ou l'absorption, ainsi que la fraction d'échappement. Dans le cas où les photons sont émis au centre du slab et dans le coeur de la raie, le profil émergent sera caractérisé par deux pics symétriques autour de $x = 0$ (Cf. Fig. 1.19). La position des pics est donnée par $x_p = \pm 1.06(a\tau_0)^{1/3}$. Le cas d'une émission décalée en fréquence est également traité et donne la variété de profils observés dans la figure 1.20.

Loin d'occulter le caractère fondamental de l'approche analytique et l'énorme progrès apporté par ces études, force est de constater qu'une généralisation à des cas plus réalistes demeure compliquée si ce n'est impossible. La voie alternative des simulations numériques, confortée par la puissance des moyens modernes de calcul, fut alors adoptée. Durant la dernière décennie, on va compter environ une dizaine

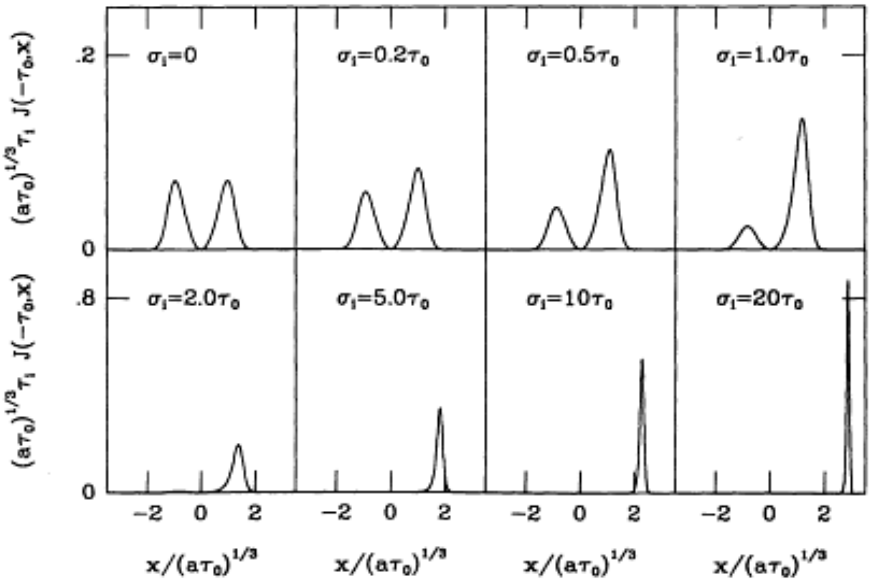


Fig. 1.20: Profil Lyα émergent en fonction de la fréquence d'émission (Neufeld 1990). L'intensité de la raie, tracée en fonction de la variable x, dans un feuillet homogène illuminée par une source externe isotrope émettant à une fréquence différente dans chaque sous-figure.

de codes de transfert radiatif Lyα. Pour la plupart, ils furent développés de façon à répondre à des problématiques astrophysiques spécifiques menant à une différentiation certaine de leur application. Presque tous les codes utilisent une approche Monte Carlo (MC) qui s'avère la plus efficace pour traiter le nombre "astronomique" d'interactions mises en jeu dans les milieux diffusifs, absorbants ou non.

Le cas d'un milieu optiquement épais et statique a été exploré par Ahn et al. (2000), qui incluait l'interaction avec la poussière, puis un traitement plus rigoureux de l'interaction avec l'hydrogène (Ahn et al. 2001), qui prenait en compte la séparation du niveau $2P$ en sous-niveaux ainsi que les différences de redistribution entre le coeur et les ailes de la raie. Ahn et al. (2002) ont ensuite étendu ce traitement au cas d'un milieu en expansion afin d'expliquer les profils P-Cygni observés dans les galaxies à grand z. Zheng & Miralda-Escudé (2002) développent un code adaptatif à différentes géométries et champs de vitesse du gaz neutre. Des effets de plus en plus précis sont ensuite successivement pris en compte pour raffiner les prédictions des ces modèles et leur accord avec les observations de haute résolution spectrale, à l'image de l'absorption par le Deutérium (Dijkstra et al. 2006a) ou l'effet de recul lors de l'absorption (Tasitsiomi 2006). Les effets d'un MIS inhomogène ont aussi été étudiés numériquement par Hansen & Peng Oh (2006) suivant le travail analytique de Neufeld (1991).

Comme nous l'avons mentionné, ces codes, ont souvent une vocation astrophysique spécifique, et par conséquent une certaine limitation, omettant à chaque fois un effet qui empêche toute généralisation du code et son application à n'importe quelle situation. Verhamme et al. (2006) ont développé en ce sens l'un des codes les plus complets et génériques qui soient. Il prend en compte tout les effets mention-

nés ci-dessus pour une géométrie 3D arbitraire. Reste encore à considérer les effets d'une distribution inhomogène du MIS (Neufeld 1991) qui peuvent changer de façon significative les résultats et interprétations des observables Lyα. Nous y reviendront un peu plus loin.

Chapitre 2

Le rôle de la poussière dans la visibilité de l'émission Lyα

Dans une quête incessante de l'appréhension des facteurs physiques à l'origine de l'insaisissable comportement de l'émission Lyα, les études de l'Univers local ont su, comme on l'a vu dans le premier chapitre, montrer la voie de façon remarquable. Des excursions pionnières avec IUE (Meier & Terlevich 1981; Hartmann et al. 1984; Deharveng et al. 1985; Hartmann et al. 1988) aux analyses spectroscopiques avec HST/GHRS (Kunth et al. 1994, 1998) ou 2D avec HST/STIS (Mas-Hesse et al. 2003), les observations des starbursts proches ont graduellement construit un corpus plus restreint, réunissant les principaux responsables de la régulation et de la "visibilité" de l'émission Lyα. En résumé, il est clair que la raie Lyα peut être sensible à *(1)* la densité de colonne N(HI) et les effets de diffusion résonante (Neufeld 1990), *(2)* la cinématique du MIS (Lequeux et al. 1995; Kunth et al. 1998), *(3)* la destruction par la poussière (Neufeld 1990; Charlot & Fall 1993), *(4)* la configuration géométrique du MIS (Neufeld 1991; Giavalisco et al. 1996; Hansen & Peng Oh 2006), et *(5)* l'absorption stellaire sous-jacente (Valls-Gabaud 1993). Cependant, l'ordre d'importance de ces différents paramètres demeure encore très mal connu. En particulier, à la lumière des résultats observationnels contradictoires cités plus tôt, il parait légitime de se poser les questions suivantes : sous-quelles conditions la poussière est un paramètre déterminant dans la visibilité de la raie Lyα ? Si la poussière s'avère à la base un destructeur efficace des photons Lyα, par quel processus peut-on déroger à cette vision classique de l'extinction, et peut-on alors quantifier ces déviations ? Cette curiosité satisfaite, peut-on alors corriger les quantités cosmologiques (SFR, LF ...) et les interprétations douteuses des observations Lyα à grand redshift ?

Ces questions sont substantiellement la motivation principale de ce chapitre, consacré à la détermination observationnelle du rôle de la poussière dans la détectabilité de l'émission Lyα et ses implications sur les observations à grand redshift, et qui fait l'objet d'une publication dans le journal A&A (Atek et al. 2008)

Pour cette étude, je me suis intéressé à dessein à six galaxies starburst locales, sélectionnées par D. Kunth et al. lors du programme d'observation du cycle 11 du *HST*. Les précédentes études spectroscopiques ayant montré leur limites, on a opté pour une technique d'imagerie Lyα. En effet, les observations qui visaient auparavant

préférentiellement des sources UV brillantes étaient enclines à manquer une partie importante de l'émission Lyα, qui s'avère beaucoup plus étendue (Mas-Hesse et al. 2003), et qui serait en dehors de l'ouverture des fentes utilisées. Des régions ionisées spatialement restreintes peuvent aussi laisser échapper une émission Lyα créant d'importantes variations spatiales à petite échelle dans la galaxie.

L'échantillon de galaxies ne prétend en aucun cas avoir une signification statistique, mais a plutôt été choisi afin d'étudier l'influence d'un maximum de paramètres physiques. En ce sens, cela constitue une étude pilote, en vue de la sélection d'un échantillon statistique pour un programme d'observation futur. Les caractéristiques les plus pertinentes, connues jusque là, comme la morphologie, la luminosité, la métallicité ou la poussière ont été retenues. Par exemple, pour contrôler l'effet de la cinématique du gaz neutre, deux émetteurs Lyα ont été sélectionnés, possédant des profils Lyα indicatifs d'un MIS turbulent : ESO 338-IG04 qui exhibe un profil P-Cygni et IRAS08339+65 qui possède plusieurs structures à différentes vitesses (Kunth et al. 1998). Afin d'analyser l'absence de détection Lyα, deux absorbants Lyα furent choisis : SBS 0335-052 et Tol 65 (Thuan et al. 1997). A l'inverse, l'échantillon compte deux galaxies à forte émission Lyα : Haro 11 et NGC 6090 (Calzetti & Kinney 1992). La table 2.1 résume les propriétés de notre ensemble de galaxies.

Outre les observations *HST*, nous avons obtenu des données optiques au *New Technology Telescope* (*NTT* ; La Silla, Chili) de l'observatoire européen austral (*ESO*) ainsi qu'au *Nordic Optical Telescope* (*NOT* ; La Palma ; Espagne). Les six galaxies ont été observées en imagerie avec des filtres Hα et Hβ afin de déduire de ces raies de recombinaison le décrément de Balmer Hα/Hβ. Cela permet de produire une carte d'extinction à grande résolution que l'on pourra comparer avec les cartes Lyα obtenues avec le HST. Cette approche permet d'isoler l'influence de la poussière sur l'émission Lyα à très petite échelle spatiale et quantifier l'efficacité de la correction de l'extinction, en particulier pour les observations à grand z.

Nom	Autre nom	RA(2000)	Dec(2000)	$E(B-V)_{\mathrm{MW}}$	z	12+ log(O/H)	M_B	Réf
Haro 11	ESO 350-38	00 :36 :52.5	-33 :33 :19	0.049	0.020598	7.9	-20	1
SBS 0335-052	SBS 0335-052E	03 :37 :44.0	-05 :02 :40	0.047	0.013486	7.3	-17	2
IRAS 08339+6517	PGC 024283	08 :38 :23.2	+65 :07 :15	0.092	0.019113	8.7	-21	3
Tololo 65	ESO 380-27	12 :25 :46.9	-36 :14 :01	0.074	0.009	7.6	-15	4
NGC 6090	Mrk 496	16 :11 :40.7	+52 :27 :24	0.020	0.029304	8.8	-21	3
ESO 338-04	Tol 1924-416	19 :27 :58.2	-41 :34 :32	0.087	0.009633	7.9	-19	1

TAB. 2.1: Propriétés générales des galaxies. E(B-V)$_{\mathrm{MW}}$ est l'extinction Galactique (Voie Lactée) à partir de Schlegel et al. (1998). Les magnitudes M_B sont dans le système AB. Références : 1 : Bergvall & Östlin (2002), 2 : Papaderos et al. (2006), 3 : Gonzalez Delgado et al. (1998), 4 : Izotov et al. (2001)

2.1 Données observationnelles

2.1.1 Observations HST

Deux programmes d'observations avec le HST ont été dédiés à cette étude. En premier lieu, Kunth et al. (2003)[1] utilisent 30 *orbites*, allouées au programme GO-9470, pour observer les six galaxies à l'aide du *Solar Blind Channel* (*SBC*) de la caméra *ACS* (*Advanced Camera for Survey*). Chaque galaxie est observée durant 5 orbites dans deux bandes spectrales adjacentes. Le filtre étroit *F122M* contient l'émission Lyα tandis que *F140LP* transmet le continu adjacent à la raie Lyα. Il s'agit donc, pour obtenir un flux Lyα absolu, de soustraire la contribution du continu à celle de Lyα.

Mais les choses sont, comme souvent d'ailleurs, moins simples qu'elles n'y paraissent. Le continu UV à cette longueur d'onde varie très rapidement (en fonction de λ). En réalité, la longueur d'onde effective du filtre du continu (*offline*) est plutôt loin du filtre de la raie (*online*) et correspond à $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.22$. La forme du continu dévie de façon importante de la loi de puissance généralement admise $f_\lambda \propto \lambda^\beta$, où f_λ est la densité de flux et β ce qu'on appelle la pente du continu. Cette hypothèse conservative est d'autant moins justifiable que la pente du continu est sensible a la fois à l'extinction et à l'âge de la galaxie. Quelques effets supplémentaires peuvent encore affecter la calibration du continu, comme l'absorption galactique d'une partie du flux *F122M*. D'ailleurs, Kunth et al. (2003) ont très bien compris les limitations d'une soustraction triviale du continu Lyα. Ainsi, en adoptant des valeurs de la pente UV $\beta = -2$ à 1, le facteur de correction du flux *F140LP*, pour l'adapter à la valeur du continu Lyα sous-jacent dans *F122M*, varie entre 7.2 et 12.5. Cela donne des résultats pouvant aller d'une émission à une absorption Lyα.

Dans le but de remédier à ce problème, un second programme HST (GO-10575) est accordé afin d'échantillonner le continu dans le domaine proche-UV optique, le but étant de déterminer la forme du continu par un ajustement à l'aide des modèles de synthèse spectrale existants. En particulier, afin de comparer Lyα aux autres observables des galaxies, la cartographie de la région HII, au moyen d'un traceur plus simple d'interprétation, est de première importance. L'émission Hα a donc été observée dans le filtre *FR656N* centré sur la raie, et *F550M* pour la soustraction du continu. En ce qui concerne l'échantillonnage du continu, chaque galaxie est également observée dans le proche UV (NUV ; 2000 Å), la bande U (3500 Å), la bande B (4400 Å) et la bande I(8500 Å) avec les filtres *F220W, F330W, F435W* et *F814W*, respectivement. La configuration instrumentale utilisée est résumée dans la figure 2.1.

La méthode de soustraction du continu utilise les librairies de synthèse spectrale *Starburst 99* (ci-après SB99, Leitherer et al. 1999) pour ajuster les points du continu observés avec les spectres modélisés. On peut alors estimer le rapport entre la valeur du continu à $\sim$ 1500 Å et celui à 1216 Å, appelé *Continuum Throughput Normalization* (*CTN,* Hayes et al. 2008). Pour être bref, la dégénérescence âge/extinction est levée par la détermination simultanée de la pente UV à 1500 Å et du décrément

[1] même si l'étude préliminaire publiée ne concerne que deux galaxies

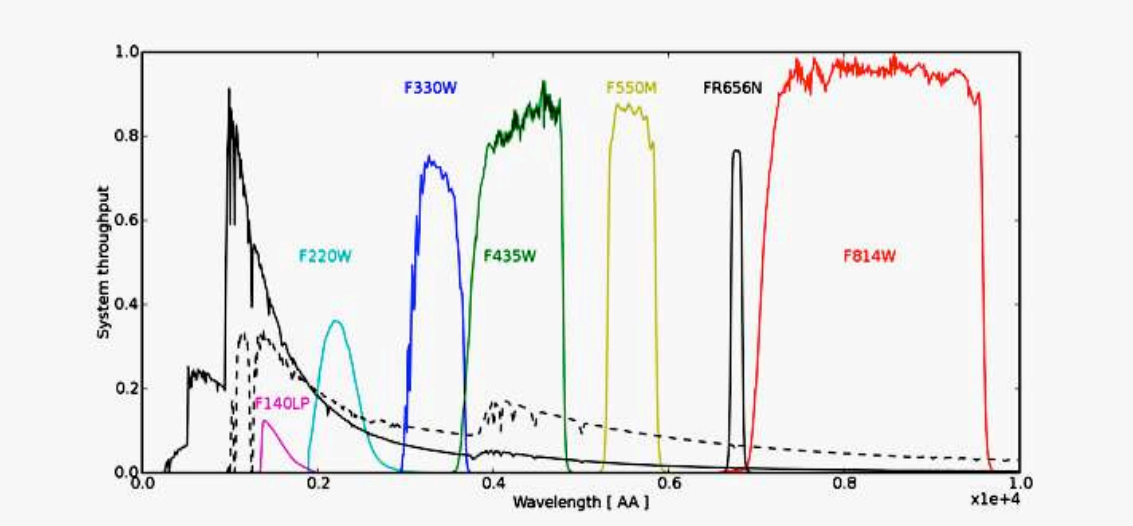


FIG. 2.1: Configuration des filtres HST. La figure montre les profils des bandes passantes utilisées dans l'UV et l'optique pour la campagne d'imagerie dans le but d'améliorer la soustraction du continu Lyα. La courbe noire montre un modèle de spectre stellaire.

à 4000 Å, et la contribution d'une population stellaire vieille peut être contrôlée par l'émission Hα et le continu optique. Les détails de la procédure sont donnés dans Hayes et al. (2008). Afin de garantir un bon rapport signal-sur-bruit (S/N), les images sont ré-échantillonnées en agglomérant les pixels jusqu'à obtenir un S/N de 10. Les paramètres standards sont ensuite choisis dans SB99 : IMF de Salpeter (1955), limites en masse de 0.1 et 120 $M_\odot$. La métallicité est contrainte par des observations précédentes.

La procédure de réduction des données est détaillée dans l'article publié correspondant Atek et al. (2008).

2.1.2 Observations au sol

Les observations complémentaires au sol ont été menées sur deux télescopes distincts. Les objets de l'hémisphère sud furent observés au *NTT* durant trois nuits en imagerie, avec les filtres Hα, Hβ, [OIII] λ5007, ainsi que le continu adjacent à chaque raie. Pour la calibration photométrique, les étoiles standard Feige110, LDS749B, GD50 du catalogue Oke (1990) ont été sélectionnées. Deux instruments du *NTT* ont été alternativement utilisés : *EMMI* (*ESO Multi-Mode Instrument*; Dekker et al. 1986), avec un binning 2×2 pixels, offrant une taille angulaire de $0.332''$ pix^{-1} et un champ de vue de $9.1'' \times 9.9''$; ainsi que *SuSI2* (*Super Seeing Imager 2*; D'Odorico et al. 1998) qui possède une taille de $0.161''$ pix^{-1} et un champ de $5.5'' \times 5.5''$.

Galaxie	Hα		Hα continuum		Hβ		Hβ continuum	
	Camera/Filtre	Exp.	Camera/Filtre	Exp.	Camera/Filtre	Exp.	Camera/Filtre	Exp.
ESO/NTT observations								
Haro 11	EMMI-R/598	900	EMMI-R/597	1200	SuSI2/549	2866	EMMI-R/770	1800
SBS 0335-052	EMMI-R/598	1800	EMMI-R/596	4800	SuSI2/548	900	EMMI-R/771	4500
ESO 338-04	EMMI-R/597	1800	SuSI2/778	3600	SuSI2/719	2400	EMMI-R/771	4500
Tololo 65	SuSI2/709	1200	SuSI2/778	1200	SuSI2/719	3600	SuSI2/717	1800
NOT observations								
IRAS 08339+6517	ALFOSC/70	2400	ALFOSC/78	3000	ALFOSC/113	5000	ALFOSC/17	3300
NGC 6090	ALFOSC/53	4200	ALFOSC/78	2400	ALFOSC/40	3600	ALFOSC/17	2100

Tab. 2.2: Récapitulatif des observations sur les instruments au sol. Les galaxies de l'hémisphère nord sont observées avec le NOT et celles du sud avec le ESO/NTT. Le détail des observations Hα, Hβ, ainsi que leur continu est présenté avec l'instrument et le filtre utilisés ainsi que le temps de pause dans chaque bande passante.

Le reste des galaxies de l'hémisphère nord (IRAS 08339+6517 et NGC 6090) fut l'objet de trois nuits d'observation au *NOT*, sur l'île de La Palma, à l'aide d'*ALFOSC* (*Andalucia Faint Object Spectrograph and Camera*). Caprice du temps, la transparence du ciel n'était pas photométrique, ce qui empêchait toute calibration en flux de nos observations. Il a fallu donc acquérir des observations d'étoiles standards lors d'une campagne ultérieure pour NGC 6090. Quant à IRAS 083339+6517, il nous a fallu calibrer le flux Hα intégré de la galaxie celui des observations *HST*. De la même façon, le flux du continu Hβ fut calibré avec celui de *F435W*, suite à quoi, le flux Hα dans la raie fut ajusté en utilisant la photométrie de plusieurs étoiles du champ. Cette dernière méthode de calibration est sans doute la moins rigoureuse, mais elle ne peut affecter que l'extinction globale intégrée sur toute la galaxie, et pas les variations de pixel à pixel. Pour les détails, on se reportera à Atek et al. (2008). Le journal des observations des instruments au sol est présenté dans la table 2.2.

Dans la mesure où une calibration en flux absolu est nécessaire, on doit également se préoccuper de la contamination de l'émission Hα par [NII]λ6548, 6584 Å. Ces raies sont tellement proches de Hα que le filtre utilisé les transmet aisément pour contribuer à l'émission totale observée. La correction de la contribution la plus importante (λ6584 Å) se base sur des valeurs, publiées dans divers travaux, du rapport [NII]λ6584 Å/Hα (cf. table 2.3). La seconde composante est ensuite déduite du rapport théorique [NII]λ6548 Å/[NII]λ6548 Å $\simeq$ 3 (Osterbrock 1989).

Target	[NII]λ 6584Å/Hα	Référence
Haro 11	0.189	Bergvall & Östlin (2002)
ESO 338-04	0.031	Bergvall & Östlin (2002)
NGC 6090	0.411	Moustakas & Kennicutt (2006)
IRAS 08339+6517	0.25	Margon et al. (1988)
SBS 0335-052	0.003	Izotov et al. (1997b)
Tololo 65	0.005	Izotov et al. (2004)

TAB. 2.3: Correction de la contribution des raies [NII] à l'émission Hα. On donne les valeurs du rapport [NII]λ6584 Å/Hα, avec la référence de la source.

Grâce à l'imagerie Hα et Hβ, on est capable pour la première fois d'établir une carte de la répartition de la poussière à grande résolution. Après avoir soupçonné que l'émission Lyα pouvait varier à très petite échelle spatiale, il nous fallait comparer le contenu en poussières avec une précision similaire à la cartographie Lyα pour espérer déceler d'éventuelles corrélations. Lors de l'émission dans la région HII, le rapport entre ces deux raies de recombinaison est donné par le cas B de la théorie de recombinaison et vaut 2.86 à une température typique de 10^4 K (Osterbrock 1989). En présence de poussière, en raison de l'extinction sélective selon la longueur d'onde, la raie Hβ sera plus affectée que Hα et le décrément Balmer Hα/Hβ devient alors proportionnel à la quantité de poussière.

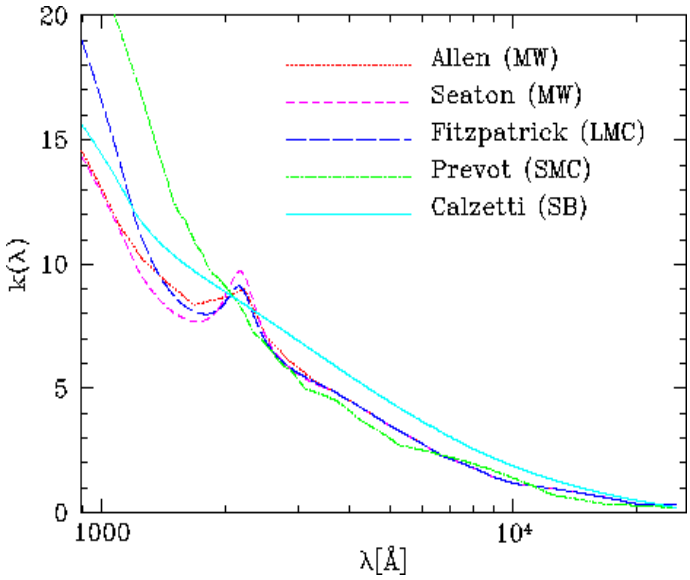


Fig. 2.2: Courbes d'extinction interstellaire. Différentes lois d'extinction sont représentées (cf. la légende), montrant le coefficient d'extinction $k(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde depuis l'UV jusqu'à l'infrarouge. On remarque notamment, que dans le domaine optique les courbes sont très similaires.

Un flux intrinsèque f_λ (en erg s^{-1} cm^{-2}) émis à une longueur d'onde λ, est atténué par la poussière suivant la relation :

$$f_\lambda^{\rm obs} = f_\lambda^{\rm int} \times 10^{-0.4\ E(B-V)\ k(\lambda)} \tag{2.1}$$

où $f_\lambda^{\rm obs}$ est le flux observé, $f_\lambda^{\rm int}$ le flux intrinsèque, $E(B-V)$ l'excès de couleur due à l'extinction, et $k(\lambda)$ le coefficient d'extinction à une longueur d'onde λ. Le rapport entre les flux Hα et Hβ peut alors s'écrire :

$$\frac{f_\alpha^{\rm obs}}{f_\beta^{\rm obs}} = \frac{f_\alpha^{\rm int}}{f_\beta^{\rm int}} \times 10^{-0.4\ E(B-V)_{\rm gaz}\ [k(\lambda_\alpha)-k(\lambda_\beta)]} \tag{2.2}$$

avec $f_\alpha^{\rm int}/f_\beta^{\rm int} = 2.86$. On peut alors en déduire simplement le rougissement dû à la poussière dans le gaz ionisé de la galaxie :

$$E(B-V)_{\rm gaz} = 2.5 \log \left(\frac{2.86}{R_{\rm obs}} \times \frac{1}{k(\lambda_\alpha) - k(\lambda_\beta)} \right) \tag{2.3}$$

où $R_{\rm obs} = \frac{f_\alpha^{\rm obs}}{f_\beta^{\rm obs}}$ est le rapport du flux absolu observé. Concernant les coefficients d'extinction, il est préférable de choisir une loi représentative de régions diffuses et de galaxies spatialement résolues (p.e., Seaton 1979; Cardelli et al. 1989), plutôt qu'une loi qui dérive d'une étude statistique de propriétés UV globales des galaxies (Calzetti et al. 2000). Toutefois, on peut remarquer sur la figure 2.2, que ces courbes d'extinction sont assez similaires dans le domaine optique qui nous intéresse, et donneront des coefficients assez similaires. Dans la suite, on adoptera la paramétrisation de Cardelli et al. (1989) qui, dans cette mesure, nous donne $k(\lambda_\alpha) - k(\lambda_\beta) = -1.08$.

2.1.3 Incertitudes

La calibration en flux des observations Hα et Hβ est sujette aux erreurs de calibration dites "standard" lors des processus de réduction des données. La source principale de cette incertitude provient de la mesure du flux des étoiles standard, et qui compte pour environ 5% du flux final. Des erreurs secondaires peuvent aussi contribuer à la mésestimation, de quelques pour-cents, du flux réel, comme la soustraction du fond de ciel ou les variations de sensibilité du détecteur de pixel à pixel. Au total, on considère que l'erreur due à ces effets est d'environ 10%. Puis, il faut se rappeler que pour certaines galaxies les observations sont effectuées avec plusieurs instruments différents qui induisent des erreurs d'alignement des images différentes. Cette question devient d'importance, à partir du moment où l'on veut examiner les variations spatiales de Lyα et de la poussière à petite échelle. De plus, à cause de l'opération de division des images Hα sur Hβ, une erreur d'alignement peut engendrer une variation significative du $E(B-V)$ calculé.

La procédure d'alignement `GEOMAP`[2] fournit une erreur $rms \sim 0.2$ pixels. Par conséquent, pour estimer la propagation d'une telle erreur dans la calibration du flux, on ré-échantillonne les images à une nouvelle taille de pixel 1/5 de fois plus petite que celle du pixel original. On crée ensuite des images avec des décalages artificiels de -1, 0, ou $+1$ pixels, dans les deux directions x et y. Cela nous donne un cube de 9 images pour Hα et pour Hβ. En utilisant toutes les combinaisons possibles entre les images ainsi créées, on construit une série de cartes d'extinction $E(B-V)$. Finalement, on calcule la déviation standard $\sigma_{E(B-V)}$ à chaque pixel $[x, y]$, qui correspond donc à l'erreur que l'on fait en estimant E(B-V). A noter enfin, que le souci d'alignement concerne également la carte d'extinction par rapport à Lyα. Les erreurs dans la soustraction du continu impliquent inévitablement une incertitude sur le flux Lyα. Pour un rapport $S/N = 5$ et une largeur équivalente $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim 20$ Å, on attend une erreur de 10% (voir Hayes et al. 2008), valeur qu'on adoptera dans ce travail.

Dans l'analyse spatiale des galaxies, on indiquera plutôt une erreur moyenne sur tous les pixels pour des raisons de lisibilité. Dans certains cas où l'on estime que l'erreur n'est pas représentative des petites régions qui nous intéressent (spots d'émission intense par exemple), on trouvera une erreur moyenne seulement entre la valeur maximale et minimale des incertitudes.

2.2 Imagerie et analyse des propriétés individuelles des galaxies

Les résultats de l'imagerie *HST* + instruments au sol sont déclinés dans les trois panneaux 2.3, 2.4 et 2.5. Ils montrent pour les six galaxies les images dans le continu UV à 1500 Å, la raie Hα, la raie Lyα, ainsi que la carte d'extinction. Lors de la comparaison aux observations au sol, les images *HST* en Lyα sont dégradées

[2]La procédure fait partie d'un outil de réduction de données `IRAF` (Image Reduction and Analysis Facility), distribué par le *NAOA* (*National Optical Astronomy Observatory*)

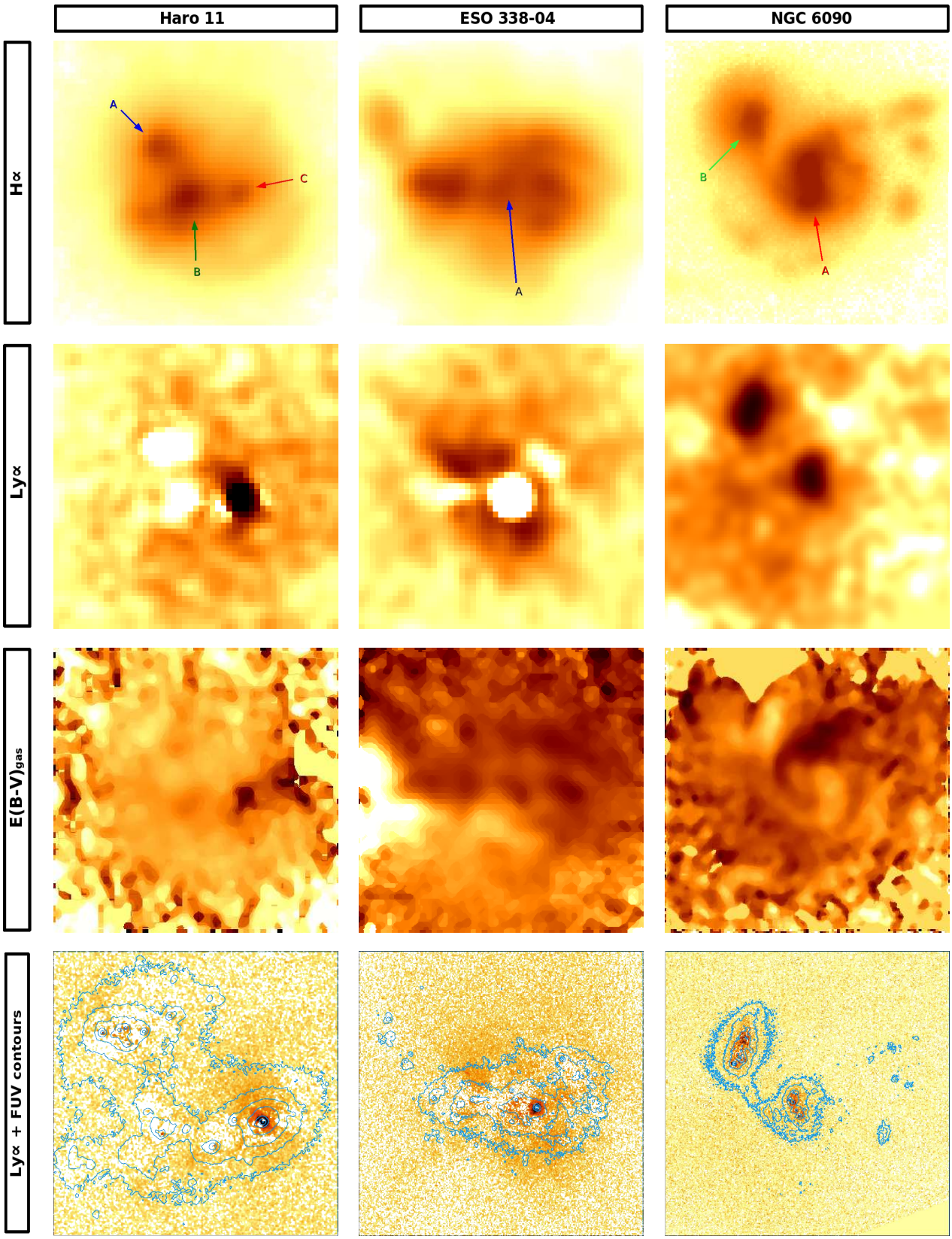


FIG. 2.3: Imagerie et morphologie des galaxies **Partie 1** : *De haut en bas :* cartes Hα, Lyα, $E(B-V)_{gas}$, et Lyα à la résolution originale du HST avec les contours FUV (1500 Å) superposés en bleu. L'échelle de couleur est inversée, montrant l'émission en sombre et l'absorption en plus clair. Dans la carte d'extinction les régions poussiéreuses sont plus sombres. *De gauche à droite :* le champ de vue et l'échelle spatiale sont donnés entre parenthèses. Images obtenues au sol : Haro 11 (17″, 0.4 kpc arcsec^{-1}), ESO 338-04 (17″, 0.2 kpc arcsec^{-1}), et NGC 6090 (19″, 0.57 kpc arcsec^{-1}). Images *HST* (dernière ligne) : Haro 11 (13″), ESO 338-04 (15″), et NGC 6090 (21″). Le nord est vers le bas et l'est vers la droite.

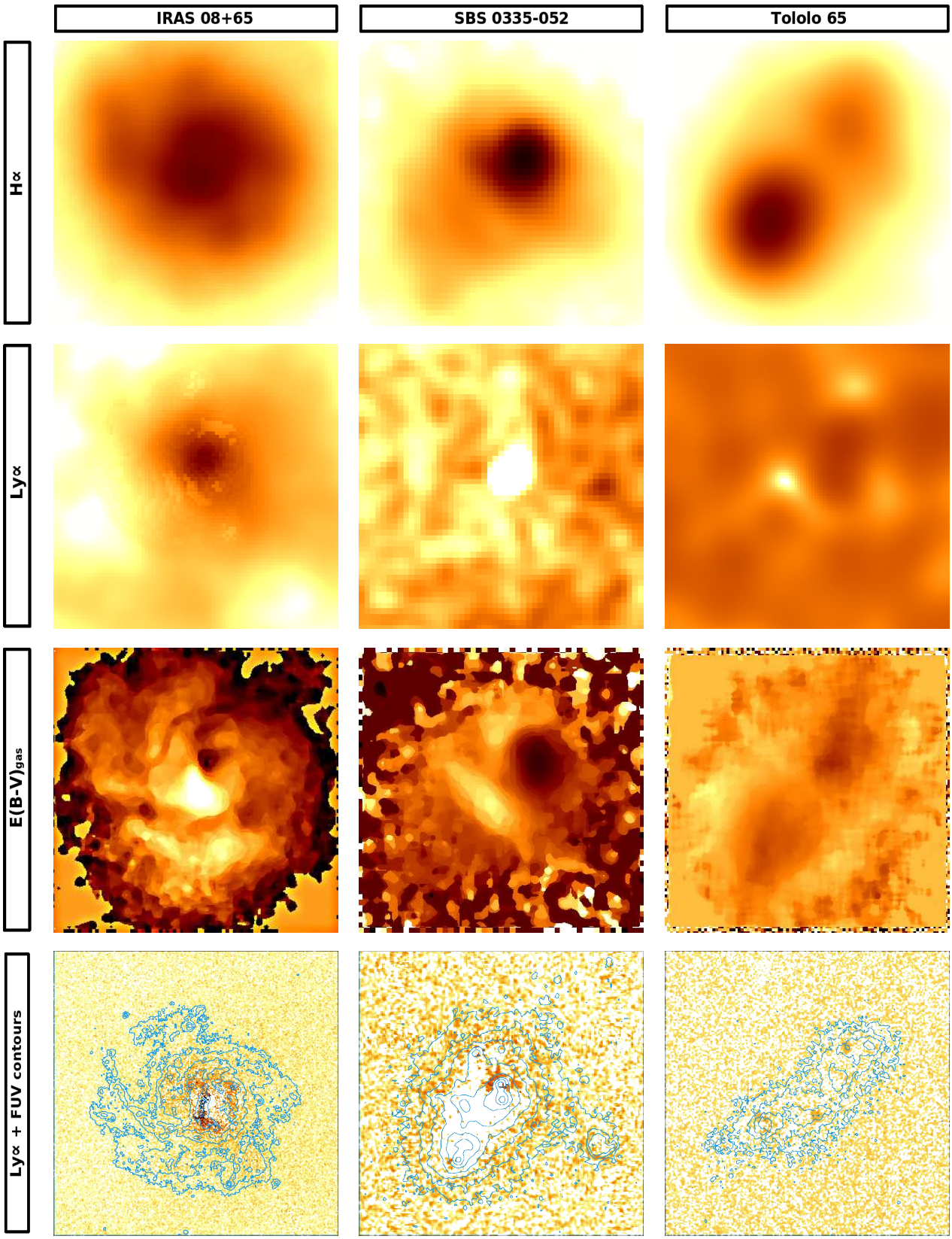


FIG. 2.4: Imagerie et morphologie des galaxies **Partie 2** : *De haut en bas :* cartes Hα, Lyα, $E(B-V)_{gas}$, et Lyα à la résolution originale du HST avec les contours FUV (1500 Å) superposés en bleu. L'échelle de couleur est inversée, montrant l'émission en sombre et l'absorption en plus clair. Dans la carte d'extinction les régions poussiéreuses sont plus sombres. *De gauche à droite :* le champ de vue et l'échelle spatiale sont donnés entre parenthèses. Images obtenues au sol : IRAS 08339+6517 (15″, 0.38 kpc arcsec^{-1}), SBS 0335-052 (4″, 0.27 kpc arcsec^{-1}), et Tololo 65 (8″, 0.18 kpc arcsec^{-1}). Images *HST* (dernière ligne) : IRAS 08339-6517 (14″), SBS 0335-052 (5″), et Tololo 65 (8″). Le nord est vers le haut et l'est vers la gauche.

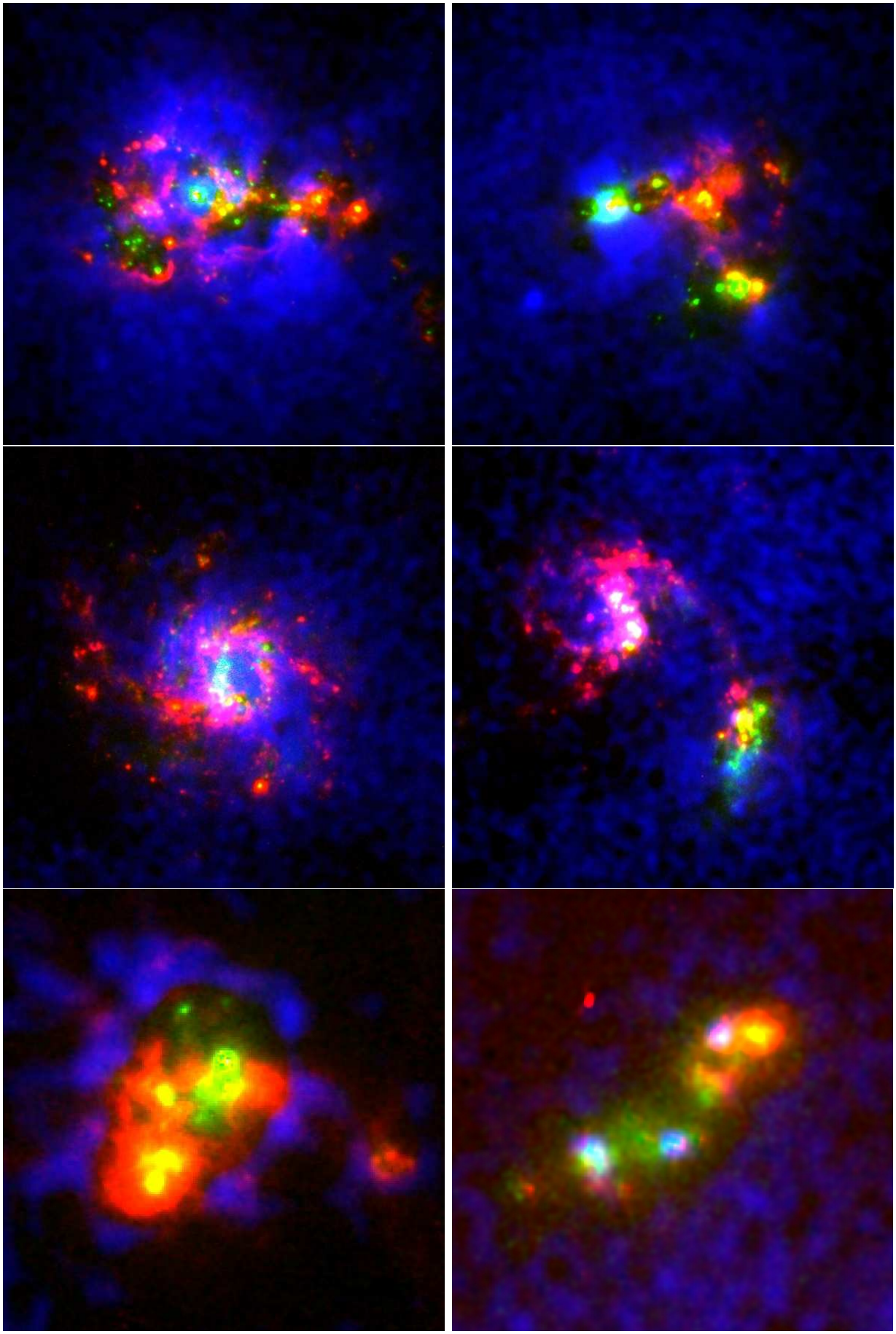


FIG. 2.5: Mosaïque en couleurs de l'échantillon de galaxies. *De gauche à droite et de haut en bas :* ESO 338-04, Haro 11, IRAS 08339+6517, NGC 6090, SBS 0335-052, Tololo 65. Le flux absolu Lyα est présenté en bleu, Hα en rouge et le continu FUV à 1500 Å en vert. L'intensité est en échelle logarithmique. La taille des images est de $15'' \times 15''$ sauf SBS 0335-052 ($5'' \times 5''$) et Tololo 65 ($7.5'' \times 7.5''$). Le Nord est vers le haut et l'est vers la gauche. Voir Östlin et al. (2009) pour les détails.

à la même résolution, ce qui explique la meilleure définition de la Fig. 2.5. On se propose dans un premier temps d'analyser, à travers ces images, individuellement les galaxies en terme de morphologie de l'émission, et de liens entre Lyα et les autres observables à petite échelle. Une analyse des informations globales des galaxies dans un contexte plus général s'en suivra (Sect. 2.3).

2.2.1 Description des résultats de l'imagerie

Haro 11 Une morphologie assez complexe caractérise l'émission Hα de la galaxie Haro 11(cf. Fig. 2.3). Principalement trois régions de formation stellaire se détachent (A, B, C selon la nomenclature de Kunth et al. 2003). Cependant, la différence en morphologie observée en Lyα est pour le moins frappante. Parmi les trois sites intenses en Hα, un seul, le site C, montre une émission Lyα, tandis que les sites A et B apparaissent en absorption. Le même découplage se passe encore entre Lyα et le continu FUV. Le second point frappant est le halo d'émission Lyα qui s'étend sur toute la galaxie et plus loin encore. Il est clairement visible en bleu sur la figure 2.5. Le troisième point à retenir est que l'émission Lyα du site C correspond à une zone très poussiéreuse dans la carte d'extinction. On remarque enfin une composante Lyα, précédemment repérée par Kunth et al. (2003) et notée D, qui n'a aucune contrepartie Hα ou bien UV.

ESO 338-IG04 présente basiquement les mêmes informations, avec encore une fois une morphologie filamenteuse en Hα qui trace les régions de formation stellaire, et une morphologie FUV assez comparable qui révèle les sources d'ionisation. En examinant la carte Lyα, il nous semble une nouvelle fois regarder une galaxie différente tellement la morphologie diffère du reste des émissions. On voit une source centrale brillante avec une émission diffuse symétrique autour. Lors du processus de convolution visant à accorder la résolution des images *HST* avec celles du sol, l'absorption centrale est élargie (cf. Fig. 2.3) et l'émission diluée sur une aire plus grande.

NGC 6090 est un système en interaction, dont les deux composantes A et B présentent une émission Lyα comparables à Hα, même si la plus brillante en Lyα ne l'est pas en Hα. La région intermédiaire est plus poussiéreuse. Cette galaxie est assez particulière dans le sens où les deux composantes en interaction lui confèrent une géométrie et un milieu interstellaire extrêmement perturbés qui peuvent fortement affecter la formation stellaire, la répartition de la poussière ou Lyα.

IRAS 08339+6517 montre une structure spirale très similaires en Hα et en UV. Mais l'image Lyα montre plutôt une émission nucléaire très symétrique avec un halo diffus autour. La distribution de la poussière n'a pas grand chose à voir avec la morphologie Lyα.

SBS 0335-052 la distribution en poussière semble corrélée avec l'émission Hα. Le spot central clairement visible sur la carte d'extinction correspond à une région de très forte absorption Lyα. D'ailleurs aucune émission brillante Lyα n'est visible.

Malgré l'émission FUV et Hα, le rayonnement Lyα produit ne parvient pas à sortir de la galaxie.

Tololo 65 Aucune structure tangible n'est observée en Lyα. Les quelques traces d'émission qu'indique l'image *HST* sont diluées par l'ajustement de la résolution. Cette procédure peut créer des structures artificielles quand l'émission atteint le niveau du bruit. Ces structures fantômes peuvent aussi apparaître dans les autres galaxies mais dans une moindre mesure.

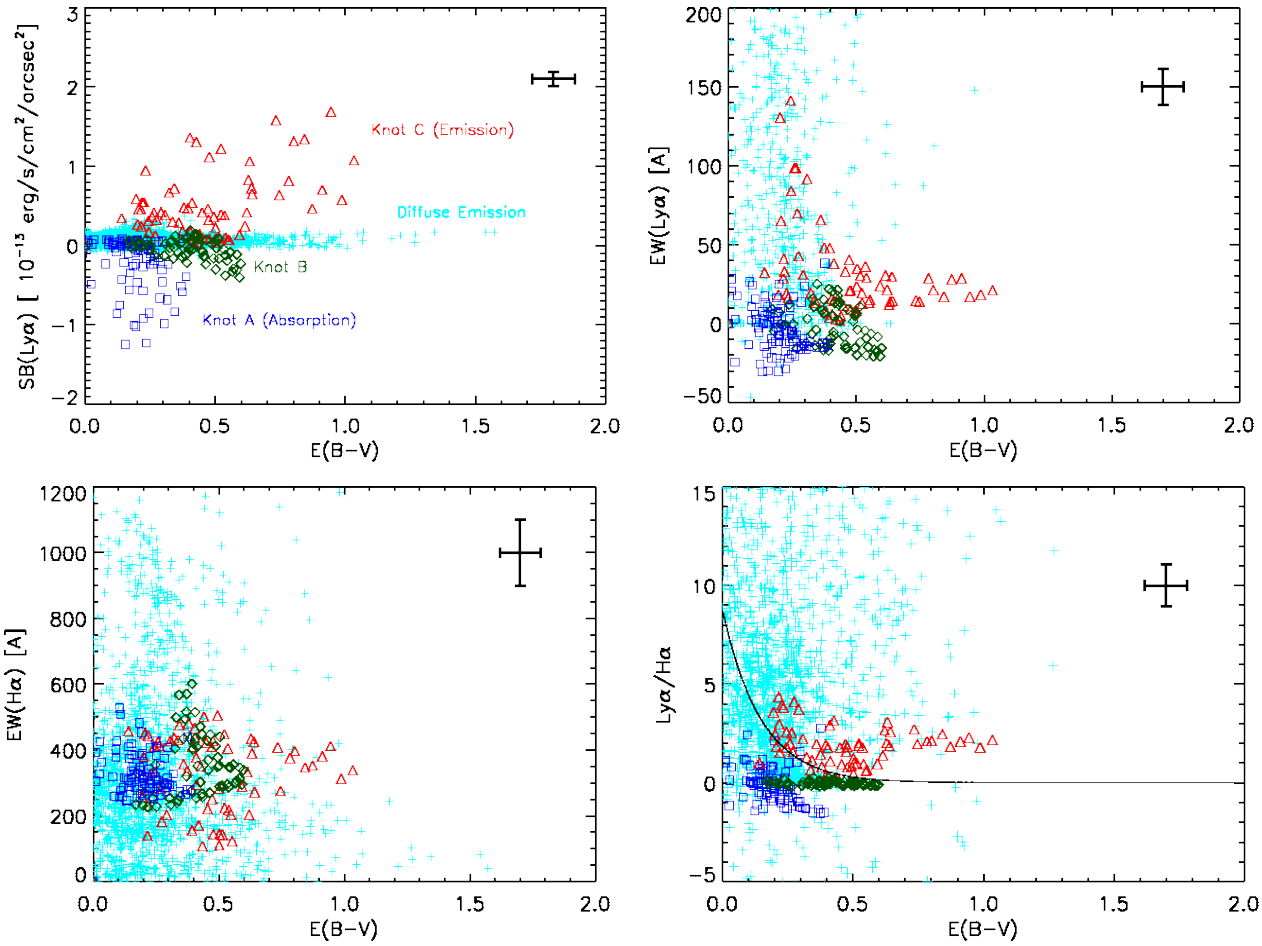


Fig. 2.6: Haro 11 diagramme de dispersion. *Haut-gauche* : brillance de surface de Lyα en fonction de l'extinction déterminée à partir du décrément Balmer. Les sites A, B, C ainsi que l'émission diffuse sont marqués sur la figure avec un code couleur-symbole : émission en rouge (site C), absorption en bleu (site A) et vert (site B) et émission diffuse en cyan. Le même code couleur-symbole est appliqué à toutes les figures. *Haut-droite :* Largeur équivalente Lyα en fonction de $E(B-V)$. *Bas-gauche :* largeur équivalent Hα *vs* $E(B-V)$. *Bas-droite :* Rapport entre les raies de recombinaison Lyα/Hα *vs* $E(B-V)$ avec le courbe théorique de ce rapport en fonction de l'extinction en noir. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes estimées en section 2.1.3.

2.2.2 Analyse des galaxies individuelles

Haro 11

On commence cette analyse par les systèmes qui présentent une variation significative d'émission et d'absorption Lyα. C'est le cas notamment de Haro 11, qui possède deux sites d'absorption importante et un site d'émission brillante. La première partie de la figure 2.6 présente la relation entre la brillance de surface[3] de Lyα et l'extinction dans le gaz. On voit en cyan la composante diffuse Lyα qui reste assez constante avec l'extinction. Le site C montre une émission relativement forte à une extinction moyenne de $E(B-V) = 0.48$. L'extinction moyenne dans chaque région est calculée à partir des valeurs intégrée des flux Hα et Hβ (cf. table 2.4)

Régions	A	B	C
$E(B-V)$ ce travail	0.20	0.42	0.48
$E(B-V)$ Vader et al. (1993)	0.20	0.41	0.39

TAB. 2.4: Extinction interstellaire mesurée dans les trois régions principales de Haro 11. Le résultat de ce travail à partir du rapport Hα/Hβ intégré sur ces régions est comparé au résultat de Vader et al. (1993).

La présence de ces deux composantes distinctes est révélatrice de deux processus d'émission (de sortie des photons en fait). Le halo d'émission diffuse est le résultat de la diffusion résonante des photons à travers le gaz neutre qui vont rencontrer une large gamme d'extinction en s'éloignant de leur site de production. En revanche, l'émission de la région C est beaucoup plus ramassée et surtout plus intense. L'émission Lyα est très proche de la source de production et les photons voyagent relativement peu dans l'espace.

Autre fait intéressant, l'émission de la région C se manifeste à une extinction de $E(B-V) \simeq 0.48$, plus importante que la quantité de poussière nécessaire à une absorption pure dans les régions A et B (0.16 et 0.41, respectivement). Cela indique, sans ambiguïté possible, que la poussière ne peut être tenue pour seule responsable de l'atténuation de Lyα. Il nous faudrait connaître la géométrie précise et la cinématique du gaz neutre dans ces régions pour pouvoir conclure sur le chemin optique "effectif" des photons. Alors deux alternatives s'offrent à nous. *(1)* L'existence de parties du MIS de faible densité et/ou ionisées devant la région C permettant aux photons Lyα de sortir facilement sans "ressentir" l'extinction moyenne de la région, alors que les régions d'absorption auraient une couverture HI assez homogène. *(2)* Le développement de vents, accélérés par l'énergie mécanique libérée par les amas d'étoiles (SSC, Super Star Cluster), peut faciliter la sortie des photons (Kunth et al. 1998).

Dans le cadre du premier scénario, on peut également observer le comportement du rapport Lyα/Hα vis à vis de l'extinction. Dans la figure en bas à droite, la

[3]la brillance de surface est simplement le flux rapporté à la surface émettrice. Elle a pour unité erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2}.

courbe noire représente l'évolution du rapport théorique Lyα/Hα en fonction de l'extinction :

$$\frac{Ly\alpha}{H\alpha} = 8.7 \times 10^{-0.4\ E(B-V)\ [k(Ly\alpha)-k(H\alpha)]} \tag{2.4}$$

On observe alors que l'émission dans la région C (triangles rouges) dépasse cette courbe, autrement dit, les photons Lyα se débrouillent pour sortir de manière plus efficace que Hα. Cela conforte l'idée d'un milieu interstellaire inhomogène qui produirait cet effet et expliquerait pourquoi l'émission Lyα (figure de brillance de surface) semble insensible à la poussière dans la région C. Les conséquences d'un MIS poreux sur l'émission Lyα ont été abordées analytiquement pour la première fois par Neufeld (1991) puis numériquement par Hansen & Peng Oh (2006). Cette configuration particulière est présentée dans la figure 2.7. Le gaz neutre froid, mélangé à

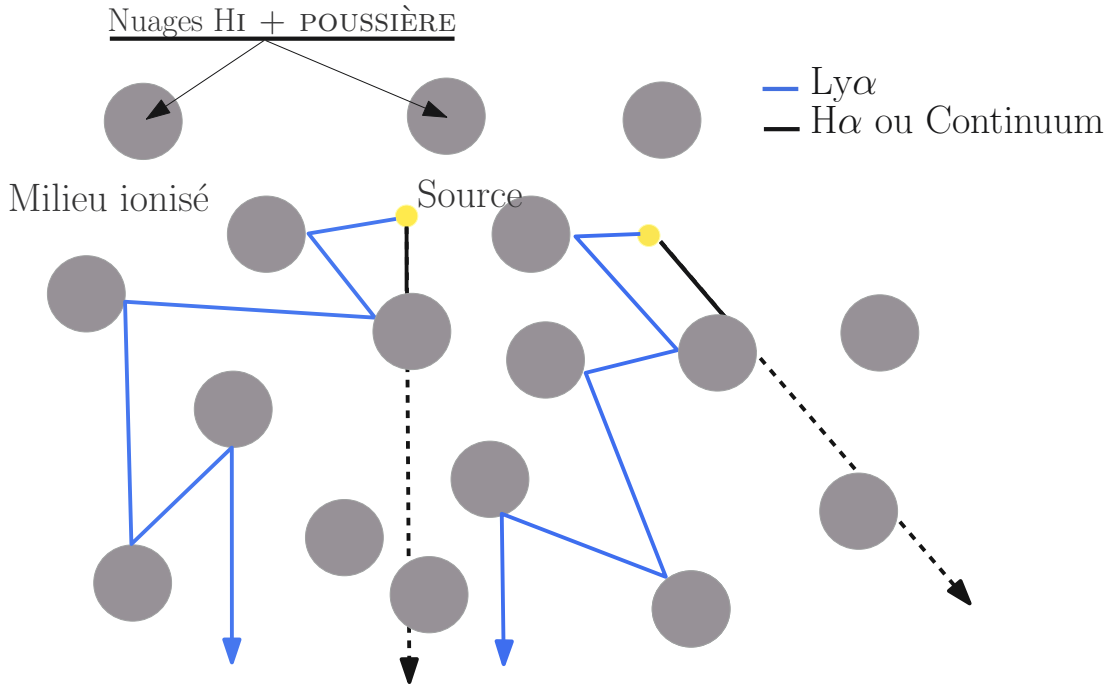


Fig. 2.7: Configuration d'un milieu interstellaire inhomogène. Le gaz HI et la poussière sont répartis dans de petits nuages alors que le reste du milieu est chaud et ionisé. Dans ce cas les photons non-résonants (trait noir) traversent les nuages et subissent l'atténuation de la poussière. En revanche, grâce à leur caractère diffusif, les photons Lyα (trait bleu) vont être réfléchis à la surface des nuages et se propager à travers le milieu ionisé pour sortir.

la poussière, n'est pas reparti uniformément mais en petits nuages qui parsèment le MIS. Le reste du milieu interstellaire (entre les nuages) est quant à lui chaud et ionisé. Les photons Lyα, grâce à leur caractère diffusif résonant, vont se réfléchir sur la surface des nuages sans y pénétrer. Une partie de ces photons va alors diffuser dans le milieu ionisé par un jeu de billard jusqu'à la sortie, sans avoir interagit avec la poussière présente à l'intérieur des nuages. S'agissant d'un rayonnement sans

caractère résonant, comme les raies de Balmer ou le continuum par exemple, il va pénétrer facilement dans les nuages et par conséquent subir une forte atténuation due à la poussière. Au final, le bilan est en faveur des photons Lyα.

A propos du second scénario, les observations du rayonnement X de cette galaxie a donné une indication d'une émission forte associée peut être à un gaz en expansion, mais la localisation de l'émission reste imprécise et l'interprétation encore délicate. Nous invitons le lecteur à voir à ce propos notre article sur Haro 11 (Hayes et al. 2007) ainsi que Grimes et al. (2007).

En ce qui concerne l'émission diffuse du halo (en cyan), les valeurs importantes du rapport Lyα/Hα s'expliquent simplement par le fait que les photons Lyα diffusent spatialement bien plus loin que ne peuvent le faire les photons Hα ou du continu, respectivement. A ce propos, on peut souligner comment se sépare la largeur équivalente Lyα de la composante diffuse de celle de la région C qui reste globalement constante avec l'extinction. A contrario, $EW_{\mathrm{H}\alpha}$ ne montre aucune corrélation avec la poussière, confirmant que Hα et le continu se comportent de façon similaire face à l'extinction.

ESO 338-IG04

Cette galaxie présente des caractéristiques semblables à celles de Haro 11. En outre, les composantes centrales d'absorption et d'émission apparaissent quasiment à la même extinction moyenne ; $E(B-V) \simeq 0.22$ et 0.23 pour l'absorption et l'émission, respectivement (cf. Fig. 2.8). On observe de la même façon un halo d'émission diffuse qui constitue environ 70% de l'émission Lyα totale. La même valeur a été précédemment trouvée par Hayes et al. (2005) avec une technique de masquage différente.

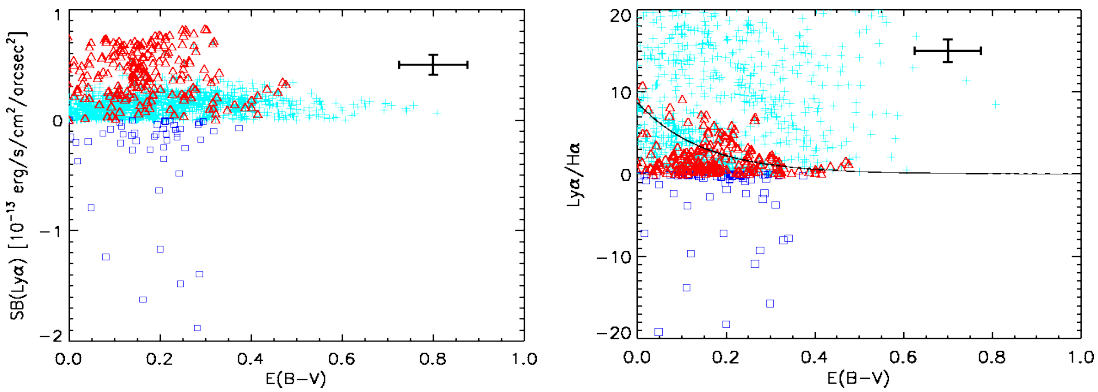


FIG. 2.8: ESO 338-IG04 diagramme de dispersion. *Gauche* : brillance de surface de Lyα en fonction de l'extinction déterminée à partir du décrément Balmer. La composante d'émission est en rouge, l'absorption en bleu et l'émission diffuse en cyan. *Droite :* Rapport entre les raies de recombinaison Lyα/Hα *vs* $E(B-V)$ avec le courbe théorique de ce rapport en fonction de l'extinction en noir. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes estimées en section 2.1.3.

Utilisant la spectroscopie longue fente, Östlin et al. (2003) determinent une ex-

tinction, le long de l'axe Est-Ouest, $E(B-V) \sim 0-0.25$, compatible avec notre estimation. En particulier, l'extinction devant la région A (suivant l'appellation de Hayes et al. 2005, cf. Fig. 2.3) est comparable. Finalement, le rapport Lyα/Hα semble suivre la décroissance théorique en fonction de l'extinction.

IRAS 08339+6517 et NGC 6090

Les deux objets montrent une émission Lyα prononcée, sans aucun signe d'absorption forte, venant confirmer les observations spectroscopiques de STIS pour IRAS 08339+6517 (Mas-Hesse et al. 2003) et *HUT* (*Hopkins Ultraviolet Telescope*) pour NGC 6090 (Gonzalez Delgado et al. 1998), qui dévoilent une raie Lyα brillante. Au regard de la figure 2.9, il est clair que l'émission Lyα est peu sensible aux effets d'extinction de la poussière. L'absence de corrélation observé au sujet du rapport Lyα/Hα reste valable pour le reste des quantités (flux, *EW*, qui ne sont pas montrées ici). Désormais, ce constat établi, on peut aller plus loin dans la lecture des résultas spectroscopiques précédents.

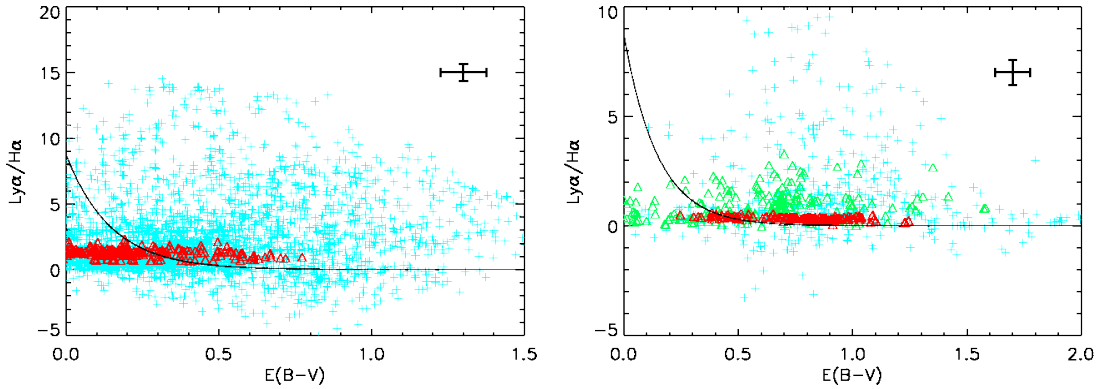


Fig. 2.9: IRAS 08339+6517 et NGC 6090 diagramme de dispersion. *Gauche* : Rapport entre les raies de recombinaison Lyα/Hα *vs* $E(B-V)$ dans IRAS 08339+6517, avec le courbe théorique de ce rapport en fonction de l'extinction en noir. Même chose *à droite* pour NGC 6090. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes estimées en section 2.1.3.

Le spectre *STIS* de IRAS 08339+6517 révèle un profil Lyα P-Cygni avec un pic rouge décalé d'environ 300 km s^{-1} par rapport à la vitesse de la région HII déduite des raies d'émission optiques. S'appuyant sur les spectres 2D Lyα et Hα, les auteurs trouvent une super-bulle en expansion à l'origine de ce décalage en vitesse, qui s'étend sur une échelle galactique (10 kpc). L'ouverture que l'on a établie pour délimiter la région d'émission centrale de la galaxie est bien inférieure (2 kpc). Il semblerait alors que l'on observe l'émission centrale à travers un gaz neutre qui se rapprocherait de nous à une vitesse qui avoisine les 300 km s^{-1}. NGC 6090 arbore un profil Lyα similaire dans le spectre *HUT* et s'inscrit ainsi dans le même raisonnement. Les raies d'absorption interstellaires sont décalées vers le bleu par rapport à la position de Lyα, indiquant un milieu interstellaire à une vitesse d'expansion de quelques centaines de km s^{-1}. En présence de tels décalages en vitesse, l'émission

Lyα se montre moins sensible à la présence de poussière. Ces résultats confirment donc l'importance d'un champ de vitesse dans le milieu de diffusion des photons Lyα (le gaz neutre) dans la visibilité de la raie Lyα.

Lyα en absorption : SBS 0335-52 et Tololo 65

La spectroscopie *HST/GHRS* des deux galaxies bleues compactes SBS 0335-052 et Tol 65 a révélé un profil Lyα en absorption très large et saturée (Thuan et al. 1997), indiquant une densité de colonne $N(\text{HI}) \simeq 2$ et 7×10^{21} cm^{-2}, dans l'ordre. L'imagerie Lyα de SBS 0335-052 n'indique aucun signe d'émission directe, mais plutôt une faible émission diffuse qui entoure une absorption centrale très forte. Sur la figure 2.10, on peut voir que l'extinction s'impose, plus que dans les cas précédents, comme un paramètre dominant la visibilité de Lyα. Au regard de la couverture dense en HI (7×10^{21} cm^{-2}) et de la position des raies interstellaires au même redshift (Kunth et al. 1998; Thuan et al. 1997), cette galaxie est un starburst relativement jeune qui commence tout juste à ioniser son environnement, alors que la plupart du gaz neutre reste statique par rapport à la région HII. Par conséquent, une forte émission optique est visible, alors que les photons Lyα sont littéralement emprisonnés par les multiples diffusions et détruits par la poussière. Ceci correspondrait à la phase 1 du scénario semi-analytique de l'évolution du profil Lyα avec l'âge du starburst de Tenorio-Tagle et al. (1999). Le caractère statique du gaz HI est de plus confirmé par les observations 21 cm.

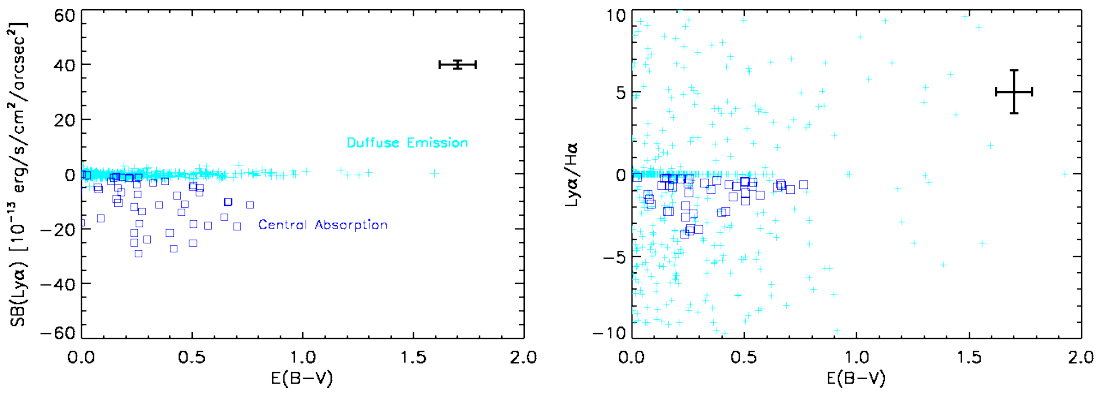


FIG. 2.10: SBS 0335-052 diagramme de dispersion. *A gauche :* brillance surfacique Lyα en fonction de l'extinction. *A droite :* rapport entre les raies de recombinaison Lyα/Hα *vs* $E(B-V)$. La région d'absorption centrale est représentée en bleu.

La combinaison d'une grande densité de colonne de HI et d'un gaz relativement statique par rapport aux régions d'émission rend l'émission Lyα particulièrement sensible à la poussière.

Par ailleurs, Tol 65 montre une faible émission diffuse sans aucune structure. Cette observation n'est pas pour autant contradictoire avec le spectre *GHRS* qui montre un profil absorbant, avec au demeurant un S/N bien plus faible que pour SBS 0335-052, car l'émission diffuse n'est pas significativement plus grande que le

bruit de fond de l'image, qui est plus important pour cette galaxie car plus proche, et donc plus affectée par l'émission géocoronale.

2.3 Discussion

Nous allons à présent nous intéresser aux propriétés globales des galaxies afin de resituer notre discussion dans un contexte plus cosmologique. Les quantités ainsi intégrées sur toute la galaxie reposent sur une technique de masquage qui élimine les régions avec un trop faible rapport S/N. Le seuil fixé est de 5 $\sigma_{\mathrm{H}\beta}$, où $\sigma_{\mathrm{H}\beta}$ est la déviation standard du fond de ciel dans l'image Hβ. On pourra constater par la même occasion dans quelle mesure les résultats obtenus à petite échelle s'extrapolent à l'échelle galactique, c'est à dire à des objets non résolus, comme c'est le cas pour les galaxies à grand redshift.

Les quantités globales des galaxies sont présentées dans la table 2.5. Un seul objet, SBS 0335-052, est un absorbant Lyα. Cette dénomination n'est qu'une question de définition, puisqu'il s'agit du flux net (absorption + émission). Il nous faut signaler aussi que ces quantités dépendent de la taille du masque utilisé (ouverture) pour l'intégration, car on peut s'attendre, faute de bon S/N, à manquer une certaine émission diffuse diluée dans le bruit de ciel. C'est pour cela que l'on donne aussi la taille de l'ouverture pour chaque objet qui correspond au masquage utilisé ici.

Tab. 2.5: Flux intégrés et largeurs équivalentes. Pour les six galaxies l'ouverture d'intégration est donnée en arcsec et en kpc entre parenthèses. Les flux sont en erg s^{-1} cm^{-2} et les largeurs équivalentes en Å. Toutes les quantités sont corrigées de l'extinction Galactique (Schlegel et al. 1998) mais pas de l'extinction interstellaire intrinsèque.

Galaxie	Ouverture	$f_{\mathrm{Ly}\alpha}$	$f_{\mathrm{H}\alpha}$	$f_{\mathrm{H}\beta}$	EW(Lyα)	EW(Hα)
Haro 11	143 (23)	1.3e-12	2.3e-12	5.48e-13	22.8	523
ESO 338-IG04	267 (10)	2.5e-12	2.5e-12	8.1e-13	15.8	479
SBS 0335-052	3.40 (0.23)	-4.0e-13	3.6e-13	9.9e-14	-27	808
NGC 6090	147 (49)	6.6e-13	1.4e-12	2.1e-13	62	180
IRAS 08339+6517	157 (23)	3.1e-12	2.3e-13	6.9e-13	45.6	140
Tololo 65	22.7 (0.75)	5.e-14	1.8e-13	4.9e-14	9.1	1153

La largeur équivalente a cela d'avantageux qu'elle est, en théorie, indépendante de l'extinction. Comme les photons de la raie et du continu sont à la même longueur d'onde ils subissent la même atténuation. Alors pour la raie Lyα, une corrélation entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et $E(B-V)$, impliquerait d'une part que Lyα est découplée du continu à cause des effets de diffusion, et d'autre part que la poussière est toujours un paramètre dominant dans cette tendance. La dispersion observée dans la figure 5.3 ne semble pas indiquer une telle corrélation. De toute évidence, le transfert radiatif des photons Lyα n'est pas soumis au seul dictat de la poussière. La largeur équivalente

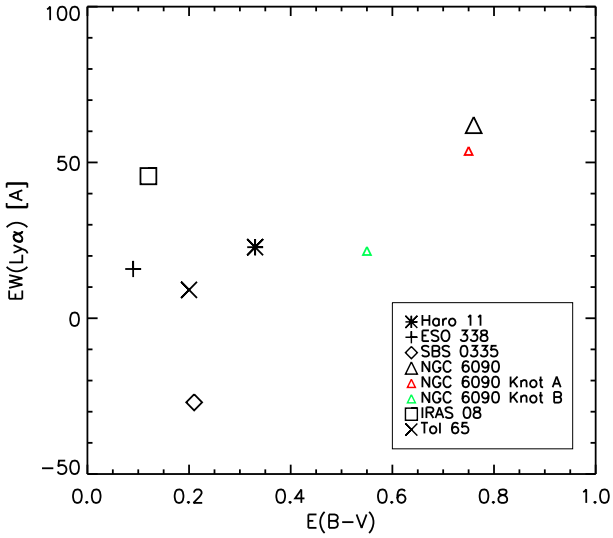


FIG. 2.11: largeur équivalente Lyα en fonction de l'extinction $E(B-V)_{gaz}$. Le nom des galaxies est donnée dans la légende. Pour NGC 6090 les deux composantes A et B ont été rajoutées séparément.

Lyα observée dépend non seulement de la valeur EW intrinsèque, mais également de la géométrie des couches de poussières réparties devant la région émettrice, qui est très difficilement appréhendable puisqu'on observe le starburst sur une seule ligne de visée. Par leur nature diffusive, les photons Lyα peuvent explorer des régions avec des extinctions très différentes de l'extinction moyenne de la galaxie. Ce résultat est en accord avec la compilation d'objets locaux effectuée par Giavalisco et al. (1996).

2.3.1 Effets d'évolution

Afin de savoir si l'évolution des observables Lyα avec l'âge de la galaxie est visible, on a estimé l'âge de chaque galaxie à l'aide d'une ajustement de leur distribution d'énergie spectrale (SED) avec des modèles de synthèse stellaire. Il s'agit en fait de la même approche qui nous a permis d'estimer et de soustraire le continu Lyα. Dans chaque élément de résolution la SED est ajustée avec comme paramètre libre l'âge, en utilisant deux composantes stellaires. Le scénario de formation stellaire adopté est une flambée instantanée (burst), plus adapté à des petites régions de formation stellaires de l'échelle d'un SSC. L'âge moyen de la galaxie et ensuite calculée en pondérant la valeur dans chaque pixel avec la luminosité Hα correspondante :

$$age\ moyen = \frac{\sum_i L_{H\alpha,\ i} \times age_i}{\sum_i L_{H\alpha,\ i}} \tag{2.5}$$

sauf dans le cas de Tol 65 pour laquelle on ne possède pas d'image *HST* en Hα à cause d'un problème de calibration, et dont la pondération s'est effectuée par la luminosité dans la bande B.

Il est bien connu que la largeur équivalente des raies de recombinaison de l'hydrogène est un bon traceur de l'âge de la galaxie. Cette grandeur représente le rapport entre le flux ionisant des étoiles jeunes et le flux non-ionisant d'une population stellaire plus vieille (Leitherer 2005, et références incluses). On peut donc observer sur la Fig. 2.12 la décroissance de $EW_{\mathrm{H}\alpha}$ en fonction de l'âge conformément aux prédictions des modèles de SED. Cette décroissance est attribuée à la déficience de photons

ionisants avec le temps et l'apparition d'étoiles vieilles qui contribuent beaucoup plus au continu. Toutefois, la dispersion observée montre les limites de ce raisonnement. En pratique, cet indicateur peut être affecté par la différence d'extinction entre le continu ($E(B-V)^{\star}$) et la raie ($E(B-V)_{gaz}$), ainsi que la présence d'une population sous-jacente plus évoluée.

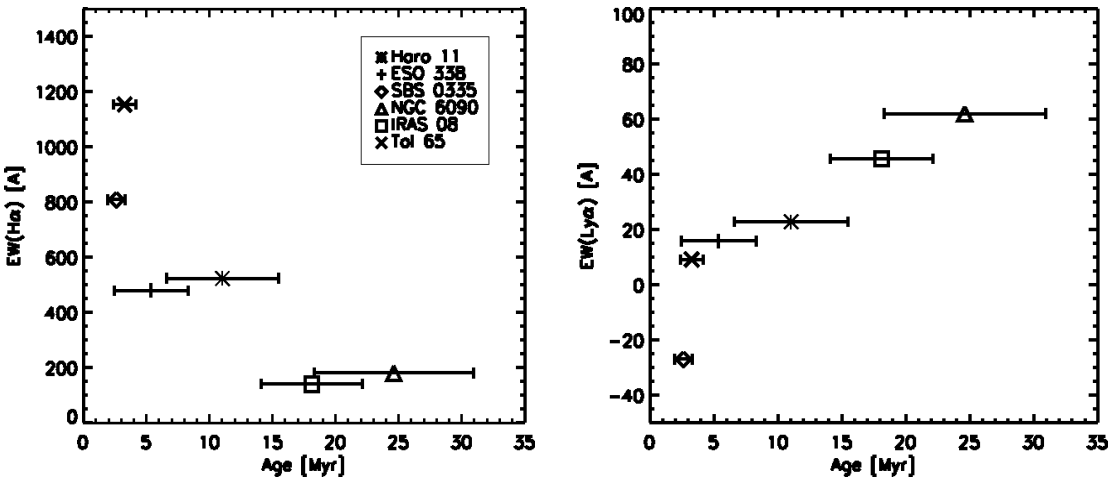


Fig. 2.12: Largeurs équivalentes en fonction de l'âge. *A gauche :* $EW_{\mathrm{H}\alpha}$ en fonction de l'âge moyen de la galaxie estimé à partir de l'ajustement des SEDs. *A droite :* même chose pour $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes à 1 σ.

En ce qui concerne Lyα, on observe plutôt une corrélation entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et l'âge comme une énième démonstration de la démarcation de Lyα des autres raies de recombinaison. En comparant différentes galaxies, on oppose différents effets susceptibles d'affecter l'émission Lyα dans des sens pas toujours similaires. Ainsi, le développement de vents galactiques fait augmenter $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ tandis qu'un gaz statique va dramatiquement l'atténuer. Différentes histoires de formation stellaire (i.e. $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ intrinsèque) peuvent également compliquer l'interprétation de cette grandeur. A cause de la taille très réduite de notre échantillon on ne peut absolument pas tirer des conclusion générales à caractère statistique de cette observation. Néanmoins on peut, considérer que ceci constitue une première étape, indiquant tout du moins la nécessité d'être prudent en utilisant l'indicateur $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$. Une étude ultérieure avec un échantillon statistique sera nécessaire pour éclaircir ces différences. Notons finalement, que l'âge estimé de SBS 0335-052 ($\sim$ 2.6 Myr) est en bon accord avec l'interprétation de cette galaxie comme jeune avec un gaz statique menant à une absorption Lyα saturée (cf. Sect. 2.2.2).

2.3.2 Correction de l'extinction

Les diagnostics de formation stellaire à un redshift supérieur à 3, se basent essentiellement sur le rayonnement UV, du fait du décalage spectral des raies de recombinaison optiques vers l'infrarouge où la contamination par les raies OH du ciel devient problématique. De plus, l'émission UV présente l'avantage d'être moins affectée que

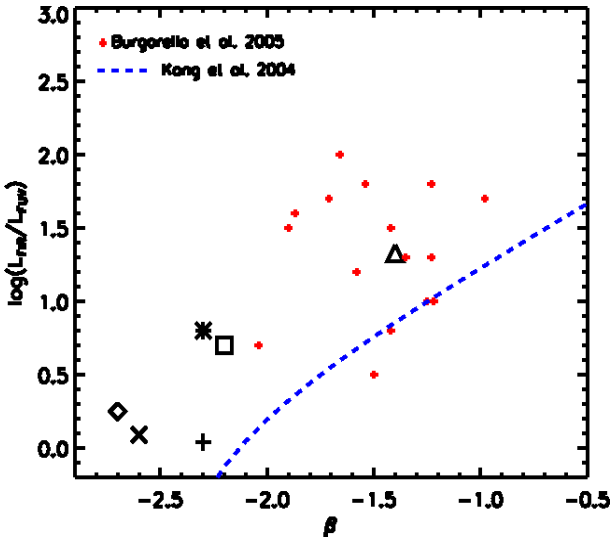


FIG. 2.13: Rapport L_{FIR}/L_{UV} en fonction de la pente β. Nos galaxies sont représentées avec les mêmes symboles que précédemment. La pente β est déterminée de l'ajustement des SEDs et le flux *FIR* tiré de la littérature. Les points rouges sont les données ELAIS S1 de Burgarella et al. (2005). La loi empirique de Kong et al. (2004) est également tracée en tirets.

l'optique par la contribution d'étoiles vieilles qui viendrait fausser l'estimation du taux de formation stellaire. L'inconvénient majeur tient au fait que l'UV est bien plus affecté par l'extinction, et l'estimation précise de cet effet est tout simplement indispensable à la fiabilité de cet indicateur. C'est précisément à ce dessein que Meurer et al. (1999) ont établit une loi empirique, basée sur un atlas *IUE* de starbursts, entre la pente β du continu UV le rapport flux dans l'infrarouge lointain (FIR) et celui à 1600 Å. En effet, comme le flux absorbé dans l'UV par la poussière sert à chauffer les grains de poussière et est réémis dans l'infrarouge, le rapport F_{FIR}/F_{UV} est un bon indicateur de l'extinction. La figure 2.13 montre une courbe similaire déduite par Kong et al. (2004), qui permet connaissant la pente du continu UV, de remonter directement à la quantité de flux absorbé par la poussière.

En pratique, ce genre de relation est plus nuancé. Goldader et al. (2002) ont montré que leur échantillon de galaxies lumineuses et ultra-lumineuses en IR (LIRGs et ULIRGs) se plaçait en dehors de cette corrélation. Plus récemment encore, Burgarella et al. (2005), avec un échantillon plus éclectique (données figurant sur Fig. 2.13) démontrait que cette relation ne pouvait être qu'une limite inférieure. Nos observations plaident dans le même sens. D'ailleurs à l'origine, Meurer et al. (1999) estimaient d'eux-même que leur échantillon était quelque peu biaisé à cause de l'ouverture de *IUE*. Il est donc difficile d'affirmer que cette relation reste valable pour tous les types de galaxies et à tous les redshifts.

Si l'on veut corriger de l'extinction des grandeurs aussi importantes que le SFR il faut aussi s'intéresser à la différence entre le contenu en poussières devant les étoiles et dans les régions nébulaires. Il est maintenant bien connu que l'atténuation qui affecte le continu stellaire est découplée de celle qui affecte les raies de recombinaison. Ceci dit, certaines observations de raies d'émission à grand z continuent d'être corrigées par le moyen de la pente β estimée, à défaut de connaître l'extinction dans le phase gazeuse. La loi de Calzetti et al. (1994) est souvent utilisée pour passer de l'une à l'autre, i.e. $E(B-V)^{\star} = 0.44 \times E(B-V)_{gaz}$. La limitation majeure de cette relation vient des différentes géométries possibles supposées pour l'écran de poussière. De plus, les observations de Calzetti et al. (1994) ainsi que les nôtres

montrent une large dispersion autour de cette loi. Nous allons maintenant voir si la connaissance précise de l'extinction nébulaire permet de remonter, à partir de Lyα, au SFR intrinsèque.

2.3.3 Lyα, un indicateur fiable du taux de formation stellaire ?

Le taux de formation stellaire est un outil essentiel à la compréhension de l'évolution des galaxies. Il nous renseigne désormais sur les épisodes de flambée de formation d'étoiles et leur évolution sur un temps cosmique (Madau et al. 1996; Giavalisco et al. 2004). Preuve s'il en est, de cet intérêt grandissant, les nombreux indicateurs à diverses longueurs d'onde, et les calibrations associées, qui ont été développés. A grand redshift, les indicateurs optiques comme Hα sont décalés vers l'infrarouge lointain, et la seule composante brillante disponible dans le domaine UV au repos est la raie Lyα, qui est communément utilisée pour estimer le SFR à $z > 3$.

La question la plus critique pour la fiabilité de ces méthodes reste la correction de l'extinction interne des galaxies. Concernant notre étude, cette difficulté est exacerbée pour Lyα à cause de son transport radiatif complexe, et nous allons voir à quel point. La table 2.6 présente le SFR estimé au moyen de différentes méthodes, en utilisant à chaque fois la calibration de Kennicutt (1998a). Cette dernière, qui fait le lien entre un flux observé et le SFR (cf. Sect. 1.3.2), suppose un régime de formation stellaire stationnaire, alors que notre méthode de soustraction du continu Lyα suppose un scénario de burst instantané, dont les effets à l'échelle galactique peuvent se lisser et s'assimiler à une formation stellaire continue. Quoiqu'il en soit, il est intéressant de comparer nos résultats en terme de SFR à ceux de la littérature qui utilisent pour la plupart cette calibration.

Galaxie	SFR(UV)	SFR(Lyα)	SFR(FIR)	SFR(Hα)
Haro 11	5.1	1.07	21.7	16.33
ESO 338-IG04	1.56	0.3	1.1	3.9
SBS 0335-052	0.34	...	0.4	1.1
NGC 6090	2.9	1.1	43.3	20.7
IRAS 08+65	4.4	2.2	17.3	14
Tololo 65	0.05	0.008	0.05	0.24

Tab. 2.6: Taux de formation stellaire. SFR$_{IR}$ est calculé à partir de la luminosité infrarouge donnée dans Östlin et al. (2009). Les SFRs utilisent la luminosité intégrée dans les ouvertures définies en début de Sect. 2.3, et sont exprimés en M$_\odot$ yr^{-1}. A ce stade, ces valeurs ne sont pas corrigées de l'extinction interne.

L'émission UV trace une population stellaire relativement jeune et la conversion du flux UV en SFR peut être calculée dans un domaine spectral assez large (1250 à 2500 Å). La calibration de Kennicutt (1998a) donne :

$$\mathrm{SFR_{UV}}(M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28}\ L_\nu(\mathrm{ergs\ s}^{-1}\ \mathrm{Hz}^{-1}) \tag{2.6}$$

Alternativement, les raies de recombinaison, Lyα en particulier, donnant accès au flux ionisant des étoiles massives, donne une estimation quasi-instantanée de la formation stellaire. En utilisant la calibration pour la raie Hα et en se plaçant dans le cas B de la recombinaison (Brocklehurst 1971) on obtient :

$$\mathrm{SFR}_{\mathrm{Ly}\alpha}(M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}) = 9.1 \times 10^{-43}\ L(\mathrm{Ly}\alpha)\ (\mathrm{ergs\ s}^{-1}) \tag{2.7}$$

Sans énumérer les effets qui affectent ce genre de calibration, la figure 5.6 illustre le problème de l'atténuation par la poussière. A gauche, on oppose le $\mathrm{SFR}_{Ly\alpha}$ au SFR_{UV}. Pour les points rouges, SFR_{UV} est corrigé en utilisant l'extinction stellaire $E(B-V)^\star$, et $\mathrm{SFR}_{Ly\alpha}$ en utilisant l'extinction nébulaire $E(B-V)_{gaz}$. S'agissant des points noirs, aucune correction n'est appliquée. Nous avons également inclus des données de plusieurs études à bas (Giavalisco et al. 1996) et grand redshift (Taniguchi et al. 2005; Ajiki et al. 2003; Tapken et al. 2007, cf. légende). Le taux de formation stellaire évalué par Lyα est presque toujours sous-estimé par rapport à l'indicateur UV d'un facteur entre 2 et 6. A cause de la diffusion résonante de Lyα, on s'attend, sur un échantillon statistique, à une couverture de tout l'espace sous la ligne $\mathrm{SFR}_{UV} = \mathrm{SFR}_{Ly\alpha}$. Une telle distribution permettrait d'identifier une limite supérieure aux effets de résonance qui écartent ces points de la ligne d'égalité, en prêtant garde aux biais observationnels, à l'image du manque de points à faible $\mathrm{SFR}_{Ly\alpha}$ à grand redshift, qui est une conséquence directe de la limite de détection de telles observations qui excluent les faibles LAEs. La correction de l'extinction réduit cette disparité mais ne réconcilie pas complètement ces deux indicateurs.

Quand le SFR(UV) n'est pas corrigé de l'extinction, le SFR dérivé de la luminosité infrarouge devrait être complémentaire puisque le rayonnement absorbé dans l'UV est "recyclé" par les grains de poussière en rayonnement thermique infrarouge. Afin de savoir quel indicateur concorde le plus avec le SFR, on trace, sur la figure 5.6 droite, le SFR total $\mathrm{SFR}_{UV} + \mathrm{SFR}_{IR}$ en fonction de différents indicateurs (UV, Lyα, Hα) tous corrigés de l'extinction (cf. légende). Encore une fois, et comme on pouvait le présager, Lyα est l'indicateur qui s'écarte le plus du SFR total, et ce malgré la correction de l'extinction. Il faut y voir un découplage entre Lyα et les rayonnements non-résonants par rapport à la poussière, et par conséquent la difficulté d'utiliser cette raie comme un indicateur fiable du SFR.

A bien y réfléchir, estimer correctement le taux de formation stellaire, revient à connaître précisément la fraction de photons, produits dans le starburst, qui font fi du milieu interstellaire pour s'échapper. La fraction d'échappement de Lyα à de surcroît l'avantage de contenir tous les mécanismes affectant cette raie. Avec les données observationnelles en notre possession, nous pouvons pour la première fois procéder à une estimation empirique de $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha)$:

$$f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha) = f(\mathrm{Ly}\alpha)/(8.7 \times f(\mathrm{H}\alpha)_\mathrm{C}) \tag{2.8}$$

$$f(\mathrm{H}\alpha)_\mathrm{C} = f(\mathrm{H}\alpha) \times 10^{(1.048 \times E(B-V)_{gas})} \tag{2.9}$$

où $f(\mathrm{Ly}\alpha)$ est le flux observé et $f(\mathrm{H}\alpha)_C$ est le flux Hα corrigé de l'extinction pixel par pixel suivant la loi de Cardelli et al. (1989). Ainsi en multipliant le flux intrinsèque Hα (qui n'est pas affecté par les problèmes de transfert radiatif) ainsi obtenu par

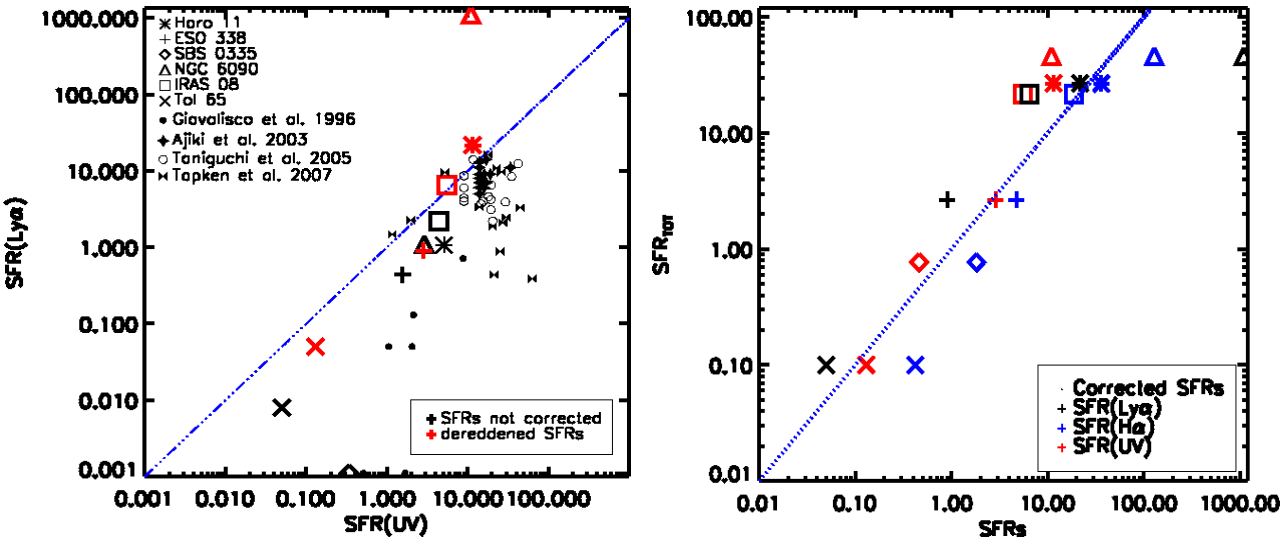


Fig. 2.14: Taux de formation stellaire. *A gauche :* SFR(Lyα) *versus* SFR(UV). Les points en noir sont des valeurs non corrigées de l'extinction. On a également inclus des données d'autres études à bas (Giavalisco et al. 1996) et à grand redshift (Taniguchi et al. 2005; Ajiki et al. 2003, pour les LAEs) et (Tapken et al. 2007, pour les LBGs). Pour notre échantillon les symboles en rouge bénéficient d'une correction de l'extinction avec $E(B-V)^{\star}$ pour l'UV et $E(B-V)_{gaz}$ pour Lyα. La ligne en pointillés représente l'égalité SFR$_{UV}$= SFR$_{Ly\alpha}$. *A droite :* SFR(UV+IR) (où SFR$_{UV}$ n'est pas corrigé) en fonction de divers indicateurs corrigés et expliqués dans la légende. L'unité est M$_{\odot}$ yr^{-1}.

le facteur de recombinaison de 8.7 du cas B, on remonte au flux Lyα intrinsèque. On calcule alors de façon triviale f_{esc}(Lyα). On peut par conséquent, et c'est le but de cette approche, corriger la calibration du SFR(Lyα) qui suppose que 100% des photons Lyα parviennent à s'échapper du milieu diffusif :

$$\mathrm{SFR}_{\mathrm{Ly}\alpha}(M_{\odot}\ \mathrm{yr}^{-1}) = (1/f_{esc}) \times \mathrm{SFR}_{\mathrm{Ly}\alpha}(\mathrm{Kennicutt}) \tag{2.10}$$

On peut légitimement se demander s'il est raisonnable d'essayer de trouver une f_{esc}(Lyα) moyenne, ayant à l'esprit tous les effets qu'on a égrenés tout au long de ce chapitre. On s'attend évidemment à une large dispersion autour d'une valeur moyenne potentielle qu'on pourrait déduire de la table 2.7, mais cela resterait, dans tous les cas, plus réaliste de corriger le SFR de cette valeur moyenne que de s'accrocher à la calibration actuelle.

2.3.4 Implications pour les galaxies à grand redshift

Dans le même ordre d'idées, on présente dans la figure 2.15 l'évolution de la fraction d'échappement Lyα en fonction de la poussière. On observe une tendance de f_{esc} à décroître avec la poussière. Cette corrélation aurait été beaucoup plus convaincante dans un modèle où f_{esc} est dominée purement par les effets de la

Galaxie	f_{esc} (%)	$f_{diffuse}$ (%)	E(B-V) *gaz*	E(B-V) *stars*	AGE (Myr)
Haro 11	2.6	74	0.33	0.07	11
ESO 338-IG04	8	70	0.08	0.08	5.4
SBS 0335-052	0.25	$\sim$ 100	0.21	0.04	2.6
NGC 6090	0.56	73	0.76	0.18	25
IRAS 08+65	7	65	0.12	0.03	18
Tololo 65	1.7	$\sim$ 100	0.2	0.12	3.3

TAB. 2.7: Propriétés globales des galaxies. L'ouverture utilisée pour l'intégration de ces quantités est celle de la table 2.5. La première colonne présente la fraction d'échappement de Lyα pour chaque galaxie (voir texte pour les détails). Dans le cas de SBS 0335-052, seule la composante en émission de Lyα a été utilisée afin d'en déduire une limite supérieure de f_{esc}. La seconde colonne contient la part de la composante diffuse à l'émission Lyα totale. L'extinction nébulaire moyenne, déterminée du rapport des flux totaux Hα/Hβ, est donnée en colonne 3. La 4me colonne montre l'extinction stellaire déterminée à partir de l'ajustement des SEDs. La dernière colonne donne l'âge moyen calculé dans l'équation 2.5.

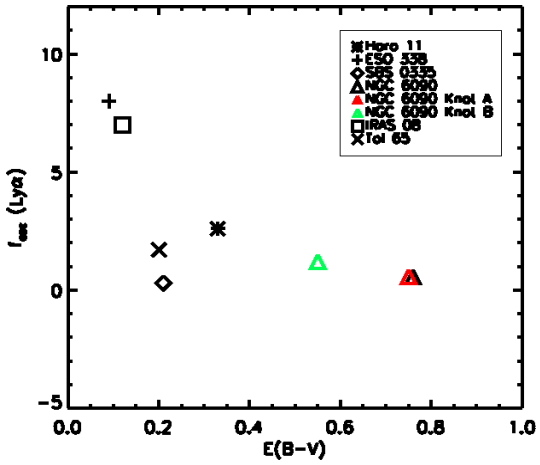


FIG. 2.15: Fraction d'échappement de Lyα en fonction de $E(B-V)_{gaz}$. f_{esc} est donnée en pourcent (voir texte pour le calcul). Les deux composantes en interaction de NGC 6090 sont incluses séparément. Pour SBS 0335-052, la valeur reportée doit être considérée comme une limite supérieure. Dans toutes les galaxies, f_{esc} ne dépasse pas 10%.

poussière, et la dispersion observée révèle les paramètres supplémentaires. On réitère ici la précaution à prendre quant à la portée de ces résultats au regard du nombre de galaxies de l'échantillon qui en fait simplement une étude pilote. Une étude plus statistique et plus concluante sera présentée au chapitre 5.

La détermination de f_{esc} ainsi que la correction du SFR utilisée ici à été effectuée pixel par pixel. Une correction avec une valeur de l'extinction globale donne des différences entre 15 et 40 %. Cette méthode est par conséquent unique en ce genre, et est inimaginable pour les observations à grand z, pour lesquelles la résolution est jusqu'à un ordre de grandeur inférieure à la notre. Ceci plaide encore une fois en faveur d'une calibration des observables Lyα des galaxies lointaines avec leurs analogues de l'univers local, même s'il faut garder en tête des effets d'évolution ou

d'environnements différents qui peuvent altérer cette analogie.

D'autre part, on peut constater que f_{esc}(Lyα) ne dépasse jamais 10% dans les six objets. De plus, le halo diffus observé systématiquement, représente l'essentiel de l'émission Lyα (cf. table 2.7). Il est probable que cette émission à très faible brillance surfacique soit diluée dans le bruit des observations à grand z et reste indécelable. Indubitablement, les quantités cosmologiques basées sur Lyα seront à prendre avec précaution, puisqu'on a affaire à une petite fraction seulement des photons Lyα qui s'échappent, et qu'une grande partie de ceux-là peut rester indétectable.

La disparité observée entre Lyα et le reste des indicateurs de SFR semble difficilement corrigée par l'extinction. Même en connaissant l'extinction nébulaire, on est loin de pouvoir réconcilier Lyα et l'UV par exemple. Cette situation est d'autant plus critique à grand z que l'on ne connaît, au mieux, que la pente β et sans aucune information spatiale. Il nous faut espérer qu'à l'avenir on pourra avec plus d'observations, contraindre l'évolution de f_{esc} avec la poussière moyennée de tous les autres effets qui restent difficiles à maîtriser observationnellement. La relation entre l'extinction stellaire et nébulaire demeure une question supplémentaire à éclaircir.

2.4 Conclusion

A l'aide de l'imagerie UV et optique obtenue depuis l'espace (*HST*) et le sol (*ESO/NTT* et *NOT*), nous avons pu cartographier l'émission Lyα et la distribution de poussières à petite échelle dans six galaxies starburst locales. La morphologie Lyα s'avère très complexe, alliant absorption et émission, en contraste total avec l'UV ou Hα. La nature résonante de la raie Lyα est parfaitement révélée par un large halo d'émission diffuse omniprésent dans les galaxies, et qui constitue l'essentiel de l'émission Lyα.

S'agissant de la régulation de la visibilité de Lyα, on peut résumer les résultats obtenus comme suit :

- Au sein d'objets, où l'évidence du mouvement du gaz neutre ($v_{exp} \sim 200-300$ km s^{-1} pour NGC 6090 et IRAS 08339+6517) a préalablement été établie, on observe une émission Lyα moins sensible à la poussière. Cela confirme le rôle de la cinématique du MIS dans la visibilité de la raie Lyα.
- Dans le cas de SBS 0335-052, le starburst est présumé encore trop jeune pour avoir eu le temps d'accélérer le MIS environnant. L'absence de cinématique et l'âge estimé dans le présent travail (< 5 Myr) confirment cette hypothèse. Avec une densité de colonne N(HI) $= 7 \times 10^{21}$ cm^{-2}, on observe une forte absorption Lyα, avec une dépendance à la poussière. Une large couverture de gaz neutre **statique** favorise la diffusion des photons Lyα et donc l'absorption par la poussière.
- Lyα peut émerger de régions possédant autant, si ce n'est plus, de poussières que ne requière une forte absorption. Dans certains cas, on a pu observer un rapport de recombinaison Lyα/Hα supérieure à la valeur théorique. On peut y voir le signe d'un MIS inhomogène, qui à l'inverse d'une configuration uniforme, facilite la sortie des photons Lyα au détriment de Hα.

Par ailleurs, l'inspection des propriétés globales des galaxies a trahi les limites de la correction de l'extinction (p. ex. le SFR), où dans certains cas le flux Lyα est sous-estimé à cause des effets de résonance, et dans d'autres surestimé à cause probablement de la géométrie du MIS. En revanche, la fraction d'échappement des photons Lyα (qui ne dépasse pas 10%) semble s'amenuiser avec l'extinction et la dispersion observée reflète les effets des autres paramètres sus-cités.

Il est maintenant évident que Lyα est un outil indispensable aux investigations de la formation stellaire dans l'Univers lointain. Cependant, il est aussi clair que l'utilisation de Lyα pour une détermination triviale des quantités cosmologiques, telles que le SFR, est pour le moins douteuse sans précaution préalable. Pour s'en convaincre, il suffit de mettre dos-a-dos la calibration du SFR(Lyα) et f_{esc}(Lyα). Malgré de probables différences, générées par les effets d'évolution, entre les galaxies locales et lointaines (Mas-Hesse et al. 2003), on peut sans risques, considérer que la physique et les processus qui gouvernent le transfert radiatif de Lyα dans ces deux types d'objets devraient rester similaires. Cela nous invite à constituer un échantillon plus statistique afin d'accorder à ces résultats une portée cosmologique. Ce sera l'objet du chapitre 5.

Chapitre 3

Simulation du transfert radiatif des photons Lyα dans les galaxies starburst

Durant ma thèse je me suis parallèlement intéressé à la modélisation des propriétés physiques et spectrales des galaxies à flambée de formation d'étoiles dans le but de comprendre l'origine de l'absorption ou de l'émission Lyα et les conditions qui façonnent le profil émergent, à travers la simulation du transfert radiatif des photons Lyα. Ce travail de simulation qui est, à n'en pas douter, complémentaire à l'aspect observationnel traité au chapitre précédent, est basé sur le code Monte Carlo `MCLya` développé au sein de l'équipe de Daniel Schaerer à Genève (Verhamme et al. 2006).

Dans un premier temps, nous verrons comment l'ajustement du profil spectral Lyα permet d'obtenir des informations essentielles sur les LBGs à $z \sim 3$ ainsi que leur lien avec les LAEs à la lumière des effets de transfert radiatif. Ensuite une application de cette méthode nous permettra d'explorer les effets de résonance et de géométrie responsables de l'absorption Lyα dans les galaxies locales, et les implications sur les processus d'émission et d'absorption Lyα dans les starbursts en général.

Ces deux travaux constituent un ensemble particulièrement cohérent, dans lequel le transfert radiatif de Lyα, confère une continuité naturelle à l'émission et l'absorption Lyα d'une part, et aux différentes classes d'objets à bas redshift (starbursts locaux) et à grand redshift (LBGs et LAEs), en définissant à chaque fois les conditions physiques responsables de ces observations.

3.1 Caractérisation des LBGs à $z \sim 3$ et implications pour les populations LBG et LAE

La variété de profils et d'intensités Lyα affichée par les LBGs a suscité le premier intérêt en ce sens. Peut-on reproduire à l'aide d'un code de transfert radiatif la forme particulière de ces profils qui va d'une émission très forte à une absorption, en passant par un type P-Cygni (Shapley et al. 2003, cf. Fig. 3.1) ? Quelles sont alors les conditions à la fois stellaires et interstellaires (gaz) dans ces galaxies qui

sont à l'origine d'une telle diversité ? Cet intérêt est doublement justifié puisqu'il se trouve que dans cette classe de galaxies, les éjectats de matière interstellaire sont particulièrement intenses et omniprésents (Pettini et al. 2001; Shapley et al. 2003, 2005; Vanzella et al. 2009) et que l'influence de la cinématique sur l'émergence de Lyα n'est plus au stade des soupçons.

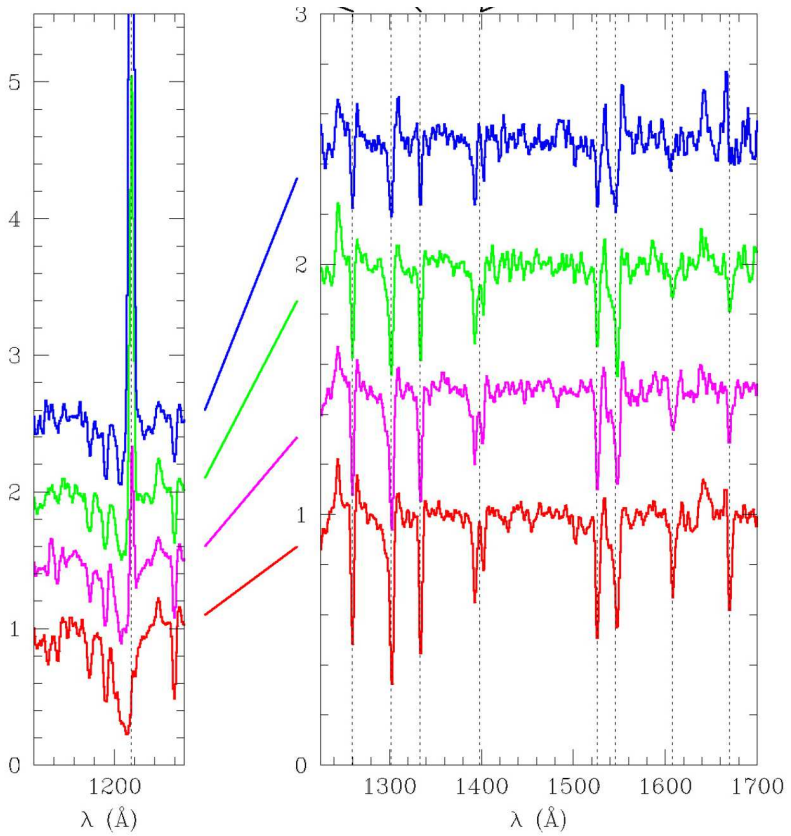


Fig. 3.1: Profils Lyα dans les LBGs à $z \sim 3$ (Shapley et al. 2003). Spectres composites construits à partir de quatre ensembles définis selon la largeur équivalente Lyα. *A gauche :* zoom sur les profils Lyα qui passent, de haut en bas, d'une émission forte à une absorption. *A droite :* raies d'absorption interstellaires vers le coté rouge de Lyα, qui sont décalées vers le bleu, indiquant des vents interstellaires à grande échelle.

Les propriétés Lyα dans les LBGs montrent des corrélations intrigantes avec plusieurs paramètres physiques de la galaxie hôte comme l'extinction, la masse ou le SFR. Mais au fil des études ces tendances observationnelles, ont très vite commencé à devenir quelque peu incohérentes. Shapley et al. (2001) avaient suggéré que l'âge était potentiellement la cause de la variété d'intensité Lyα, où les objets présentant une absorption Lyα seraient plus jeunes et contiendraient plus de poussières. Il demeure néanmoins difficile de justifier le fait que les LBGs les plus âgés soient moins poussiéreux. De plus, Pentericci et al. (2007) trouvent qu'en général les LBGs à $z \sim 4$ sans émission Lyα sont en moyenne plus âgés et plus massifs que leur analogues arborant une forte émission Lyα. Quoiqu'il en soit de ces corrélations entre âge et

émission Lyα, il est certain que, au regard du taux de formation stellaire important déduit de l'ajustement de leur SED, une émission intrinsèque Lyα est fortement probable, que ce soit dans les émetteurs ou les absorbants Lyα. Il ne semble par conséquent pas très raisonnable de penser que les variations Lyα observées puissent être dues uniquement aux variations apparentes d'âge ou temps caractéristique de la formation stellaire dans ces galaxies.

Par ailleurs, la relation entre les deux populations de galaxies les plus importantes à grand z, les LBGs et les LAEs, fait encore l'objet d'âpres débats . A en juger par, la fraction de LBGs qui possèdent une forte émission Lyα (~ 25 % à $z \sim 3$, Shapley et al. 2003), ces deux classes de galaxies doivent correspondre, au moins dans cette mesure, à une même population parente. Et puis, rappelons-nous que la distinction entre ces deux populations n'est à l'origine qu'une question de sélection. Alors que les LBGs sont sélectionnées sur la base de leur continu UV, les LAEs doivent satisfaire à un critère de sélection de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} > 20$ Å. Encore une raison de s'enquérir du chevauchement entre ces types de galaxies.

Dans ce qui suit, nous allons nous appliquer à résumer les principaux résultats d'ajustement des spectres Lyα et, des propriétés qui en découlent, de 11 LBGs à $z \sim 3$ du Fors Deep Field (FDF Tapken et al. 2007), travail qui a fait l'objet d'une publication dans *Astronomy & Astrophysics* (Verhamme et al. 2008).

3.1.1 Quelle géométrie, pour quelles raisons ?

Pour une description complète du code utilisé `MCLya`, on se référera à Verhamme et al. (2006) ainsi que l'introduction à la physique de la raie Lyα présentée en Sect. 1.6. On discutera ici les paramètres de l'émission et du milieu diffusif ainsi que sa géométrie. Etant donné les indications observationnelles et les effets de transfert radiatif associés, nous adoptons ici une géométrie sphérique.

A la fin des années 80's, on commença à caractériser les vents galactiques dans les galaxies starburst, grâce notamment au satellite *IRAS* (Heckman et al. 1987, 1990). Alimentés par la pression radiative des étoiles massives et les explosions de supernovae, ces éjectats sont très répandus dans ces régions de formation stellaire intense. Les observations X de *Chandra* vont permettre d'identifier la morphologie en super-bulle ou bipolaire ainsi que la vitesse d'expansion grâce au décalage entre les raies d'absorption interstellaires d'état d'ionisation bas (LIS) et les raies stellaires, estimée à $\mathrm{v}_{exp} \sim 400 - 600$ km s^{-1} (Heckman et al. 2000). Des vitesses comparables ont été observées dans l'univers local (Kunth et al. 1998) et dans les LBGs à $z \sim 3$ (Shapley et al. 2003).

Le modèle adopté consiste donc en une coquille de HI sphérique et homogène en expansion autour de la région starburst dont la région HII associée émet une raie de recombinaison Lyα superposée à un continu UV. L'argument d'homogénéité de la coquille se base sur des observations qui penchent pour une large couverture de HI devant les étoiles. Savaglio et al. (2002) trouve un résidu de flux UV très faible devant la région de formation stellaire de MS1512-cB58 (ci-après cB58), tandis que le flux UV est complètement absorbé par la couverture de HI selon Pettini et al. (2002). Même si une densité inférieure peut être observée, dans les LBGs par exemple, on admettra pour des raisons de simplicité, une couverture totale.

3.1.2 Le modèle

Afin de caractériser la coquille de HI vis à vis des photons Lyα, nous utilisons quatre paramètres qui décrivent les conditions physiques déterminantes dans le transfert radiatif : La vitesse d'expansion v_{exp}, la densité de colonne N(HI), la profondeur optique d'absorption de la poussière τ_a, ainsi que le paramètre Doppler b.

En pratique v_{exp}, peut être déterminée observationnellement, par mesure du décalage vers le bleu des raies d'absorption LIS par rapport à, soit les raies stellaires (mesure directe de v_{exp}), soit la raie Lyα elle-même, $\Delta v(em - abs)$ (mesure indirecte). Il a été démontré (Verhamme et al. 2006, cf. Fig. 17), que pour des densités de colonne suffisamment grandes ($N(\mathrm{HI}) \gtrsim 10^{20}$ cm^{-2}) la vitesse d'expansion de la coquille correspond à $\Delta v(em-abs) \simeq 3$ v_{exp}. Pour des valeurs de N(HI) plus modestes on aura plutôt $\Delta v(em - abs) \simeq 2$ v_{exp}. En l'absence d'indications observationnelles, v_{exp} est un paramètre libre de l'ajustement au même titre que le paramètre Doppler qui décrit la dispersion thermique en vitesse dans le gaz neutre. Finalement, τ_a, qui exprime le rapport poussière sur gaz utilisé dans le code, est relié à l'excès en couleur $E(B-V)$ par $E(B-V) \simeq (0.06...0.11)\tau_a$, où la gamme de valeurs donnée reflète les différentes lois d'extinction possibles. On adoptera dans la suite $E(B-V) = 0.1\tau_a$.

L'émission intrinsèque est modélisée par un continu UV et une Gaussienne représentant la raie de recombinaison Lyα. Un des aspects importants dans cette partie de la modélisation, est la forme du spectre théorique dans la région Lyα, qui est assez mal connue et pas assez traitée dans les modèles actuels de synthèse spectrale. Selon l'âge et l'histoire de la formation stellaire on peut être amené à considérer l'absorption stellaire Lyα, même si elle est moins importante dans les galaxies starbursts jeunes. Schaerer & Verhamme (2008) ont montré, en comparant différents spectres synthétiques, que les résultats dépendaient peu de la forme précise du spectre autour de Lyα, et que le modèle de Gaussienne ajoutée à un continu est tout à fait satisfaisant.

3.1.3 Méthode d'ajustement

La raie Lyα intrinsèque est caractérisée par une largeur équivalente EW(Lyα) et une largeur à mi-hauteur $FWHM$(Lyα)[1]. Les spectres UV de nos objets (Noll et al. 2004; Mehlert et al. 2006) indiquent une histoire de formation stellaire constante, ce qui implique, suivant les modèles de Schaerer (2003), une largeur équivalente $EW(\mathrm{Ly}\alpha) \simeq 60-100$ Å. Par ailleurs, on adoptera une valeur de $FWHM$(Lyα)=100 km s^{-1}, utilisée précédemment dans Schaerer & Verhamme (2008) en se basant sur des observations de dispersion de vitesse dans les starbursts (Erb et al. 2003).

Une simulation Monte Carlo est lancée pour chaque ensemble de paramètres de la coquille afin de reproduire au mieux le profil Lyα observé. En revanche, nul besoin de relancer une simulation si l'on veut faire varier les caractéristiques de l'émission EW et $FWHM$. Le spectre intrinsèque est à l'origine simplement un continu avec un nombre de photons similaires dans chaque tranche de fréquence. La raie Lyα est ensuite rajoutée à la fin de la simulation en pondérant chaque tranche

[1]Dans l'expression d'une Gaussienne on utilisera plutôt la variable σ qui est reliée à $FWHM$ par $\sigma = FWHM/2\sqrt{2ln2}$

de fréquence afin de construire le spectre d'entrée de son choix (une Gaussienne dans le cas présent).

Avant de pouvoir ajuster les spectres observés, on applique la même normalisation au spectre modèle et on le ramène à la résolution instrumentale de nos observations (R = 2100) par une convolution avec une Gaussienne de $FWHM = 150$ km s^{-1}. Les spectres observés et synthétiques sont transformés en vitesse en utilisant le redshift observé avec une certaine latitude liée aux incertitudes. On peut finalement superposer les deux spectres et s'intéresser à la qualité de l'ajustement à travers la position, la largeur et la forme précise des pics. Le continu du coté bleu de Lyα pouvant être fortement affecté par l'absorption intergalactique (IGM), il importera d'avantage d'ajuster l'aile rouge de la raie. Il en sera ainsi de l'estimation du continu pour la normalisation des spectres.

Enfin, cette procédure nous permet également d'estimer la fraction d'échappement des photons Lyα donnée par

$$f_{esc} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f_{esc}(v) \times \phi(v)\ d\nu}{\int_{-\infty}^{\infty} \phi(v)\ d\nu} \tag{3.1}$$

où $\phi(v)$ est le profil Lyα intrinsèque et $f_{esc}(v)$ la fraction d'échappement par tranche de fréquence.

3.1.4 Echantillon des LBGs

On modélise dans ce travail les observations du FORS Deep Field (FDF) présentées par Tapken et al. (2007, ci-après T07). Il s'agit d'un échantillon de 16 galaxies basé sur un sondage spectroscopique à basse résolution entre $z \sim 1$ et 5 (Noll et al. 2004) avec un redshift photométrique (Gabasch et al. 2004). Le suivi spectroscopique de T07 a été mené au VLT avec l'instrument FORS2 à une résolution spectrale $R = 2100$, en prenant soin de sélectionner les starbursts affichant une forte émission Lyα, ou bien un continu UV (au repos) brillant. Deux domaines spectraux (deux réseaux) sont couverts, $4500 - 5800$ Å et $5700 - 7300$ Å, correspondant à une raie Lyα décalée vers $z \sim 3 - 5$.

Parmi l'échantillon analysé par T07, 11 galaxies ont été retenues pour avoir un rapport S/N suffisant (> 10) pour notre modélisation du profil Lyα. La majorité des objets possèdent une largeur équivalente Lyα suffisante pour être détectés en tant que LAEs dans la plupart des sondages. La raie Lyα en elle-même affiche une variété très intéressante de profils, ce qui fut l'une des raisons principales qui ont motivé le choix de modéliser cet échantillon. On peut ainsi distinguer des profils asymétriques (groupe A), de type double-pics (groupe B) ou bien asymétriques avec une seconde composante bleue (groupe C). C'est l'origine de cette variation de forme de raie qui fait tout l'intérêt de cette analyse. Un résumé des principales caractéristiques de l'échantillon est donné dans la table 3.1.

TAB. 3.1: Caractéristiques observationnelles des 11 LBGs (Tapken et al. 2006). **Légende :** ID (col. 1), type de profil Lyα (2), redshift selon Noll et al. (2004) sauf pour FDF1267 (T07) (3), taux de formation stellaire à partir de l'UV (4) et de Lyα (5), pente du continu UV β (6), décalage en vitesse entre les raies interstellaires LIS et la raie Lyα, $\Delta v(em - abs)$ (7), largeur équivalente Lyα observée $EW(\mathrm{Ly}\alpha)_{obs}$ (8) et $FWHM(\mathrm{Ly}\alpha)_{obs}$ (9). EWs et FWHM sot données ici au repos, mais sont dénommées "observées" par opposition à "intrinsèques" qu'on déterminera à l'aide de la modélisation des profils observés.

ID	type	z	SFR_{UV} [$\mathrm{M}_\odot$ yr^{-1}]	$\mathrm{SFR}_{\mathrm{Ly}\alpha}$ [$\mathrm{M}_\odot$ yr^{-1}]	β	$\Delta v(em - abs)$ [km s^{-1}]	$\mathrm{EW}(\mathrm{Ly}\alpha)_{\mathrm{obs}}$ [Å]	$\mathrm{FWHM}(\mathrm{Ly}\alpha)_{\mathrm{obs}}$ [km s^{-1}]
1267	C	2.788 ± 0.001	1.16 ± 0.25	1.49 ± 0.08			129.8 ± 27.41	235 ± 34
1337	A	3.403 ± 0.004	27.28 ± 1.15	2.10 ± 0.14	-2.43	607	6.69 ± 0.46	597 ± 84
2384	A	3.314 ± 0.004	22.74 ± 0.77	10.8 ± 0.27	-0.55		83.19 ± 3.89	283 ± 47
3389	A	4.583 ± 0.006	14.85 ± 2.47	9.20 ± 0.38			38.82 ± 10.95	354 ± 70
4454	A	3.085 ± 0.004	1.98 ± 0.49	2.25 ± 0.08	-2.42		74.38 ± 11.84	323 ± 47
4691	B	3.304 ± 0.004	17.88 ± 0.75	16.31 ± 0.14	-2.46		79.44 ± 1.61	840 ± 115
5215	C	3.148 ± 0.004	26.20 ± 0.80	9.57 ± 0.21	-1.71		32.48 ± 1.06	483 ± 90
5550	A	3.383 ± 0.004	44.78 ± 1.07	3.27 ± 0.20	-1.81	620	6.36 ± 0.40	424 ± 85
5812	A	4.995 ± 0.006	5.24 ± 0.79	9.60 ± 0.18			153.8 ± 26.6	226 ± 23
6557	A	4.682 ± 0.006	13.85 ± 1.39	3.35 ± 0.15			30.51 ± 3.04	380 ± 135
7539	B	3.287 ± 0.003	29.87 ± 0.78	2.45 ± 0.46	-1.74	80	6.84 ± 0.46	1430 ± 230

3.1.5 Contraindre les propriétés du gaz et de la population stellaire des LBGs

On se propose à présent, pour chaque groupe de profils, de résumer les résultats de l'ajustement de la raie Lyα et les conséquences sur les propriétés des LBGs, en abordant à chaque fois un exemple représentatif. Pour une étude détaillée de tous les spectres, on consultera Verhamme et al. (2008).

Profils asymétriques 7 objets présentent une émission Lyα avec un profil asymétrique. Ce type de profil est la conséquence évidente d'un milieu diffusif en mouvement (Dijkstra et al. 2006a,b; Verhamme et al. 2006). D'ailleurs, pour deux objets, FDF1337 et FDF5550, un décalage important $\Delta v(em-abs)$ à été mesuré avoisinant 600 km s^{-1}. Cela devrait correspondre selon le modèle de la coquille à 3 v$_{exp}$. Mais si l'on décide de s'intéresser au décalage entre Lyα et les raies stellaires (qui indiquent la vitesse propre de la galaxie), il devrait nous indiquer dans ce cas 2 v$_{exp}$. Or la valeur mesurée est de 300 km s^{-1}, ce qui correspond à v$_{exp} \sim 150$ km s^{-1}. Cependant, cette incohérence ne remet pas en cause le modèle de la coquille en expansion. On a vu, en effet (Sect. 3.1.2), que le facteur entre $\Delta v(em - abs)$ et v$_{exp}$ pouvait être de 2 dans le cas de faibles densités de colonne (N(HI) $\gtrsim 10^{20}$ cm^{-2}). Dans ce cas les deux observations redeviendraient compatibles indiquant v$_{exp} \sim 300$ km s^{-1}. De plus, alors que Shapley et al. (2003) trouvent, pour des LBGs à $z \sim 3$, un bon accord entre $\Delta v(em-abs)$ d'une part, et Δv(Lyα) et Δv(LIS) par rapport aux raies stellaires d'autre part, Mas-Hesse et al. (2003) mesurent, dans l'Univers local, des décalages plutôt similaires entre Lyα et les raies LIS. On peut aisément concevoir que des structures cinématiques un peu plus complexes qu'une géométrie sphérique et symétrique peuvent exister dans certains objets.

Dans la figure 3.2, on présente le résultat de la procédure d'ajustement pour deux galaxies du groupe de profils A. La largeur équivalente Lyα observée est la plus intense de l'échantillon ($EW > 70$ Å) et le profil est relativement étroit (l'aile rouge atteint 600 km s^{-1}) par rapport au reste des objets. A travers FDF2384, on va discuter le cheminement des contraintes du modèle qui mène à la solution finale adoptée dans chaque ajustement.

Lorsqu'on augmente v$_{exp}$ plusieurs contributions se différencient dans l'aile rouge du pic. En particulier un second pic situé à 2 v$_{exp}$, et qui a pour origine la contribution croissante des photons qui sont réfléchis par le coté opposé de la coquille qui s'éloigne de l'observateur, va se distinguer du pic principal, qui quant à lui, est dû à la diffusion des photons dans la moitié se rapprochant de l'observateur. Cet effet est très bien expliqué dans Verhamme et al. (2006).

Si on augmente la densité de colonne $N_{\rm HI}$, les photons Lyα rencontreront une profondeur optique plus grande. Ils devront alors diffuser plus loin en fréquence dans les ailes de la raie pour espérer s'en sortir. Cela donne naturellement lieu à une aile rouge du pic plus étendue.

Une augmentation de τ_a aura pour effet une destruction plus efficace des photons diffusés. Par conséquent la composante des photons rétro-diffusés sera plus prononcée, car ayant acquis un décalage de 2 v$_{exp}$, leur sortie est facilitée. En revanche la sortie des photons du pic rouge principal (photons diffusés) sera moins efficace.

Le paramètre Doppler b a une influence assez complexe sur l'allure du spectre. Une grande valeur ($b > 50$ km s^{-1}) conduit à un élargissement du profil et un

lissage des composantes secondaires dans le pic rouge, comme la composante à 2 v_{exp}. Ensuite, une augmentation de b va faire progressivement apparaître une composante bleue, mimant un profile double-pics. Comme dans ce groupe de profils, aucune composante bleue n'est visible, le valeur de b requise est assez faible ($b = 20$ km s^{-1}).

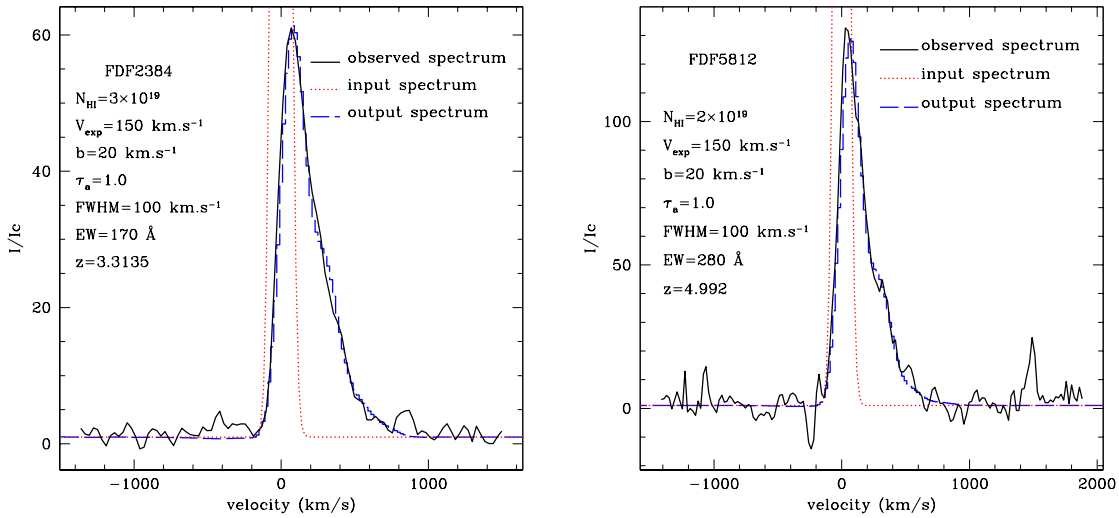


Fig. 3.2: Ajustement de deux objets présentant une forte émission Lyα avec un profil asymétrique. *A gauche :* FDF2348, *A droite :* FDF5812. La légende des différentes courbes est donnée dans la figure. On peut en particulier apprécier la différence flagrante du spectre *input* et observé due au transfert radiatif. Dans les deux cas la vitesse d'expansion de la coquille est $v_{exp} = 150$ km s^{-1}, comparable à la valeur utilisée pour toutes les galaxies du groupe A. La largeur équivalente intrinsèque utilisée pour ces deux objets est particulièrement élevée ($EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$= 280 Å pour FDF5812), même si la détermination du continu reste incertaine pour ces deux objets.

Ces considérations permettent de fixer les paramètres du gaz de façon relativement précise par une analyse du profil Lyα. Pour FDF2384, le profil est asymétrique et seule une légère bosse est visible dans l'aile rouge de la composante principale (cf. Fig. 3.2). L'extension de l'aile rouge ($V \sim 400$ km s^{-1}) nous permet de fixer la densité de colonne à $N_{\mathrm{HI}} \sim (2-4) \times 10^{19}$ cm^{-2}, alors que la hauteur de la bosse relative à la composante principale contraint le rapport τ_a sur N_{HI}. Le meilleur ajustement est obtenu pour le couple $N_{\mathrm{HI}} = 3 \times 10^{19}$ cm^{-2} et $\tau_a = 1$. La fraction d'échappement Lyα mesurée pour le meilleur ajustement est $f_{esc} \sim 0.16$.

Le reste des objets affichant un profil similaire sont traités suivant le même raisonnement. Une vitesse d'expansion de l'ordre de 150 km s^{-1}, une densité de colonne de $(2-4) \times 10^{19}$ cm^{-2} et une quantité de poussière $\tau_a = 0.5 - 1$. La largeur équivalente intrinsèque nécessaire à l'ajustement peut atteindre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim 280$ Å, puisque dans ces objets EW observée est déjà très élevée (cf. table 3.1).

Profils "doube-pics" Les deux galaxies FDF4691 et FDF7539 présentent un profil double-pics caractéristique du transfert radiatif de Lyα dans un milieu statique

(Neufeld 1990). La profondeur optique de ce milieu est telle que les photons ne peuvent s'échapper qu'en diffusant symétriquement dans les ailes de la raie pour réduire l'opacité.

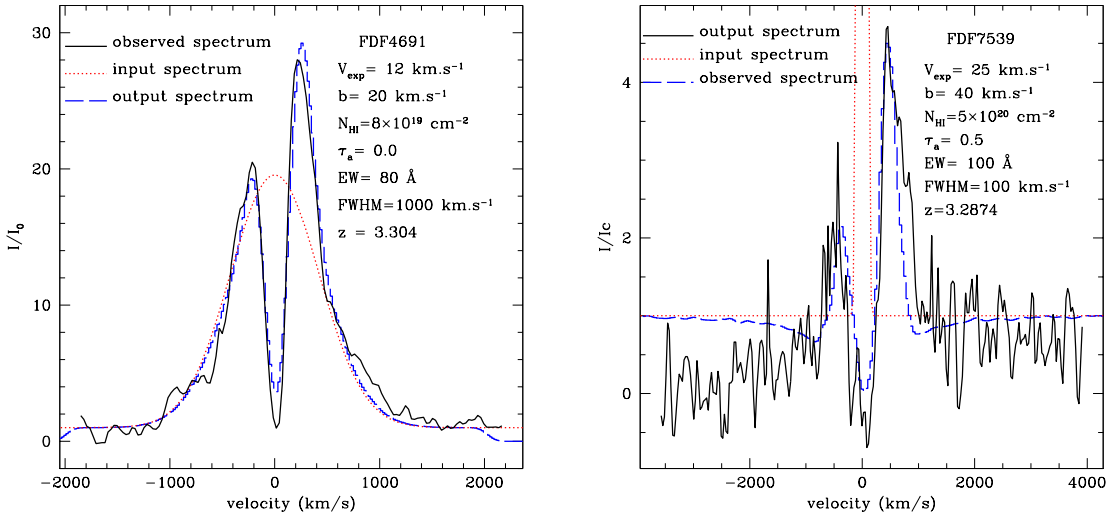


FIG. 3.3: Objets avec une raie Lyα symétrique. L'ajustement de ces deux profils est réalisé avec une coquille quasi-statique ($v_{exp} = 10 - 25$ km s^{-1}) et le reste des paramètres est donné dans la légende. On peut difficilement reproduire l'extension des ailes des pics de FDF4691 sans recourir à raie Lyα intrinsèque anormalement large ($FWHM = 1000$ km s^{-1}) pour un starburst. Ce pourrait être le seul objet de notre échantillon dont l'émission Lyα serait le résultat d'une excitation par un AGN.

FDF4691 est une galaxie assez faible ($m_R \sim 24.8$), dont le profil Lyα quasi symétrique a déjà fait l'objet d'une tentative de modélisation par Tapken et al. (2004). Utilisant le code de Richling et al. (2001), ils proposèrent un ajustement avec les ingrédients suivants : une coquille de HI sphérique et quasi-statique ($v_{exp} \sim 12$ km s^{-1}) avec $N_{\rm HI} = 4 \times 10^{17}$ cm^{-2} et $b = 60$ km s^{-1}, et une source centrale modélisée par une Gaussienne avec $FWHM = 600$ km s^{-1} et sans continu. Mais le code utilisé est limité à de faibles densités de colonne.

Un meilleur ajustement est obtenu avec notre procédure et est présenté dans la figure 3.3. La profondeur du creux entre les deux pics ainsi que leur écartement sont en effet mieux ajustés avec une petite valeur de b (20 km s^{-1}) et $N_{\rm HI} = 8 \times 10^{19}$ cm^{-2}. La présence de poussière est exclue pour ajuster le profil même si une valeur $\tau_a \sim 0.1$ reste encore acceptable. Cette contrainte s'explique par le fait que dans un milieu statique les photons vont beaucoup diffuser et donc devenir très sensibles à la poussière, ce qui, pour un τ_a trop grand, atténuerait inexorablement les ailes rouges des pics, constituées essentiellement de photons diffusés. En revanche, le transfert radiatif ne peut pas expliquer à lui seul la largeur des ailes des pics, et on n'a pas d'autre solution que d'utiliser une raie Lyα intrinsèque très large $FWHM = 1000$ km s^{-1}. Si l'on veut utiliser une largeur plus réaliste ($FWHM = 100$ km s^{-1}), il faut invoquer une fragmentation de la coquille, modélisée par les contributions

de deux coquilles ayant différentes densités de colonne $N_{\rm HI} = 4 \times 10^{17}$ et 4×10^{20} cm^{-2} (cf. Fig. 6 de Verhamme et al. 2008). Ou bien alors, cette largeur d'émission peu commune pourrait bien être la signature d'un AGN obscurci comme stipulé par Tapken et al. (2004)

En ce qui concerne FDF7539, on a l'avantage, et non des moindres, d'avoir une mesure du décalage entre Lyα et les raies LIS $\Delta v(em - abs) = 80$ km s^{-1}, ce qui implique une vitesse d'expansion de la coquille $v_{exp} \sim 25$ km s^{-1}. Suivant la procédure établie précédemment, il suffit dans ce cas de trouver la bonne densité de colonne qui correspond à la profondeur du creux entre les deux pics ainsi que le paramètre Doppler qui permet de reproduire le bon équilibre entre les deux pics. La meilleure solution trouvée (cf. Fig. 3.3) utilise $N_{\rm HI} = 5 \times 10^{20}$ cm^{-2} et $b = 40$ km s^{-1}. S'agissant de la poussière, la valeur de τ_a est déterminée par l'atténuation plus prononcée du pic bleu qui est plus proche du centre que la contrepartie rouge. De fait, la limite supérieure trouvée est $\tau_a \sim 0.5$. Ces paramètres du gaz sont compatibles avec une largeur équivalente intrinsèque standard $EW \sim 100$ Å et $FWHM = 100$ km s^{-1}. Ce résultat est, au demeurant, bien plus robuste et réaliste que les paramètres déterminés par Tapken et al. (2007) : $v_{exp} \sim 190$ km s^{-1} en contradiction flagrante avec le décalage observé ainsi que le profil double-pics ; et $FWHM = 1900$ km s^{-1}, toujours à cause de la restriction de leur code aux valeurs modérées de $N_{\rm HI}$.

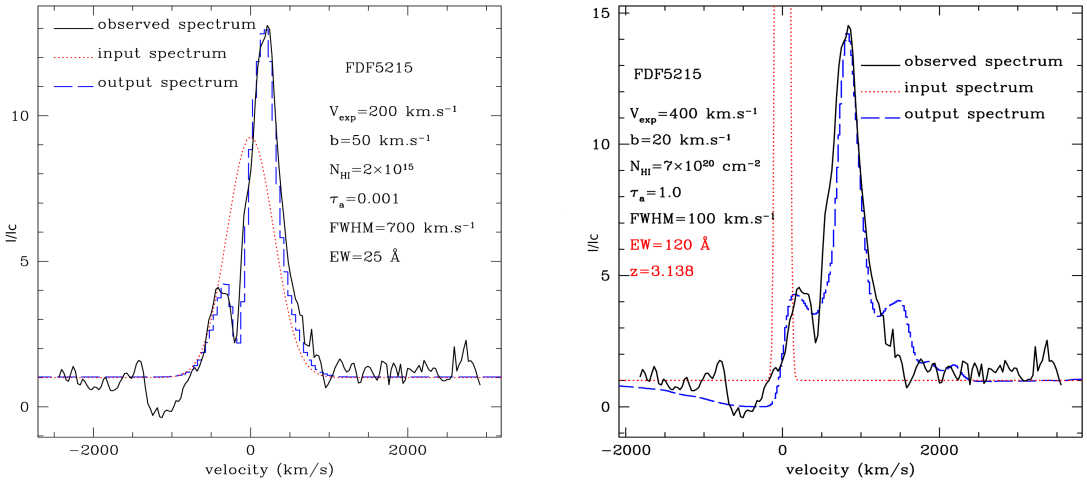


Fig. 3.4: Deux scénarios d'ajustement de FDF5215 : *A gauche :* la petite bosse est considérée comme un pic bleu avec une petite v_{exp}. *A droite :* la bosse est ajustée comme étant la première contribution au pic rouge de l'émission.

Profils "hors catégorie" Les profils de FDF1267 et FDF5215 dans ce dernier groupe présentent un pic rouge asymétrique avec une bosse sur l'aile du coté bleu. On va trouver que dans ces cas, différents scénarios peuvent être envisagés. Alors que certains cas paraîtront nettement plus plausibles que d'autres, on ne peut trancher résolument entre les différentes éventualités. Dans le cas de FDF5215 par exemple, le petit pic peut être considéré, soit comme le pic bleu dans une configuration quasi-

TAB. 3.2: Résultat de l'ajustement des profils Lyα des 11 LBGs. Sont donnés les paramètres de la coquille et de la raie Lyα intrinsèque, ainsi que la fraction d'échappement de photons Lyα (dernière colonne). les colonnes 1 et 2 sont le nom et le groupe du profil Lyα (cf. texte).

ID	Type	v_{exp} [km s^{-1}]	b [km s^{-1}]	$N_{\rm HI}$ [cm^{-2}]	τ_a	EW(Lyα)$_{int}$ [Å]	FWHM [km s^{-1}]	f_{esc}
1337	A	200	20	5×10^{20}	1.0	55	100	0.12
5550	A	200	20	5×10^{20}	1.5	65	100	0.05
2384	A	150	20	3×10^{19}	1.0	170	100	0.16
4454	A	150	20	2×10^{19}	0.5	100	150	0.42
5812	A	150	20	2×10^{19}	1.0	280	100	0.16
3389	A	150	20	2×10^{19}	0.5	50	150	0.45
6557	A	150	20	4×10^{19}	1.0	70	100	0.17
4691	B	10.	20.	8×10^{19}	0.0	80	1000	1.0
7539	B	25.	40.	5×10^{20}	0.5	100	100	0.28
5215	C	200	20	2×10^{15}	0.01	25	700	1.0
5215	C	400	20	7×10^{20}	1.0	120	100	0.12
1267	C	50	20	2×10^{19}	0.1	150	300	0.64
1267	C	300	20	3×10^{20}	2.0	500	100	0.02

statique, ou bien le premier pic rouge à v_{exp} dans un milieu en expansion. La différence entre les deux scénarios est très importante, *a fortiori* pour la densité de colonne (cf. Fig. 3.4). A l'arrivée, aucune des solutions n'est vraiment satisfaisante, avec d'un coté une valeur $FWHM$ trop élevée et $N_{\rm HI}$ très faible, et de l'autre un ajustement pas très convaincant. De plus, dans les deux cas de figure, il importe de savoir si l'absorption du coté bleu de l'émission est intrinsèque à la galaxie ou s'il s'agit d'une absorption intergalactique. Il est clair alors que d'avantage d'observations sont nécessaires afin de clarifier les propriétés de ces objets, comme par exemple une mesure de la vitesse d'expansion ou bien de l'extinction.

3.1.6 Incertitudes

Définir une incertitude sur les paramètres déterminés de l'ajustement des profils Lyα n'est pas trivial. Il faut se rappeler que lors de l'ajustement, la meilleure solution est adoptée visuellement et non par une quelconque technique de minimisation automatique de la différence entre modèle et observation. On ne peut dès lors que qualifier d'incertitude la variation de paramètres dans lequel l'ajustement reste visuellement acceptable.

L'incertitude caractéristique sur les paramètres correspond en général au pas de variation de ces paramètres. Ainsi on aura typiquement une incertitude de 50 km s^{-1} sur v_{exp}, 50% sur τ_a ou b. L'erreur sur la largeur équivalente peut être plus élevée, et ce, essentiellement à cause de la normalisation approximative des spectres, surtout dans le cas de continu très faible.

3.1.7 la fraction d'échappement

On peut, comme indiqué précédemment, déterminer la fraction de photons Lyα qui réussissent à s'échapper de la coquille. Dans les 11 objets modélisés, f_{esc}(Lyα) explore presque tout le spectre des valeurs possibles allant de 2% pour les objets les plus poussiéreux jusqu'à 100% pour des objets dont l'ajustement ne requière pas de poussières (FDF4691). Il semblerait alors que, dans le cadre de ce modèle, la poussière joue un rôle prépondérant dans la sortie des photons Lyα.

La figure 3.5 montre l'évolution de la fraction d'échappement en fonction de l'extinction dans le gaz $E(B-V)_{gaz}$. Les LBGs subissent une atténuation plus forte que le continu, ce qui s'explique évidemment par les effets de diffusion résonante. Un ajustement de la corrélation observée est représenté par le trait en pointillés et correspond à la relation :

$$f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha) = 10^{-7.71\times E(B-V)_{gaz}} \tag{3.2}$$

Il faut souligner que la courbe ainsi obtenue sous-estime encore l'atténuation puisque la valeur de f_{esc} donnée dans la table 3.2, et publiée dans Verhamme et al. (2008), tient aussi compte des photons du continu. La valeur de f_{esc} pour les photons de la raie Lyα seulement conduit à un facteur numérique de 10.04 au lieu de 7.71. En tout état de cause, on voit bien que Lyα est plus affectée par la poussière au regard de l'atténuation du continu représentée par le trait plein. On remarque également que pour la même extinction, les objets avec des vitesses d'expansion élevées ont une fraction d'échappement plus importante (cf. Table 3.2). En dépit de ce constat, aucune corrélation nette entre f_{esc} et v_{exp} n'est observée. Ceci reste d'ailleurs valable pour N_{HI}, alors qu'on aurait cru qu'une augmentation de la densité de colonne, et donc de la profondeur optique, diminuerait f_{esc}. Certains effets attendus et pourtant absents dressent les contours de quelques limitations du modèle. Avant d'y arriver, ajoutons à l'argumentaire l'échantillon de starbursts locaux notés par des croix sur la figure. Ce sont les déterminations empiriques de f_{esc}(Lyα) de Atek et al. (2008), en fonction de l'extinction déterminée à partir du décrément Balmer Hα/Hβ, détaillées dans le chapitre 2. Alors que certains objets suivent bien la relation ainsi déterminée, d'autres en sont assez loin, dont NGC6090 qui va littéralement au delà de la courbe du continu.

Ces effets posent donc la question de la limite du modèle utilisé en ce qui concerne en particulier la géométrie ou l'homogénéité du MIS. Les conséquences d'une configuration poreuse du MIS (cf. Fig. 2.7) ont été déterminées à la fois analytiquement et numériquement par Neufeld (1991); Hansen & Peng Oh (2006) respectivement. La sortie des photons Lyα peut être fortement favorisée. Observationnellement cela fut confirmé par le rapport Lyα/Hα plus élevé que les prédictions dans (Atek et al. 2008, cf. Fig. 2.6), et ensuite par des indications de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ boostées Finkelstein et al. (2008). Ces considérations devraient alors donner lieu à une dispersion autour de la droite de la figure 3.5 comme c'est le cas pour les objets locaux. Par ailleurs, La géométrie sphérique utilisée est probablement trop simpliste également pour décrire le milieu environnant la région starburst. A ce titre, Schaerer & Verhamme (2008) ont du recourir à une géométrie à deux plans de part et d'autre de l'émission, avec des composantes en vitesse différentes, afin d'expliquer le spectre Lyα de cB58.

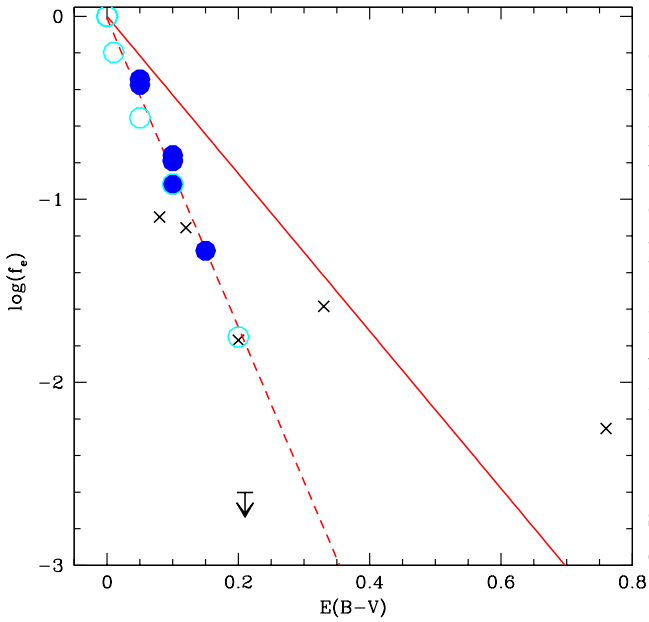


FIG. 3.5: Fraction d'échappement de Lyα en fonction de l'extinction dans le gaz $E(B-V)_{gaz}$. Les deux paramètres sont déterminés à partir de l'ajustement du profil Lyα des 11 LBGs du FDF. Les cercles pleins dénotent les objets à profils asymétriques. Le trait pointillé est l'ajustement de la corrélation observée (voir texte). Le trait plein est l'atténuation théorique du continu $f_{esc}(\text{cont}) = \exp(-\tau_a) \approx \exp(-10 \times E(B-V))$. Les croix et la limite supérieure sont les déterminations empiriques de f_{esc} dans Atek et al. (2008).

On pourra juger empiriquement des conséquences des simplifications géométriques dans le chapitre 5. Combler ces lacunes fera partie des implémentations importantes dans l'amélioration du modèle dans un futur proche.

3.1.8 EW(Lyα) et extinction

L'atténuation préférentielle des photons de la raie Lyα par rapport à ceux du continu nous incite à penser, à juste titre, que pour une histoire de formation stellaire commune, i.e. EW intrinsèque constante, la largeur équivalente Lyα observée devrait diminuer avec l'extinction. Cette tendance est observée dans les spectres composites des LBGs à $z \sim 3$ (Shapley et al. 2003).

Dans la présente analyse aucune corrélation franche n'est observée entre $EW_{\text{Ly}\alpha}$ et $E(B-V)$ dans l'échantillon des 11 LBGs, et ce malgré une faible corrélation observée entre $EW_{\text{Ly}\alpha}$ et N_{HI}. Cela écarte par la même occasion l'idée d'un rapport poussière/gaz constant, comme on peut aisément le vérifier dans la table 3.2. Il faut alors réattribuer aux effets mentionnés auparavant l'importance qu'ils méritent dans la dispersion observée de la relation entre $EW_{\text{Ly}\alpha}$ et poussière.

Une autre corrélation possible à été mise en avant par plusieurs auteurs, entre $EW(\text{Ly}\alpha)_{obs}$ et le taux de formation stellaire de la galaxie émettrice, que ce soit pour les LAEs ou les LBGs. La figure 3.6 rassemble les données observées (non corrigées de l'extinction) de plusieurs études à grand redshift $z \sim 3-6$.

On remarque au premier coup d'oeil l'absence de grandes EW quand le taux de formation stellaire UV est élevé. Vu la large gamme de valeurs échantillonnée par le SFR_{UV} ($0-100$ $\text{M}_\odot$ yr^{-1}), il se pourrait que cette lacune soit la conséquence de l'augmentation de la quantité de poussière avec l'évolution de la galaxie, qui atténue plus sévèrement les photons Lyα. De fait, cette première observation est accompagnée d'une présence de grandes EWs (> 100 Å) dans les objets à petit

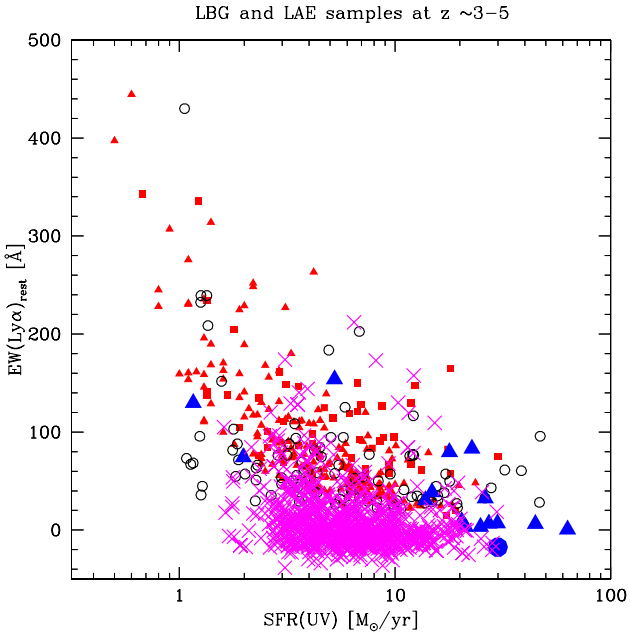


Fig. 3.6: Compilation de données observationnelles à grand redshift montrant la largeur équivalente Lyα au repos en fonction du SFR(UV) observé. On peut voir les LBGs de Tapken et al. (2007, triangles bleus), cB58 (Pettini et al. 2002, cercle bleu), les LBGs de Shapley et al. (2003, croix en magenta), les LAEs ou candidats LAEs de Yamada et al. (2005, triangles rouges), Ouchi et al. (2008b, carrés rouges) et Gronwall et al. (2007, cercles noirs). Aucun des deux paramètres n'est corrigé de l'extinction.

SFR ($\lesssim 2$ M$_\odot$ yr^{-1}). Il est très probable qu'il s'agisse dans ce cas d'objets très jeunes avec une extinction modérée qui conserve les EW intrinsèques. En général, la large dispersion observée entre ces deux extrêmes peut refléter la variation de l'histoire de formation stellaire d'un objet à l'autre.

3.1.9 Assimiler la population des LAEs à celle des LBGs par le transfert radiatif de Lyα

Dans leur analyse de la galaxie cB58, Schaerer & Verhamme (2008) ont avancé l'hypothèse que les LBGs, dans leur majorité, devaient avoir une émission Lyα intrinsèque $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \gtrsim 60-80$ Å, et que la variété d'intensité et l'assortiment de profils Lyα observés seraient imputés simplement aux effets de transfert radiatif. Ce scénario est ici étendu afin de plaider pour une continuité entre les deux populations de LBGs et de LAEs, dont l'importance et les enjeux dans le contexte de l'évolution des galaxies ont été initialement établis à la section 1.3.1.

On peut aisément se persuader qu'il existe un recouvrement entre les LAEs et les LBGs. D'abord, cette distinction n'est pas, en soi , substantielle mais se réfère d'avantage à la méthode de sélection utilisée pour leur détection. C'est à dire que le choix des LAEs est basé sur une émission Lyα alors que les LBGs sur leur continu UV. Notons au passage, que certains sondages de LAEs utilisent également le critère de break Lyman (Taniguchi et al. 2005; Ouchi et al. 2008b), ce qui consolide un peu plus cette vision des choses. De plus, certaines propriétés physiques des deux populations montrent un chevauchement important (Gawiser et al. 2006; Gronwall et al. 2007; Nilsson et al. 2007; Ouchi et al. 2008b; Martin et al. 2008). On sait également que à $z \sim 3$, 25% des LBGs ont une émission Lyα telle qu'ils pourraient être détectés en tant que LAEs dans la plupart des sondages (Shapley et al. 2003). Dans cette

mesure, si l'on applique un critère de magnitude $R < 25.5$ que satisfont à la fois les LAEs de Gronwall et al. (2007) et les LBGs de Shapley et al. (2003) on trouve un rapport LAEs/LBGs de 1/3. Nombre identique aux 25% de LBGs ayant $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ > 20 Å, c'est à dire le même critère de sélection appliqué par Gronwall et al., dans l'échantillon total de Shapley. Avec ce critère de magnitude on retrouve également la même distribution de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ dans les deux échantillons. Ces observations montrent clairement que, au dessus d'une certaine limite de brillance, les LBGs et les LAEs sont **la même population**.

Parallèlement, la méthode de sélection des LAEs permet d'explorer un espace plus grand en termes de brillance du continu que les LBGs, et inversement les LBGs avec une émission Lyα faible ou en absorption (les 75% restants de Shapley p. ex.) correspondent à une autre catégorie d'objets.

La variation de l'intensité Lyα observée et le passage des LAEs aux LBGs sont donc orchestrés par le transfert des photons Lyα dans un milieu diffusif avec une densité de colonne N_{HI} et une extinction $E(B-V)$ variables. L'intervention d'autres paramètres, comme le SFR, donne plus de liberté à cette relation étroite et permet de voir une large dispersion autour des propriétés physiques communes aux deux populations. Des trouble-fêtes comme la porosité du MIS ou la cinématique du gaz seront discutés dans le chapitre 5. Quoiqu'il en soit il parait évident, à la lumière des nombreux faits observationnels, que les LAEs ont tendance à avoir une masse stellaire et un SFR(UV) plus faibles que les LBGs (Reddy et al. 2006; Pirzkal et al. 2007; Overzier et al. 2008; Lai et al. 2008). Sachant que l'extinction peut suivre également le taux de formation stellaire total de la galaxie, le scénario du rôle du transfert radiatif tient la route en première approximation. De plus l'augmentation du rapport LAE/LBG avec le redshift (Shimasaku et al. 2006; Nagao et al. 2007; Reddy et al. 2008) peut simplement s'expliquer par la diminution de la poussière qui semble aussi diminuer avec le redshift. Pour une $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$(int) constante, on verra $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$(obs) augmenter avec z.

La précaution de rigueur, invoquée dans ces dernières lignes, tient à l'incertitude quant à la relation entre N_{HI} et la masse de la galaxie ou la poussière avec le SFR(UV). Il reste également à considérer, et c'est l'un des points obscurs dans cette analyse, dans quelle mesure l'homogénéité et la configuration du milieu interstellaire et la géométrie de la matière neutre en expansion, peuvent affecter ces interprétations. Le manque d'évidences empiriques dans ce sens est pour le moment frustrant.

3.1.10 Conclusions

La qualité assez remarquable des spectres Lyα de LBGs à $z \sim 3-5$ obtenus au *VLT* à une résolution spectrale de $R \sim 2000$ (Tapken et al. 2007) nous a permis de mener une modélisation des profils de raies à l'aide d'un code de transfert radiatif Lyα et UV (Verhamme et al. 2006). L'ajustement précis de la variété de formes affichée par Lyα nous renseigne sur les propriétés physiques du gaz et de la population stellaire des starbursts.

Suivant plusieurs indications, observationnelles pour la plupart, nous avons adopté un modèle simple de coquille de gaz et de poussière homogène et sphérique en ex-

pansion autour d'une région starburst émettrice d'une raie de recombinaison Lyα superposée à un continu UV. 4 paramètres caractérisent la coquille : La vitesse d'expansion v_{exp}, la densité de colonne $N_{\rm HI}$, le paramètre Doppler et la profondeur optique d'absorption de la poussière τ_a. L'émission, elle, est décrite par la largeur équivalente EW(Lyα) et sa largeur $FWHM$(Lyα). Avec peu de dégénérescence entre les paramètres, les profils Lyα des 11 LBGs ont été parfaitement reproduits, donnant lieu aux implications suivantes :

- Les profils Lyα asymétriques requièrent une vitesse d'expansion assez grande ($v_{exp} \gtrsim 150$ km s^{-1}) pour être reproduits. *A contrario*, les profils dits double-pics sont ajustés avec un milieu quasi-statique ($v_{exp} \sim 10 - 25$ km s^{-1}). Ces résultats sont en parfait accord avec les prédictions théoriques ainsi que les observations de décalages en vitesse des raies interstellaires.
- Des effets différents sur l'allure du profil Lyα permettent une détermination indépendante de la densité de colonne de HI et de la quantité de poussière, comme pour la plupart des paramètres d'ailleurs. Pour les 11 LBGs, on arrive à $N_{\rm HI} \sim 2 \times 10^{19}$ à 7×10^{20} cm^{-2}, une extinction entre $E(B-V) \sim 0.05$ à 0.2.
- L'ajustement des profils Lyα a également permis d'estimer la fraction d'échappement de Lyα dans ces galaxies. L'évolution de f_{esc}(Lyα) semble dictée au premier ordre par l'extinction. Un ajustement de cette tendance est proposé pour donner une relation entre f_{esc} et $E(B-V)$. Nous avons établi clairement les limites de cette relation liées entre autre à la simplicité de la géométrie utilisée, écartant de fait des effets susceptibles d'altérer cette relation, comme l'homogénéité et la géométrie du milieu diffusif.

Dans un contexte plus général, les résultats de cette analyse, démontrent que les LBGs et les LAEs doivent avoir intrinsèquement une émission Lyα "standard" ($EW_{\rm Ly\alpha} \sim 60 - 80$ Å), et que le transfert radiatif est responsable de l'assortiment d'intensité de profils Lyα observés dans ces galaxies. Une augmentation de la densité de colonne $N_{\rm HI}$ accompagnée d'une augmentation de la poussière mènera à une rapide décroissance de $EW_{\rm Ly\alpha}$(obs).

A la lumière de notre analyse, les résultats observationnels récents des LAEs et des LBGs sont vus sous un jour nouveau. Un chevauchement assez clair entre ces deux populations est visible. Par exemple les LBGs avec $EW_{\rm Ly\alpha}$(obs) > 20 Å correspondent aux LAEs plus brillants que $R = 25.5$ mag. Par ailleurs l'augmentation du rapport LAE/LBG avec le redshift est aussi imputé à la diminution de l'atténuation de $EW_{\rm Ly\alpha}$ par la poussière.

On se doit désormais de clarifier la conséquence d'une géométrie plus réaliste sur ces interprétations, et s'intéresser à la dernière variante des profils Lyα, à savoir l'absorption. Cela passe par des efforts de simulation et d'observations, que l'on va aborder dans la suite de ce travail.

Chapitre 4

De l'émission à l'absorption Lyα dans les starbursts locaux et implications pour les galaxies à grand z

La démonstration est faite que l'on peut reproduire avec un code de transfert radiatif la variété de profils Lyα observés dans les LBGs à grand redshift. Cela nous permet de poser certaines contraintes sur les conditions physiques qui règnent dans le milieu interstellaire de ces galaxies et leur population stellaire. Parallèlement, ce type d'investigation fait ostensiblement défaut dans l'univers local, où paradoxalement, un nombre impressionnant de travaux observationnels ont été entrepris, avec à la clé, des résultats intrigants à plus d'un titre (cf. Sect. 1.5). En outre, contrairement aux observations de galaxies lointaines, les observations de l'Univers local nous offrent une qualité et une quantité importante d'informations exploitables pour, non seulement comprendre, mais quantifier les raisons précises de l'absorption Lyα par exemple, matière à controverse dans notre historique des études Lyα. De plus les différences apparentes entre les échantillons de galaxies à grand et à petit z restent encore à éclaircir. On se propose ici de franchir une première étape dans l'unification de ces deux périodes de l'Univers en termes d'évolution des galaxies vues en Lyα, et ce par l'étude et la modélisation de l'une des galaxies les plus déficientes en métaux dans l'Univers proche, IZw 18, en tirant les conclusions nécessaires à notre étude comparative.

Depuis sa découverte par Zwicky (1966), IZw 18 à été abondamment étudiée à diverses fins, et demeure l'une des galaxie les plus déficientes en métaux connues à ce jour (Skillman & Kennicutt 1993; Izotov & Thuan 1999). Sa région HII principale, appelée NW (pour North-West, cf. Fig. 4.1) d'où émanent des raies de recombinaison optiques intenses, est clairement le site d'une formation stellaire massive récente ($<$ 10 Myr) et/ou en cours (Hunter & Thronson 1995; de Mello et al. 1998; Brown et al. 2002). Par voie de conséquence, la découverte d'une forte et large absorption Lyα (Kunth et al. 1994) fit l'effet d'une surprise, tellement il paraissait évident de trouver une émission Lyα compte tenu des fortes raies de recombinaison observées d'une part, et de la faible extinction attendue pour une métallicité aussi faible (Kunth et al. 1994; Terlevich et al. 1993), d'autre part. On aurait également pu modéliser SBS 0335-052, une galaxie aussi pauvre en métaux que IZw 18, et qui affiche le même

spectre Lyα en absorption (Thuan et al. 1997). Mais il se trouve que SBS 0335-052 contient bien plus de poussières que IZw 18, que ce soit en quantité absolue (masse de poussière) ou relative ($L_{\rm IR}/L_{\rm UV}$) (Thuan et al. 1999; Houck et al. 2004; Wu et al. 2007; Engelbracht et al. 2008). Comprendre une absorption Lyα dans une galaxie possédant peu de poussières parait donc plus instructif, et IZw 18 apparaît comme un candidat idéal pour comprendre par quel processus on passe, dans ces conditions, d'une émission intrinsèque, vraisemblablement forte, à une absorption saturée.

Dans le but de faire la lumière sur cette intrigante absorption, Kunth et al. (1994, 1998) avaient suggéré que la diffusion multiple des photons Lyα hors de l'ouverture réduite de *HST/GHRS* de $2.0'' \times 2.0''$ était l'explication la plus plausible. De plus, dans les quatre absorbants Lyα de leur échantillon, les mesures cinématique indiquaient un gaz quasi-statique par rapport aux régions HII, ce qui augmenterait, comme on l'a vu précédemment, l'importance de la diffusion de Lyα. Cependant, le spectre Lyα de *IUE* pris à travers une ouverture de $20'' \times 10''$ montrait à peu de chose près le même profil. Cela indiquait clairement que même dans une ouverture 5 à 10 fois plus grande on ne récupérait toujours pas d'émission Lyα. Quoi qu'il en soit, la viabilité de ces explications reste à mettre à l'épreuve de façon quantitative. C'est l'un des objectifs principaux de ce chapitre.

Pour ce faire, nous allons utiliser les observations les plus récentes de IZw 18 et le code `MCLya` décrit dans le chapitre précédent auquel nous avons apporté certaines améliorations. A partir de là, nous allons remettre IZw 18 dans le contexte plus général des starbursts de l'Univers local, puis dresser un certain nombre d'implications quant aux galaxies à grand redshift et leur relation avec leurs homologues locaux.

4.1 Données et indications observationnelles

Un résumé des observations utilisées dans ce chapitre est donné dans la table 4.1. Il comprend les données à la fois en imagerie et en spectroscopie, avec les principales caractéristiques instrumentales et les références des programmes. Par la suite, pour tout ce qui a trait à la calibration des données, on se reportera à Atek et al. (2009b).

4.1.1 Spectroscopie

Une partie des observations à la base de ce travail est constituée de données spectroscopiques d'archives prises avec *STIS* à bord du *HST* durant le programme GO-9054 de Brown et al. (2002). La fente de $52'' \times 0.5''$, associée au réseau de diffraction *G140L*, a permis de couvrir la galaxie sur 7 positions le long de son axe principal (cf. Fig. 4.1), offrant ainsi une information spatiale sur deux dimensions. Le résultat de l'extraction spectrale est illustré dans la figure 4.2. Les spectres individuels de chaque fente sont extraits en sommant le flux dans la direction spatiale de la fente sur une longueur de $4''$ centrée sur la région NW de IZw 18. Le spectre "total", c'est à dire sommé sur toutes les fentes est également produit, afin de comparer aux autres observations disponibles. L'intensité de l'absorption, variable d'un profil

Tab. 4.1: Observations *HST* de IZw 18. Références : (1) Mas-Hesse et al. (2003) ; (2) Brown et al. (2002) ; (3) Cannon et al. (2002)

Instrument	Filtre/Grating	Bande	Temps d'exposition [sec]	Proposal ID	Ref.
STIS	G140M	Lyα	1764	GO-8302	1
STIS	G140L	Lyα	40360[a]	GO-9054	2
STIS	F25SRF2	FUV	5331	GO-9054	2
STIS	F25QTZ	NUV	5786	GO-9054	2
WFPC2	F487N	Hβ	2500	GO-6536	3
WFPC2	F658N	Hα	4600	GO-5434	3
WFPC2	F450W	B	4600	GO-5434	3
WFPC2	F675W	R	2000	GO-5434	3

[a]Temps d'intégration total pour les 7 positions de la fente

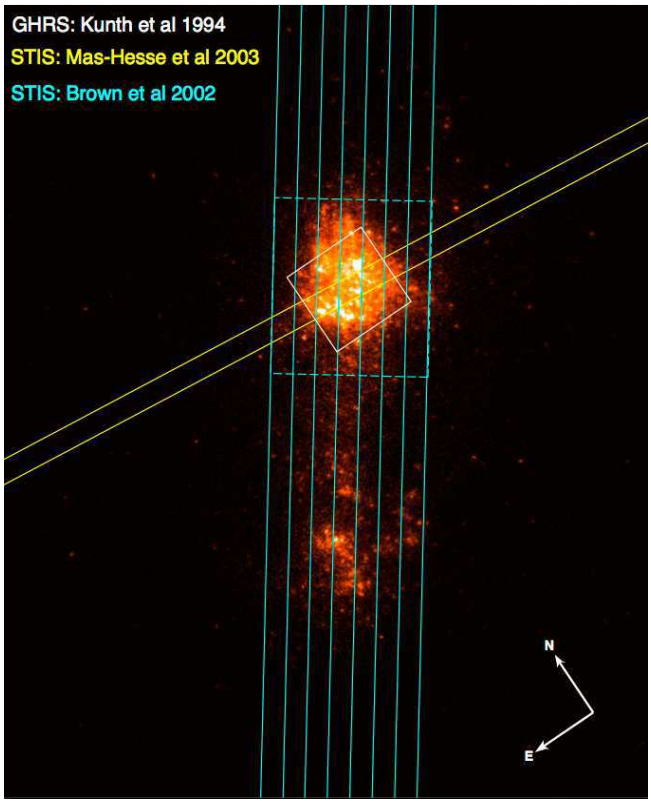


Fig. 4.1: Image FUV de IZw 18 sur laquelle figurent les ouvertures des différentes observations spectroscopiques. Le champ de vue de l'image est de $16'' \times 18''$. Les 7 positions de la fente *STIS* de Brown et al. (2002), orientées selon l'axe principal de la galaxie, sont en bleu, avec une numérotation (cf. texte) qui va de la gauche vers la droite. La fente jaune correspond au spectre *STIS* de Mas-Hesse et al. (2003), et le carré blanc l'ouverture *GHRS* utilisée par Kunth et al. (1994). Lors de l'extraction des 7 spectres *STIS*, l'intégration du flux est effectuée sur $4''$, région délimitée par les tirets bleus sur la région NW.

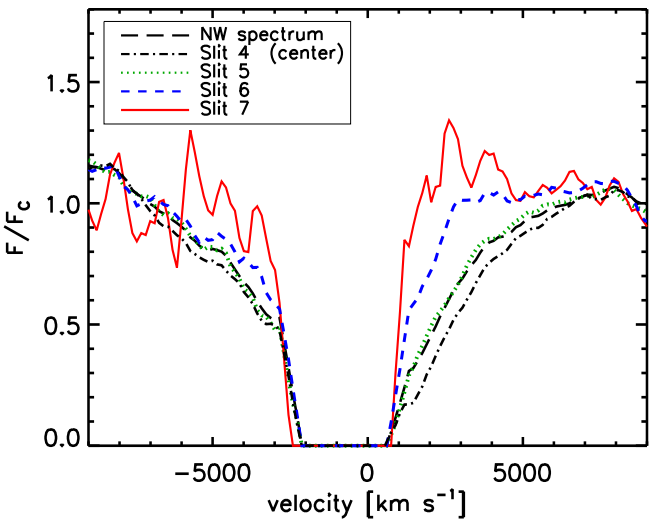


Fig. 4.2: Spectres *STIS* de la région NW à différentes positions de la fente (cf. Fig. 4.1). On montre à partir des positions 4 à 7, la variation du profil Lyα depuis le centre vers le bord de la région NW. A titre de comparaison, le spectre intégré sur toute la région NW (total des 7 positions) est également affiché. Tous les spectres sont normalisés au continu déterminé sur la Fig. 4.3. Noter que, à cause de la contamination par l'émission Lyα géocoronale, une partie de l'aile bleue du profil est coupée dans les spectres, qui sont lissés avec un filtre médian de 3 pixels de large.

à l'autre, est quantifiée par sa largeur équivalente *EW* et la densité de colonne $N_{\rm HI}$ nécessaires pour reproduire le profil avec une fonction de Voigt. La table 4.2 présente les résultats de l'ajustement avec un profil de Voigt en utilisant un paramètre Doppler de $b = 20$ km s^{-1} conforme aux observations. Comme dans le code `MCLya`, le profil d'absorption Voigt est décrit par la fonction de Hjerting (voir Verhamme et al. 2006) :

$$H(x,a) = \frac{a}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-y^2}dy}{(y-x)^2+a^2} \approx \begin{cases} e^{-x^2} & \text{si } |x| < x_c \\ \frac{a}{\sqrt{\pi}x^2} & \text{si } |x| > x_c \end{cases} \tag{4.1}$$

L'absorption de Voigt est souvent approximée par une résonance centrale (vers le coeur de la raie) pour une fréquence x plus petite que la limite x_c entre coeur et aile de la raie, et une loi de puissance pour les ailes à des fréquences au delà de x_c. Pour des valeurs du paramètre de Voigt (voir Sec. 1.6) a entre 10^{-2} et 10^{-6}, x_c varie typiquement entre 2.5 et 4.

Un peu plus tôt, d'autres observations spectroscopiques furent obtenues par Kunth et al. (1994) puis Kunth et al. (1998) au moyen de la *Large Science Aperture* (*LSA*, $2'' \times 2''$) du *GHRS* dont la position figure sur Fig. 4.1. Dans la même figure, on peut constater la présence de la fente utilisée par Mas-Hesse et al. (2003, MH03 par la suite), qui réobserva la galaxie avec une meilleure configuration, qui correspond au réseau *G140L* sur *STIS* à travers une fente de $52'' \times 0.5''$. Cette composition instrumentale offre la meilleure résolution spectrale obtenue à ce jour en FUV pour IZw 18, à savoir 0.15 Å (37 km s^{-1} à la longueur d'onde de Lyα). De plus, la large couverture spectrale de ces observations *STIS* permet d'observer toute l'étendue de l'aile rouge du profil, et confirme l'ampleur de l'absorption Lyα détectée par *GHRS*. Cet avantage indéniable nous permet de calibrer les différents spectres pris avec différentes ouvertures, en faisant correspondre leur continu UV, et en les normalisant vers 1300 Å, où l'aile rouge atteint le niveau du continu. On se retrouve

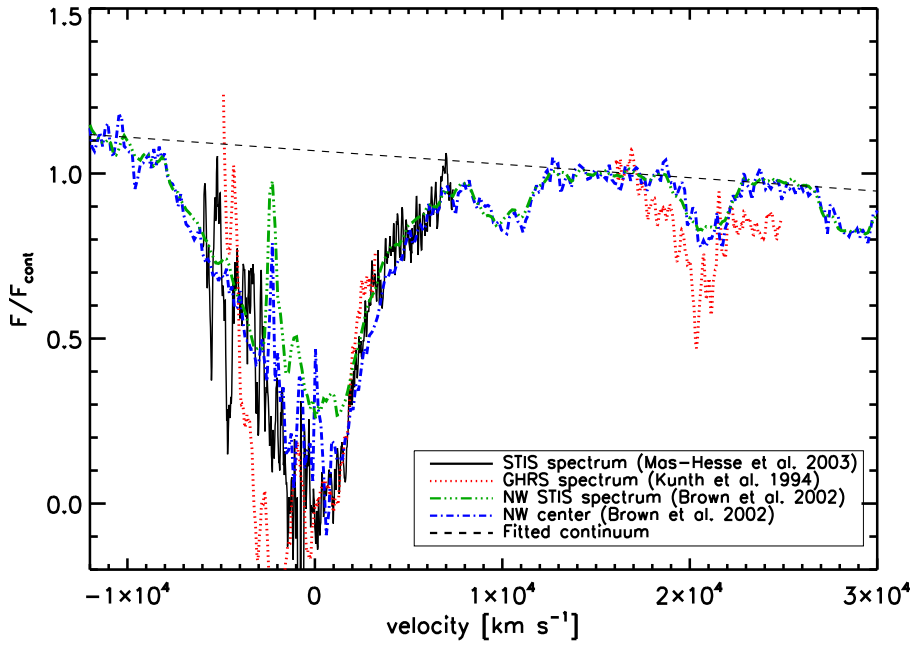


FIG. 4.3: Compilation des spectres Lyα disponibles pour IZw 18. L'émission géocoronale est soustraite de tous les spectres. Le trait plein noir représente le meilleur spectre *STIS* (MH03) autour de Lyα. La courbe rouge en pointillée est le spectre *GHRS* qui couvre une partie de l'absorption et une autre du continu UV. En bleu, le spectre *STIS*, extrait du centre de la région NW (position 4), et qui couvre une large gamme spectrale (1100 − 1750 Å). Enfin, la courbe verte est le résultat de l'intégration sur les 7 positions de la fente *STIS*. C'est le spectre de la région NW entière, qui a été utilisé afin d'ajuster le continu UV (droite en tirets noirs). Tous les spectres sont alors normalisés à la valeur de cette droite vers 1280 Å (i.e. à v $\sim$ 16000 km s^{-1}). Les références et la légende sont données sur la figure.

alors, comme l'illustre très bien la figure 4.3, avec des spectres en très bon accord. L'évaluation précise du continu autour de Lyα est particulièrement importante pour la modélisation du profil Lyα qu'on verra par la suite (Sect. 4.2).

La couverture de la région NW montre clairement une absorption Lyα profonde dont la largeur correspond à des densités de colonne $N_{\rm HI} \sim (0.3 - 3) \times 10^{21}$ cm^{-2}, en accord avec les déterminations précédentes ($N_{\rm HI} \sim (1.0 - 3.2) \times 10^{21}$ cm^{-2}) par Kunth et al. (1998). Signalons, au demeurant, que cette détermination ne donne pas nécessairement la véritable valeur de $N_{\rm HI}$, comme on le verra un peu plus tard, lors de notre modélisation. Il est bien connu, par ailleurs, que IZw 18, ou tout du moins sa composante UV-optique, est enfouie dans un nuage de gaz neutre HI s'étendant sur une échelle de plusieurs kpc, c'est à dire bien au delà des frontières de la région HII ($\sim$ 250 pc) (van Zee et al. 1998). Une tendance très intéressante est la diminution de l'intensité d'absorption Lyα à mesure que l'on s'éloigne du centre vers le bord de la région HII, i.e. entre les fentes 4 et 7 comme le montre la figure 4.2 (les fentes de

3 à 1 montrent également une légère décroissance). Cet affaiblissement correspond à une diminution **apparente** de la densité de colonne d'un facteur avoisinant 10. Cette variation spatiale du profil Lyα, sera expliquée dans la section 4.2.3 comme une simple conséquence du transfert radiatif.

La configuration spatiale des ouvertures de *STIS* MH03 et *GHRS* est assez similaire, centrée sur la région UV brillante. C'est pourquoi ces deux spectres sont en bon accord, au même titre d'ailleurs que le spectre de la fente centrale des données *STIS* 2002 (cf. Fig. 4.3). Le spectre intégré de la région NW quant à lui montre certains résidus d'émission vers le centre de la raie, probablement dues à la contribution des fentes limitrophes, ainsi que l'émission géocoronale, dont la soustraction est moins efficace dans notre procédure de calibration à cause de leur faible résolution spectrale, comparée au reste des observations. Cependant, comme l'allure du profil reste la même dans les ailes, nous allons adopter dans la suite de notre modélisation, le spectre *STIS* MH03, à cause de sa résolution spectrale, comme représentatif de la région NW. Pour ce profil, on détermine à partir du profil de Voigt une densité de colonne $N_{\rm HI} \sim 2 \times 10^{21}$ cm^{-2} (cf. table 4.2).

Tab. 4.2: Variations spatiales du profil Lyα à travers la région NW. Les colonnes (2) et (4) indiquent respectivement la densité de colonne $N_{\rm HI}$ et la largeur équivalente déterminées à partir de l'ajustement du profil Lyα par un profil de d'absorption Voigt avec $b = 20$ km s^{-1}. Les erreurs donnés dans les colonnes (3) et (5) correspondent à la marge entre la limite inférieure et supérieure de l'ajustement. La dernière colonne indique le flux FUV (1500 Å) dans des fentes virtuelles placées sur l'image FUV, de même ouverture et même positionnement que les observations *STIS*. Ces mêmes quantités sont également déterminées pour le spectre de la région NW entière, ainsi que le spectre *STIS* MH03.

Fente	N(HI) [cm^{-2}]	σ_{N_H} ($\times 10^{21}$)	EW$_{Obs}$ [Å]	σ_{EW}	f(1500 Å) [erg s^{-1} cm^{-2}]
1	1.8×10^{21}	0.7	−31	5	2.8×10^{-16}
2	2.4×10^{21}	0.5	−32	3	9.6×10^{-16}
3	2.8×10^{21}	0.5	−35	3	3.0×10^{-15}
4	2.8×10^{21}	0.8	−34	5	4.1×10^{-15}
5	2.0×10^{21}	0.7	−30	5	2.9×10^{-15}
6	1.0×10^{21}	0.6	−20	6	1.3×10^{-15}
7	2.5×10^{20}	0.1	−10	3	5.8×10^{-16}
NW	2.1×10^{21}	0.7	−31	5	1.3×10^{-14}
MH03	2.2×10^{21}	0.7	−30	4	2.6×10^{-15}

4.1.2 imagerie et extinction

Outre les images UV discutées plus haut, nous avons obtenues des images optiques des archives HST, obtenues avec la *Wide Field Planetary Camera 2* (*WFPC2*) durant les programmes GO-6536 et GO-5434. il s'agit d'observations en Hα et Hβ, ainsi que leurs continus respectifs dans des bandes larges (cf. table 4.1). Au moyen des images Hα et Hβ, on crée une carte d'extinction de la galaxie en utilisant le décrément de Balmer (voir Eq. 2.3). Nous adoptons ici une valeur théorique de 2.76 pour le rapport Hα/Hβ suivant les conditions de température et de densité de IZw 18, même si cette dépendance est très faible (voir Cannon et al. 2002). Selon la paramétrisation de Cardelli et al. (1989), plus appropriée aux régions interstellaires diffuses et les galaxies résolues, on obtient les coefficients d'extinction $k(\lambda_\alpha)-k(\lambda_\beta) = -1.08$. La carte de poussières obtenue est finalement corrigée de l'extinction Galactique qui vaut 0.032 mag (Schlegel et al. 1998). La carte d'extinction finale est présentée dans la figure 4.4.

Apres nombre d'analyses, il est maintenant communément admis que l'extinction dans IZw 18, et sa région NW, est faible, même si sa valeur précise n'est pas encore établie. Dans sa thèse de doctorat, Mas Hesse (1990), était arrivé, à travers le décrément Balmer, à la conclusion que l'extinction était nulle dans la région NW. Mais Dufour et al. (1988) avait obtenu une extinction $E(B-V) \sim 0.17$ dans leur fente de $2.5'' \times 6''$ d'ouverture. Par ailleurs, des mesures spectroscopiques depuis le sol indiquaient des valeurs variant typiquement de $E(B-V) \sim 0.03$ à 0.2 (p. ex. Vílchez & Iglesias-Páramo 1998; Izotov et al. 1997a; Martin 1996). De telles disparités proviennent probablement de la taille variable de l'ouverture utilisée ainsi que la position de celle-ci sur la galaxie, ce qui peut donner des résultats très différents si l'on considère la distribution inhomogène de la poussière visible sur la figure 4.4. C'est pourquoi, nous avons choisi de déterminer à notre manière l'extinction afin d'en avoir le contrôle dans la région qui nous intéresse, indépendamment des résultats précédents, et qui soit avant tout, en accord avec l'ouverture utilisée pour l'intégration de nos spectres.

On définit, pour notre propre estimation, une ouverture circulaire de $3.2''$ de rayon, centrée sur la région NW. On exclut ensuite la région centrale, dans un cercle de $1''$ de rayon, où les flux Hα et Hβ sont trop faibles pour une détermination fiable de l'extinction, et où le rapport Hα/Hβ affiche d'ailleurs des valeurs improbables. De cette façon, on arrive à un excès de couleur $E(B-V) \simeq 0.042$, en accord avec les valeurs reportées par Cannon et al. (2002) dans différentes parties de la région NW ($E(B-V) = 0-0.9$) et également avec Péquignot (2008). Dans le cas où la région centrale n'est pas exclue, on trouve une extinction voisine de zéro, comme l'a noté Mas Hesse (1990). Par conséquent, dans la suite de notre étude, nous allons adopter une valeur moyenne pour la région NW de $E(B-V) = 0.05$.

4.1.3 Emission Lyα intrinsèque

Afin d'apprécier les effets de transfert radiatif de la raie Lyα, nous avons créé une carte d'émission Lyα intrinsèque à partir de la carte Hα corrigée de l'extinction et en supposant un rapport de recombinaison théorique Lyα/Hα = 8.7 dans le cas

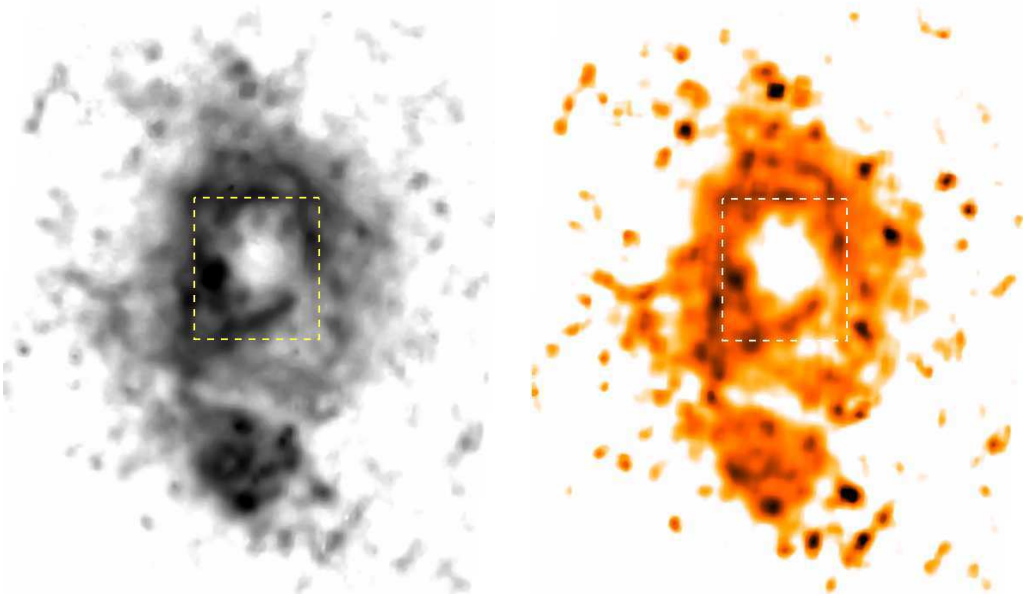


Fig. 4.4: Imagerie *HST* de IZw 18. *A gauche :* carte d'émission Lyα intrinsèque présentée en échelle logarithmique. Elle est construite à partir de la carte Hα corrigée de l'extinction (cf. texte). *A droite :* carte d'extinction obtenue à partir du décrément de Balmer Hα/Hβ. Les deux cartes sont lissées avec un filtre médian de largeur 5, et utilisent un code-couleur inversé (émission et poussière en couleur plus sombre). A titre d'information, on a également superposé le carré utilisé pour l'intégration du spectre total de la région NW (en tirets). Le champ de vue des images est d'environ $13'' \times 15''$ et l'orientation est la même que la figure 4.1.

B (Brocklehurst 1971) : $f(Ly\alpha) = 8.7 \times f(H\alpha) \times 10^{(1.048 \times E(B-V))}$. L'image Ly$\alpha$ théorique est visible sur la figure 4.4, à coté de la carte d'extinction. Etant donné l'extinction très faible, la carte Lyα est très similaire à Hα, et montre principalement une enveloppe HII filamenteuse autour de la région NW avec une zone brillante (NW1 dans la notation de Cannon et al. (2002)). La distribution spatiale de Lyα est très différente de celle de l'UV, et cela explique en partie la variation spatiale du profil Lyα qu'on discutera un peu plus tard (Sect. 4.2.3). A cette fin, la figure 4.5 montre la variation de l'émission UV et de la largeur équivalente Lyα intrinsèque dans la direction perpendiculaire aux fentes *STIS*, i.e. selon l'axe de dispersion. $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$(int) est construite à partir du flux Lyα intrinsèque divisé par le flux UV à 1500 Å corrigé de l'extinction et rapporté à 1216 Å en utilisant une pente du continu $\beta = -2$. On voit bien que, parce que le flux UV décroît très vite vers les régions limitrophes de NW, la largeur équivalente atteint des valeurs très importantes. En ce qui concerne la totalité de la région NW, on obtient $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim 50$ Å, tout à fait compatible avec ce qu'on attend pour starburst jeune dans IZw 18.

En résumé, il nous faut maintenant cerner les raisons physiques et expliquer la contradiction apparente observée dans ces données, c'est à dire l'association d'une forte émission Lyα intrinsèque et d'une extinction très faible, et l'observation d'une absorption Lyα intense sur toute l'étendue de la région NW.

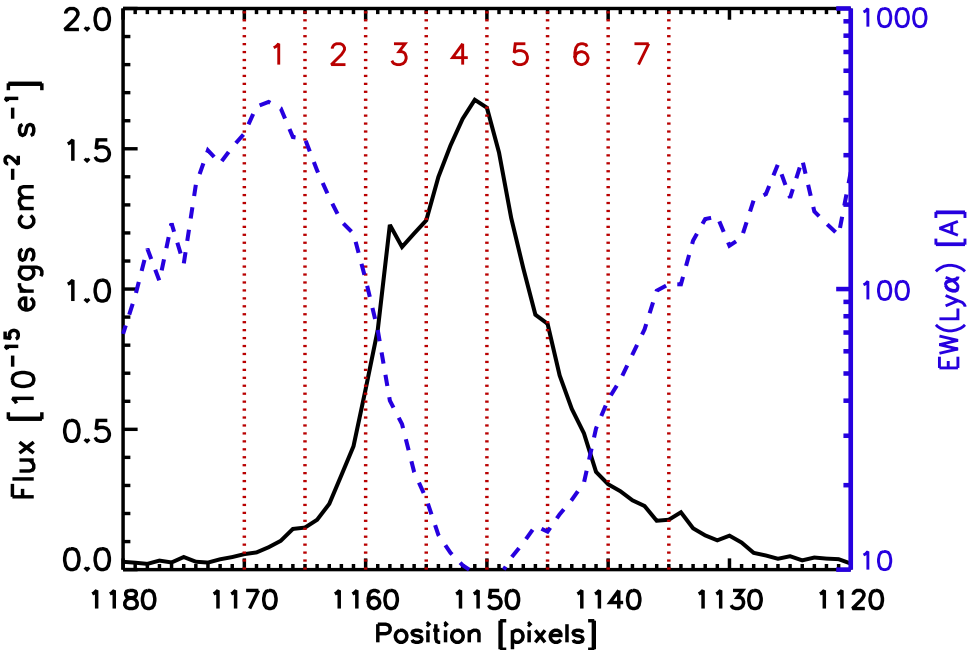


FIG. 4.5: Profile 1D de la région NW. Les deux courbes sont obtenues en sommant le flux dans chaque fente (1 à 7) le long de la direction spatiale dans une ouverture similaire à celle utilisée pour l'extraction des spectres (cf. Fig. 4.1 et 4.4). Le profil à une dimension se réfère alors à l'axe de dispersion des fentes. Sur la figure, un pixel correspond à $\sim 0.1''$. La courbe noire représente le flux UV à 1500 Å dont l'unité est sur l'axe y de gauche. La courbe bleue est la largeur équivalente Lyα intrinsèque dont l'unité est sur l'axe y de droite en échelle logarithmique. La position des 7 fentes est aussi marquée montrant le variation d'émission d'une fente à l'autre.

4.1.4 Autres indications observationnelles

Il existe, par ailleurs, certaines données observationnelles, qui nous permettent de fixer certains paramètres importants dans notre modélisation. C'est le cas par exemple de la vitesse d'expansion du gaz neutre HI. Un décalage moyen en vitesse entre les raies optiques (vitesse propre) les raies d'absorption métalliques O I et Si II a été mesuré par Kunth et al. (1998) dans leur petite ouverture *GHRS* centrée sur la région NW. Ils trouvèrent $\Delta v(em - abs) \sim 25$ km s^{-1}, qui constitue une indication claire d'un gaz neutre quasi-statique par rapport à la région HII. Plus récemment, des observations de *FUSE* (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) portant sur d'autres raies interstellaires confirment l'absence de mouvement dans le MIS de IZw 18. Grimes et al. (2008) mesurent dans une ouverture incluant toute la région UV brillante, un décalage en vitesse entre 0 et 40 km s^{-1}, avec une moyenne de $\Delta v(em - abs) \sim 8$ km s^{-1}.

Rappelons-nous que lors de l'ajustement des profils Lyα avec une absorption de Voigt nous avions adopté un paramètre Doppler $b = 20$ km s^{-1}. Nous aurons également besoin de cette valeur pour décrire l'agitation thermique des atomes d'hydrogène dans notre simulation `MCLya`. Ce choix repose sur les observations radio de

van Zee et al. (1998) qui indiquent une dispersion en vitesse de $12 - 14$ km s^{-1} dans le HI, ce qui correspond à $b \simeq 17 - 20$ km s^{-1}. Une valeur légèrement plus élevée ($b \simeq 20$ kms) fut rapportée par Kunth et al. (1994) au moyen d'observations *VLA* (*Very Large Array*). Mais, on peut d'ores et déjà indiquer que l'absorption Lyα est tellement large que notre modèle d'ajustement reste totalement insensible vis-à-vis de ces petites variations de b.

Pour finir, la largeur intrinsèque $FWHM$ de la raie Lyα est fixée à partir de la connaissance de celle de Hα. Dufour et al. (1988) ont mesuré $FWHM$(Hα) $\simeq 6.1$ Å (280 km s^{-1}) à partir de données spectro-photométriques, mais avec une résolution comparable de 275 km s^{-1}. Une bien meilleure résolution ($R \sim 11$ km s^{-1}) fut utilisée par Martin (1996) pour mesurer $FWHM$(Hα) $\simeq 150$ km s^{-1}. Ces valeurs sont indicatives d'une raie d'émission étroite, et nous allons adopter $FWHM$(Lyα) $= 100$ km s^{-1}, même si, comme nous le verrons, nos résultats sont indépendants de ces variations constatées.

4.2 Lever un paradoxe observationnel : l'absorption Lyα dans IZw 18

Sous ce titre engageant, il est question des processus qui transforment une raie Lyα originaire des régions HII, en un profil d'absorption pure. Ceci est en principe possible de deux manières différentes : *(i)* La destruction, proprement dite, des photons Lyα suite à l'absorption par la poussière ou par l'émission deux-photons (cf. Sect. 1.6), ou bien *(ii)* des considérations géométriques, lorsque le nombre important de diffusions des photons Lyα les fera sortir peu ou prou de la ligne de visée de l'observateur. Nous allons pouvoir le constater, il est plus souvent question de la combinaison des deux processus.

Hormis les caractéristiques physiques particulières de la galaxie, l'absorption Lyα dans IZw 18 n'est pas unique, le meilleur exemple étant, comme indiqué auparavant, SBS 0335-052. D'autres spécimens de profil Lyα en absorption, dues à la destruction par la poussière ont été présentés dans Pettini et al. (2002); Verhamme et al. (2006); Schaerer & Verhamme (2008). Quant aux effets géométriques du point *(ii)*, ils sont illustrés par le schéma de la figure 4.6. Il montre comment, avec une couverture de HI, même dénuée de poussière, on observe un profil Lyα en absorption (Voigt) sur la direction de la source située derrière le gaz neutre. Cette configuration géométrique illustre par la même occasion le cas classique du système DLA devant un quasar distant. Dans le cas où la couche de gaz neutre en avant plan de la source est dépourvue de poussières, les photons diffusés hors de la ligne de visée doivent être conservés et ressortir quelque part dans quelque direction. C'est ce que montre le même schéma 4.6. Dans le cas d'un gaz statique le transfert radiatif redistribue les photons vers les ailes de la raie, et on observe un profil typique double-pics (Neufeld 1990), à une certaine distance de la direction de la source centrale. Ajouter à cela de la poussière, c'est à dire combiner les effets *(i)* et *(ii)*, diminuera l'intensité des double-pics et augmentera l'absorption centrale.

Nous allons à présent voir, à l'aide de simulation de transfert radiatif, dans quelle

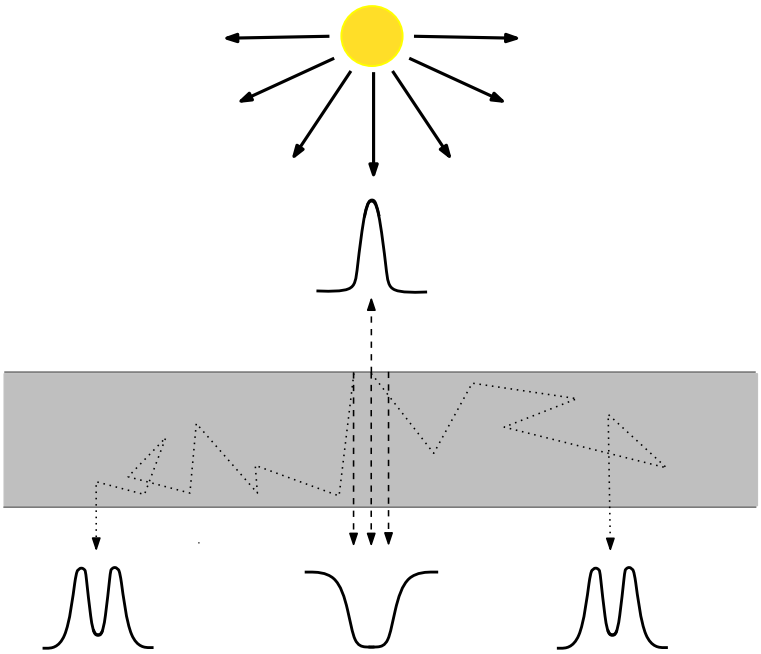


FIG. 4.6: Schéma descriptif des effets géométriques sur le profil Lyα pour une source ponctuelle émettant un continu UV et placée devant un plan de gaz HI homogène et sans poussières. Les différents profils représentent le spectre observé dans différentes régions de la couche HI et dans une direction perpendiculaire à celle-ci (ligne de visée d'un observateur potentiel). Le spectre réfléchi par le plan est aussi représenté.

mesure ces effets peuvent précisément expliquer les observations de IZw 18 et, s'il y a lieu, favoriser un scénario particulier.

4.2.1 Modélisation du transfert radiatif de Lyα et du continu UV

Le code `MCLya` et les paramètres de simulation

On utilise à travers cette modélisation, une version améliorée du code de transfert radiatif Monte Carlo `MCLya` (Verhamme et al. 2006). Outre les caractéristiques décrites dans le chapitre précédent, le code utilise désormais une fonction de redistribution angulaire qui tient compte des effets quantiques (Stenflo 1980; Dijkstra & Loeb 2008), du changement de fréquence dû à l'effet de recul (Zheng & Miralda-Escudé 2002), l'interaction avec le deutérium (supposant une abondance standard $D/H = 3 \times 10^{-5}$, Dijkstra et al. 2006a), et une diffusion anisotrope (plus réaliste) par la poussière suivant la fonction de phase de Henyey-Greenstein et en utilisant les paramètres de Witt & Gordon (2000). Le code à également été parallèlisé pour une utilisation optimale sur des ordinateurs multi-processeurs. De plus amples informations sur ces améliorations seront présentées dans Hayes et al. (2009).

A l'instar de notre dernière modélisation (Chap. 3.1), étant donné la faible résolution des observations HI disponibles, et pour des raisons de simplicité, nous supposerons une distribution homogène du gaz neutre et de la poussière, avec une densité et une température constantes. Le reste des paramètres décrivant les condi-

tions physiques dans le milieu diffusif et l'émission intrinsèque demeurent inchangés. Suite aux indications observationnelles, on adoptera les valeurs $b = 20$ km s^{-1} et $v_{exp} = 0$ km s^{-1}. On fera varier l'extinction[1] entre $\tau_a = 0$ (pas de poussières) et $\tau_a = 0.5$, et $N_{\rm HI}$ de façon à obtenir un bon ajustement du profil Lyα.

Pour chaque combinaison de paramètres une simulation Monte Carlo est lancée avec un nombre de photons statistiquement suffisant pour permettre de déterminer le spectre intégré, mais aussi spatialement résolu dans la région spectrale Lyα. Le spectre modèle couvre une étendue spectrale de -10000 à $+10000$ km s^{-1}, indispensable pour atteindre le continu à des densités de colonne élevées, qui produisent une absorption très large. A ce continu UV est superposé une raie Lyα décrite par une largeur équivalente $EW_{\rm Ly\alpha}$ et une largeur $FWHM$.

Le modèle de coquille

Dans un premier temps, pour tenter de comprendre l'absorption Lyα dans IZw 18, nous allons examiner les prédictions d'une géométrie assez simple, précédemment employée pour la modélisation des LBGs, à savoir la coquille sphérique de HI autour d'une source ponctuelle centrale. Pour des raisons évidentes de symétrie sphérique, le spectre modélisé est une intégration dans toutes les directions autour de la coquille. Ainsi, on ne peut pas "perdre" des photons par diffusion. La seule façon pour cela est l'absorption par la poussière. On va donc voir si le spectre *spatialement intégré* de la coquille peut reproduire l'absorption Lyα constatée pour une quantité raisonnable de poussières.

Fixant les paramètres appropriés, $E(B-V) = 0.5$ ($\tau_a = 0.05$) et $b = 20$ km s^{-1}, nous avons fait varier la densité de colonne $N_{\rm HI}$ jusqu'à obtenir un ajustement satisfaisant du profil observé. La figure 4.7 montre l'excellent accord entre le modèle et les observations avec $N_{\rm HI}$ =6.5×10^{21} cm^{-2} et une émission intrinsèque canonique $EW_{\rm Ly\alpha} = 60$ Å. Noter que les raies d'absorption observées dans l'aile bleue ne sont pas ajustées. Elles sont dues aux raies Si II $\lambda\lambda$ 1193.3,1194,5 et Si III $\lambda\lambda$ 1206.5,1207.5 (Schaerer & Verhamme 2008), et probablement à l'absorption du HI Galactique et intergalactique, effets qui ne sont pas pris en considération par notre modèle.

L'absorption Lyα intense et large est principalement due à la densité de colonne de HI très élevée. A de telles valeurs de $N_{\rm HI}$, même une faible quantité de poussière suffit à détruire tous les photons dans et autour de la raie Lyα. La diffusion résonante des photons Lyα va augmenter considérablement la probabilité de destruction par les grains de poussières. Dans ce scénario, l'absorption est causée uniquement par la poussière puisque, comme indiqué auparavant, on récupère tous les photons sortants de la simulation dans ce cas de figure.

Influence de v_{exp} Le modèle présenté utilise une coquille de HI statique afin d'être cohérent avec les observations. Mais on a vu dans la modélisation des LBGs, ou encore dans Verhamme et al. (2006), qu'une augmentation de v_{exp} entraînait irrémédiablement une éminence du coté rouge de la raie Lyα, car les photons à cette longueur d'onde sont perçus par les atomes H en mouvement comme décalés vers

[1] on rappelle la relation utilisée $E(B-V) = 0.1\ \tau_a$

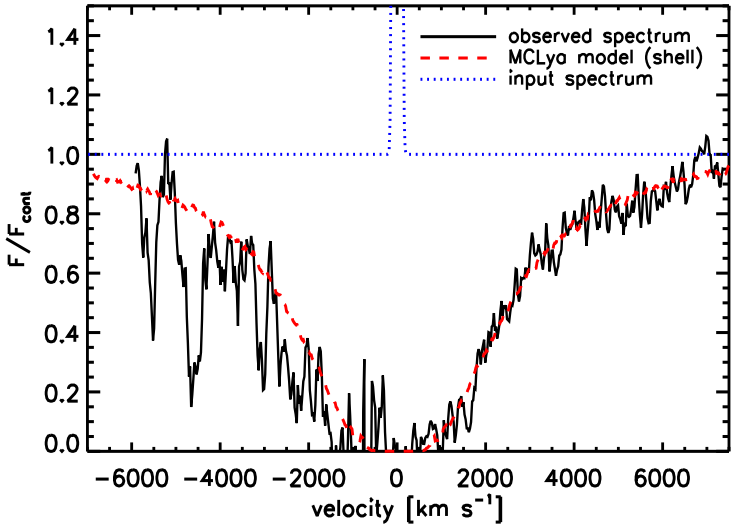


FIG. 4.7: Ajustement du profil Lyα de IZw 18 avec le modèle de coquille sphérique. le spectre observé *STIS* MH03 est représenté en noir. Le modèle d'ajustement, qui figure en tirets rouges, utilise les paramètres suivants : $N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}, $\tau_a = 0.5$, $v_{exp} = 0$ km s^{-1} et $b = 20$ km s^{-1}. Le profil bleu pointillé est le spectre de l'émission intrinsèque, qui consiste en un continu UV plat plus une Gaussienne Lyα avec $FWHM$=100 km s^{-1} et EW(Lyα)=60 Å.

le rouge. Cependant, la forte densité de colonne réduit drastiquement la probabilité de sortie de photons, ce qui permet une augmentation de v_{exp} dans une certaine mesure, sans affecter notre ajustement. La limite supérieure admise pour la vitesse d'expansion de la coquille est d'environ 50 km s^{-1}, qui est déjà largement supérieure à la valeur observée dans IZw 18.

Influence de $EW_{\rm Ly\alpha}$ On peut aisément utiliser dans la simulation une largeur équivalente intrinsèque Lyα proche du maximum prédit par les codes de synthèse spectrale (Schaerer 2003) pour une population stellaire avec une IMF normale. Pour s'en convaincre nous avons utilisé des valeurs $EW_{\rm Ly\alpha}$ allant jusqu'à 200 Å, sans changement notable de la qualité de notre ajustement du profil absorbant. Encore une fois, la profondeur optique générée par la grande densité de colonne réduit à néant une émission Lyα intrinsèque très intense.

Unicité de la solution On a besoin d'une densité de colonne relativement élevée ($N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}) pour pouvoir reproduire l'ampleur de l'absorption Lyα observée. D'autre part, nous savons que dans ce cas de figure, les photons qui auraient dû en réalité s'écarter de la ligne de visée de l'observateur, seront quand même conservés, puisque notre simulation récolte les photons sur toute la surface de la coquille. De ce fait, comme nous le verrons dans la section qui suit, rétablir la condition de la ligne de visée permettrait de diminuer la valeur de $N_{\rm HI}$ requise par l'ajustement.

Sinon, la solution proposée dans le cadre de cette géométrie n'est pas tout à fait unique, et différentes combinaisons de $N_{\rm HI}$ et τ_a, peuvent donner le même résultat. A titre d'exemple, une plus grande extinction ($\tau_a = 0.1$) et une densité de colonne plus faible ($N_{\rm HI} = 5 \times 10^{21}$ cm^{-2}) donnent basiquement le même ajustement. Mais nous avons, grâce aux données observationnelles, de bonnes raisons de penser que l'extinction est inférieure à cette valeur. Quoiqu'il en soit, ce modèle de coquille qui tient lieu de test, sert essentiellement à démontrer que même une faible quantité de poussière peut transformer une très forte émission Lyα en une absorption saturée. La seule condition pour cela est d'avoir un gaz neutre **statique** avec une **densité de colonne suffisante**. Dans tous les cas, les observations radio montrent une extension très large du gaz HI par rapport à la région NW et *a fortiori* en comparaison à la région couverte par les fentes spectroscopiques. Nous allons maintenant nous intéresser à cette géométrie étendue, et en dresser les conséquences sur le spectre modélisé et les différences avec la présente configuration simple.

4.2.2 Effects géométriques sur le profil Lyα

Se soucier des effets géométriques, liés en outre à la disposition de la source par rapport à l'observateur, peut changer sensiblement l'allure du spectre observé. De plus, contrairement au modèle de coquille, la source est ici spatialement résolue. On se propose dans un premier temps d'examiner la variation du profil observé en fonction de la ligne (la direction) de visée. La figure 4.8 présente le résultat d'une simulation d'un plan parallèle de HI homogène et sans poussières ($N_{\rm HI} \sim 10^{21}$ cm^{-2}) illuminé perpendiculairement (i.e. tous les photons sont émis dans la direction du plan) par un point source externe. On observe en noir le spectre transmis quand on observe la galaxie de face ($\theta = 0$). Comme prévu, on observe un profil d'absorption équivalent à une configuration "Voigt" où tout photon qui interagit est supposé perdu car diffusant hors de la ligne de visée. Si l'observateur est situé au point opposé ($\theta = \pi$) alors il constatera une émission Lyα centrale correspondant au spectre réfléchi par le plan parallèle. Pour le reste des directions, le spectre Lyα affiche le profil double-pics caractéristique de la multiple diffusion dans un milieu statique (Neufeld 1990).

Cet effet géométrique en tête, on peut reproduire l'absorption Lyα dans IZw 18 avec une densité de colonne plus faible et **sans poussières**. La figure 4.9 montre le résultat de l'ajustement en prenant un plan parallèle et en ne collectant que les photons dans la direction de l'observateur. Par conséquent l'absorption est causée, non pas par la poussière, mais par la diffusion des photons. Aucun photon n'est, à proprement parler, détruit. Ceci démontre qu'un profil d'absorption Lyα peut très bien être observé dans une galaxie sans poussière. Seul un gaz neutre statique est requis avec, dans notre cas, $N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2}.

Dans ce cas de figure, on s'attend à récupérer les photons diffusés dans les autres directions ou plus loin de la source initiale. Mais en présence de poussière cette attente sera sérieusement compromise. Par exemple, les simulations d'une distribution homogène de gaz et de poussières (Hayes et al. 2009) prédisent une très faible fraction d'échappement, avec f_{esc} de l'ordre de $5 - 10$ % pour $N_{\rm HI} \gtrsim 10^{21}$ cm^{-2} et

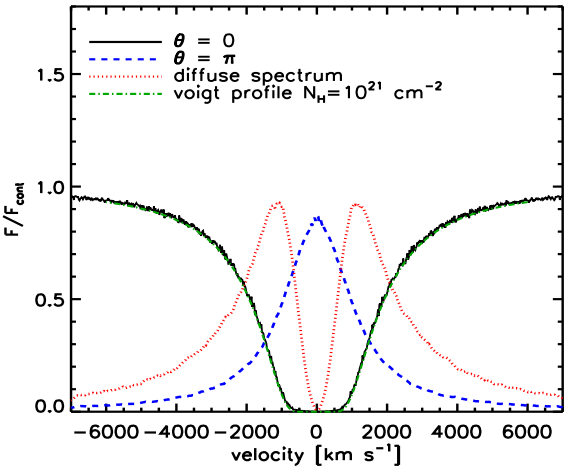


FIG. 4.8: Dépendance du spectre Lyα émergent de la ligne de visée. La figure présente le spectre Lyα issu de la même simulation mais observé de différents points de vue. La simulation consiste en un plan parallèle de HI statique homogène et sans poussières (N(HI) = 10^{21} cm^{-2}) illuminé perpendiculairement par une source externe. L'émission est dans la direction $\theta = 0$. La normalisation des spectres est arbitraire et a pour but de montrer toutes les contributions même si elles ne sont pas à l'échelle. Le profil de Voigt avec la même $N_{\rm HI}$ (en vert) est également superposé.

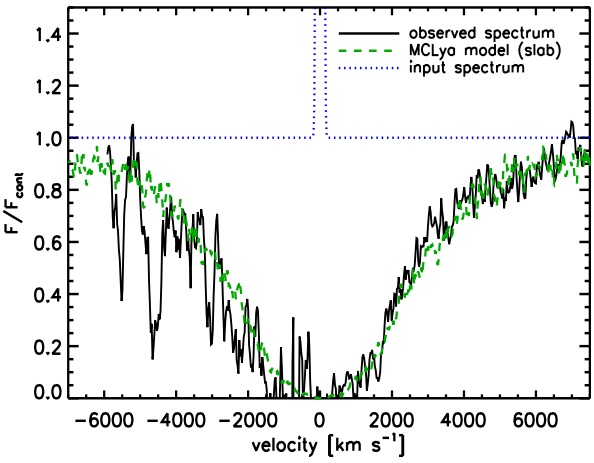


FIG. 4.9: Ajustement de l'absorption Lyα II. Le spectre observé *STIS* MH03 est représenté en noir. Dans la simulation une géométrie de plan parallèle est utilisée et seuls les photons dans la direction de l'observateur sont collectés dans un angle solide restreint. Le spectre modélisé est en tirets verts. Les paramètres de la simulation sont $N_{\rm HI} = 3\times10^{21}$ cm^{-2}, $\tau_a = 0$ (pas de poussières), $v_{exp} = 0$ km s^{-1} et $b = 20$ km s^{-1}. La courbe en bleu est le spectre en entrée (intrinsèque) avec un continu UV et une raie Lyα Gaussienne dont $EW_{\rm Ly\alpha}$ = 60 Å et $FWHM$ = 100 km s^{-1}.

une profondeur optique de poussière τ_a= 0.2, pour des vitesses d'expansion faibles ($v_{exp} \lesssim 50$ km s^{-1}). Pour des extinctions similaires à celle de la région NW, on arrive facilement à des valeurs $f_{esc} \sim 10^{-3...-4}$. Nous allons toutefois montrer que la contribution diffuse n'est pas négligeable.

4.2.3 Expliquer les variations spatiales du profil Lyα

Rappelons-nous pour commencer la figure 4.2, qui montre les variations du profil d'absorption d'une fente à l'autre sur la région NW. Il est possible, par un raisonnement de transfert radiatif et étant donné les contraintes observationnelles, d'expliquer à priori ces variations spatiales. On considère à cette fin un large nuage de HI statique ($N_{\rm HI} = 3\times10^{21}$ cm^{-2}, $\tau_a = 0.5$, $b = 20$ km s^{-1}). La source d'émission du continu UV est ensuite simulée en suivant le profil d'émission déterminé dans la figure 4.5. On utilise pour cela des points sources repartis devant le nuage HI, avec une intensité d'émission variable afin de reproduire la carte UV observée. L'addition d'une raie d'émission Lyα à ce continu sera discutée plus bas.

Le résultat de la simulation est visible sur la figure 4.10. Les différents spectres

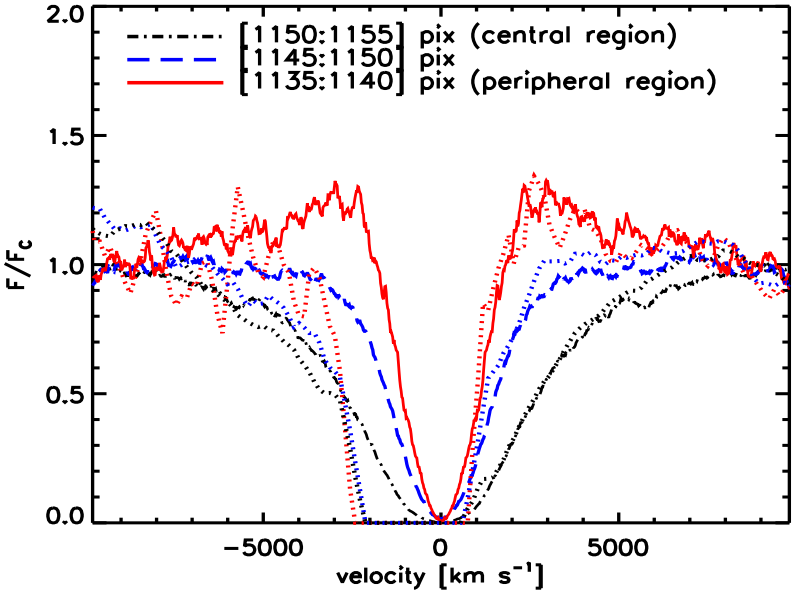


Fig. 4.10: Modélisation des variations spatiales du profil Lyα. La simulation consiste en un plan de HI statique avec $N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2} et $\tau_a = 0.5$ illuminé par une source externe UV isotrope étendue. L'intensité de la source est spatialement variable depuis le centre vers le bord du nuage, de façon à reproduire la brillance de surface UV observée de IZw 18. L'observateur regarde perpendiculairement au plan ($\theta = 0$). Les différents spectres observés correspondent à différentes locations sur le nuage, et sont repérées par le numéro des pixels faisant référence à la position des fentes sur la figure 4.5. Les profils observés (cf. Fig. 4.2) sont également présentés en pointillés. Rappelons encore que l'aile bleue du profil n'est pas ajustée car la zone affectée par l'émission Lyα géocoronale à été enlevée.

émergents représentés correspondent à ce que verrait un observateur hypothétique dans le direction du nuage et ce à différents endroits. Au centre du nuage ($1150 \simeq$ *pixel* $\simeq 1155$), c'est à dire en direction de la source centrale (la plus brillante), on observe l'absorption la plus intense et la plus large (en noir). Ensuite, le profil s'avère de plus en plus étroit à mesure que l'on s'éloigne du centre vers les régions limitrophes (en direction des sources plus faibles) ce qui reproduit exactement la tendance observée puisqu'on a superposé (en pointillés) sur la même figure les profils observés. La composante diffuse double-pics peut être devinée dans les régions limitrophes.

Afin de comprendre ce résultat, déchiffrons ensemble les différentes contributions et composantes en présence. On va s'aider dans cette entreprise des schémas 4.6 et 4.11 qui présentent une vision synthétique de la situation. Fig. 4.6 : en observant le plan de HI de face en direction de la source on obtient un profil absorbant. Seuls les photons loin de la raie sont transmis, formant le "continu". Les photons au centre de la raie diffusent de façon résonante en fréquence et dans l'espace, créant un manque flagrant de photons au centre et autour du centre Lyα (ce qu'on appelle l'absorption). Ces photons ne sont pas perdus pour autant. Si l'on regarde le nuage de HI plus loin

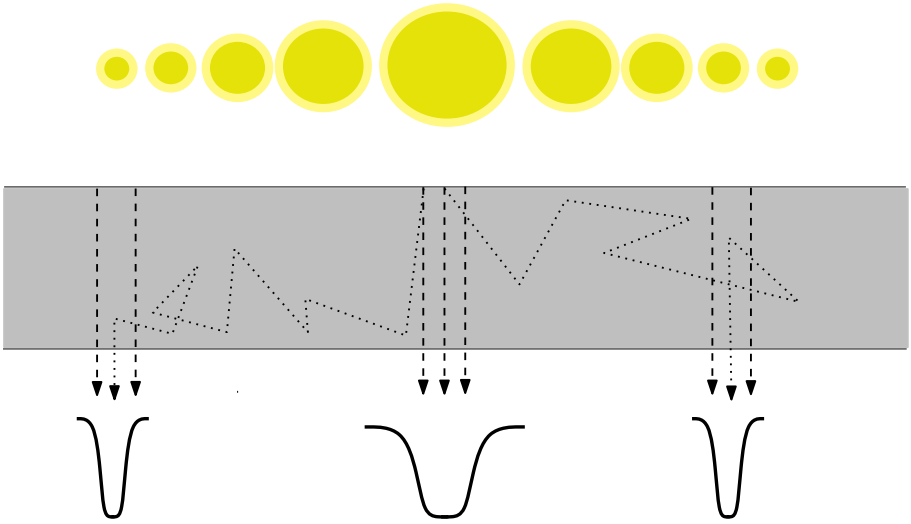


FIG. 4.11: Effets géométriques sur le profil Lyα. Un plan HI statique est sans poussière est illuminé par une série de points sources émettant un continu UV centré sur Lyα, simulant ainsi une source étendue avec une intensité variable symbolisée par la taille des sources. Les profils représentent les différents spectres Lyα émergents de différents endroits du plan et dans une direction perpendiculaire à celui-ci. On peut voit le flux transmis en tirets et diffusé en pointillés.

de la source on récupère une partie des photons diffusés qui sont redirigés dans la direction de l'observateur, sous la forme du, désormais familier, double-pic.

Le schéma 4.11 présente la combinaison de ces sources ponctuelles mais avec une intensité variable schématisant la simulation de la figure 4.10. Comme pour la source unique, le spectre central montre une large absorption. Plus loin, vers les sources externes plus faibles, deux contributions vont façonner un profil plus étroit : *(a)* le spectre transmis est plus faible que pour la région centrale et *(b)* la contribution des photons diffusés depuis la source centrale (plus brillante) va contribuer à "remplir" les ailes du profil absorbant. Pour la région centrale cette dernière contribution est très faible puisqu'elle provient des sources faibles externes. Par conséquent la combinaison d'une source UV spatialement variable et du transfert radiatif des photons (diffusion) Lyα suffit à expliquer les variations de la largeur du profil Lyα dans IZw 18. D'ailleurs le profil de la fente 7 montre une indication d'une composante diffuse à l'image de notre simulation (cf. Figs. 4.1 et 4.10), même si le rapport S/N est assez faible dans cette région.

Jusque là, seul un continu UV à été utilisé pour notre modélisation, et on examine à présent comment la présence d'une raie de recombinaison Lyα pourrait affecter nos résultats. On pourrait naïvement penser obtenir un résultat très différent, au regard des valeurs élevées de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ observées dans la région périphérique (cf. fig. 4.5). Mais il n'en est rien. Il s'avère que les photons émis près du centre de la raie sont, soit détruits par la poussière (ici $\tau_a = 0.5$), soit rétrodiffusés (spectre réfléchi). Seuls les photons avec une fréquence suffisamment loin du coeur diffusent et contribuent aux double-pics. Par conséquent, l'augmentation de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ n'aura aucune incidence

sur le spectre final, puisqu'avec $FWHM(\mathrm{Ly}\alpha) = 100$ km s^{-1}, tous les photons de la raie sont émis près du coeur. Ces explications sont très clairement corroborées par le spectre réfléchi qui augmente avec $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$. Pour espérer altérer le spectre observé et voir la contribution diffuse augmenter avec $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$, il faudrait utiliser des valeurs déraisonnables pour la largeur de la raie intrinsèque $FWHM \sim 1000$ km s^{-1}. Ceci implique naturellement que nos résultats sont également insensibles à la variation spatiale de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$.

Pour conclure, les variations observées du profil Lyα à travers la région NW peuvent être interprétées comme la combinaison de la variation spatiale de l'émission UV et des effets de transfert radiatif de Lyα, notamment la diffusion et la prise en compte de la ligne de visée.

4.2.4 Discussion

On se propose maintenant de discuter la validité de ces résultats à travers une dichotomie des différents scénarios envisagés. Dans un premier temps, nous avons utilisé une géométrie très simple afin de reproduire l'absorption Lyα dans IZw 18 (cf. Sect. 4.2.1). Si l'argumentation de la ligne de visée est omise, il nous faut invoquer une grande densité de colonne ($N_{\mathrm{HI}} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}) et une extinction $E(B-V) = 0.05$, qui constitue, dans ce cas précis, le seul moyen de destruction des photons. Mais quand il s'agit de sélectionner spatialement les photons dans la direction de l'observateur, il a été montré (cf. Fig. 4.9) que le profil Lyα peut être reproduit sans faire appel à la poussière et avec une densité de colonne plus faible. Ces conclusions restent par ailleurs valables pour la région Sud-Est (SE) de IZw 18 dont le profil intégré montre une absorption légèrement plus large (un ajustement de Voigt donne $N_{\mathrm{HI}} \sim 4 \times 10^{21}$ cm^{-2}).

Martin (1996) a clairement établit la présence d'une coquille géante dans IZw 18 en expansion à une vitesse de $35 - 60$ km s^{-1}. La géométrie proposée est bipolaire observée presque perpendiculairement à son axe principal (voir la figure 4 de leur publication). Cette géométrie est comparable au modèle de coquille adoptée dans notre étude étant donné le caractère négligeable que peut avoir une vitesse d'expansion aussi faible sur notre spectre. Cependant, le spectre modélisé pourrait être affecté dans le cas d'une distribution inhomogène du gaz neutre devant la galaxie, et si de ce fait, des densités de colonne plus faibles peuvent être observées sur centaines lignes de visée. Cette éventualité n'a pour le moment aucun appui observationnel. Pour les mêmes raisons (une faible vitesse d'expansion et une large couverture HI), notre modèle "étendu" est aussi compatible avec cette géométrie, puisque les conditions de ligne de visée sont tout à fait applicables à cette configuration.

La densité de colonne requise pour le modèle de coquille $N_{\mathrm{HI}} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2} est plus de deux fois supérieure à la valeur $N_{\mathrm{HI}} \sim 2.6 \times 10^{21}$ cm^{-2} observée dans les données radio de van Zee et al. (1998). De plus les observations radio mesurent la quantité de HI totale, et notre modèle correspondrait alors, pour des raisons de symétrie, à une valeur quatre fois supérieure à celle observée. Cependant, avec une taille typique du faisceau d'observation de $5''$, ce qui est déjà supérieure à notre région d'extraction des spectres, le pouvoir de résolution de ces données est trop faible pour espérer détecter des pics de densité potentiels, dont la taille typique est inférieure

au parsec, dans la région NW. Les effets de lissage vont en conséquence sous-estimer facilement la densité de colonne d'un facteur $2-4$. En l'absence d'observations de meilleure résolution, on ne peut écarter le modèle de coquille.

Finalement, le second modèle avec une géométrie étendue (plan de HI) donne un bon ajustement du profil Lyα avec $N_{\rm HI} = 3\times10^{21}$ cm^{-2} et sans poussière, conformes aux indications observationnelles. Ce modèle nous a également permis d'expliquer les variations spatiales du profil Lyα à l'aide de considérations géométriques. Il est donc probable que si la région HII de IZw 18 est enfouie dans un grand nuage de HI, la géométrie devrait être asymétrique, avec une plus forte densité de colonne à l'avant-plan (du coté de l'observateur), et/ou des régions ionisés à l'arrière-plan. Il est ainsi instructif pour finir, de noter que Martin (1996) indique une géométrie où la source n'est pas enfouie et posséde un axe bipolaire et asymétrique incliné par rapport à l'observateur d'un angle $i = 10\,$deg (voir sa figure 4), alors que van Zee et al. (1998) trouvent une inclinaison encore plus grande $i = 55\,$deg.

4.3 Généralisation aux émetteurs et absorbants Lyα à bas et grand redshift

Après cette modélisation détaillée de IZw 18, il importe de replacer la problématique sous-jacente Lyα dans un contexte plus général. Nous avons minutieusement démontré qu'avec une faible extinction ou même sans poussières du tout, il était possible d'expliquer par des effets de transfert radiatif et/ou de géométrie la transformation d'une émission Lyα intrinsèquement intense en une forte absorption observée dans IZw 18. Il nous incombe maintenant de comprendre si cette galaxie est unique en son genre ou bien représentative d'une certaine classe de galaxies, et ce que nos résultats impliquent pour les autres études, et en particulier les observations Lyα à grand redshift.

4.3.1 Comparaison avec les starbursts proches

Parmi l'échantillon de 8 galaxies HII proches, observées avec *HST/GHRS*, Kunth et al. (1998) trouvent 4 galaxies avec des profils Lyα en absorption : II Zw 70, Mrk 36, SBS 0335-052 et IZw 18. Comme mentionné par ces auteurs, ces objets diffèrent du reste des galaxies avec Lyα en émission par le décalage très faible entre leur vitesse propre et les raies d'absorption interstellaires.[2] Cela confirme qu'un milieu interstellaire statique semble un ingrédient indispensable pour avoir une absorption Lyα, comme déjà observé dans notre travail d'imagerie Lyα (cf. Chap. 2) ou encore dans la présente modélisation.

Par ailleurs, deux galaxies, II Zw 70 et SBS 0335-052, montrent clairement une extinction importante $E(B-V) = 0.15$ et 0.18 respectivement[3]. Ces objets devraient alors satisfaire aux mêmes critères qui nous ont permis d'expliquer l'absorption dans

[2]Deux de ces absorbants Lyα, IZw 18 et SBS 0335-052, ont été observés récemment avec *FUSE* à travers une ouverture plus large. Grimes et al. (2008) confirment les indications précédentes d'un milieu interstellaire quasi-statique.

[3]$E(B-V) \lesssim 0.02$ pour Mrk 36 (Izotov & Thuan 1998).

IZw 18. Afin d'asseoir définitivement notre scénario il nous faudra encore déterminer les densités de colonne de HI dans ces galaxies, même si certaines indications existent déjà pour certains objets. Ainsi, SBS 0335-052 atteint des valeurs $N_{\rm HI} \sim 9.4 \times 10^{20}$ cm^{-2} (Pustilnik et al. 2001), et Mrk 36 montre des pics de densité jusqu'à $N_{\rm HI} \sim 2.4 \times 10^{21}$ cm^{-2} (Bravo-Alfaro et al. 2004). On voit bien qu'on peut alors invoquer les même effets explorés dans IZw 18 pour expliquer ces observations. Il parait également probable que, selon l'efficacité de destruction par la poussière, on puisse observer une émission Lyα dans certaines régions de la galaxie, correspondant à la composante diffuse. Cela ne semble pas pour autant systématique. Pour SBS 0335-052 par exemple, nous savons, grâce à notre imagerie Lyα, que l'absorption s'étale sur toute la taille de la galaxie, indiquant une absorption très efficace par la poussière (Atek et al. 2008).

Le reste de l'échantillon *HST* de Kunth et al. (1998) montre Lyα en émission et explore une gamme d'extinction similaire $E(B-V) = 0.02 - 0.18$. On observe dans ces galaxies, et c'est la différence majeure avec les absorbants Lyα, une signature claire de vents interstellaires intenses. Une certaine évolution entre le cas *statique* et *dynamique* est attendue et observée (Martin 2005; Grimes et al. 2008), accompagnée d'une corrélation avec la luminosité de la galaxie, la masse stellaire ou bien le taux de formation stellaire. Une analyse plus détaillée des starbursts locaux sera abordée dans le chapitre suivant (Atek et al. 2009c)

4.3.2 Comparaison avec les galaxies à grand z

Si l'on entreprend de comparer les galaxies à bas et à grand z à travers le prisme Lyα, il apparaît qu'on observe parmi les premiers des densités de colonne manifestement plus élevées. IZw 18 et SBS 0335-052, ou du moins les régions de formation stellaire dans ces galaxies, affichent des pics de densité à $N_{\rm HI} \sim 0.9 - 3 \times 10^{21}$ cm^{-2}. Ces deux objets coïncident avec l'aile de grandes $N_{\rm HI}$ dans la distribution de l'ensemble des systèmes DLAs observés dans le sondage SDSS (cf. Prochaska et al. 2005).

De plus, on compte très peu de galaxies distantes possédant une absorption Lyα aussi forte que IZw 18 ou SBS 0335-052. Par exemple, seulement 25% des galaxies de Shapley et al. (2003) montrent Lyα en absorption, et le spectre composite de ce quart de l'échantillon montre un profil plus étroit. Parmi les profils d'absorption les plus larges connus dans les LBGs à $z > 3$, on peut citer les galaxies amplifiées par lentille gravitationnelle MS 1512-cB58 et FORJ0332-3557 dont la largeur d'absorption correspond à $N_{\rm HI} \sim 0.7 - 2.5 \times 10^{21}$ cm^{-2} (Pettini et al. 2000; Cabanac et al. 2008). Mais mise à part cet aspect, les LBGs en général, et ces deux galaxies en particulier, se distinguent de IZw 18 à plus d'un titre. Les objets à forte absorption révèlent aussi une forte atténuation par la poussière [4] ($E(B-V)^\star \sim 0.169 \pm 0.006$), et un taux de formation stellaire élevé (SFR corrigé de l'extinction $\sim 52 \pm 5$ M$_\odot$ yr^{-1}). Cette catégorie d'objets affiche de surcroît des vitesses d'expansion dans le MIS assez élevées ($v_{exp} = 100 - 300$ km s^{-1}). Pour finir notre comparatif, remarquons que IZw 18 est une galaxie de faible luminosité avec un très faible taux de formation stellaire

[4] $E(B-V)^\star$ se réfère à l'extinction du continu stellaire. L'extinction dans le gaz, qui est plus pertinente ici, est souvent presque deux fois supérieure (Calzetti et al. 2000)

SFR(UV) = 0.3 $M_\odot$ yr^{-1} (Grimes et al. 2008), avec une luminosité UV 2 à 3 ordres de grandeur inférieure aux LBGs, une extinction modique ($E(B-V) \lesssim 0.05$), ainsi qu'un MIS quasi-statique.

S'agissant des LBGs, Schaerer & Verhamme (2008) avaient établi que l'absorption Lyα dans cB58 est principalement due à la présence d'une quantité relativement élevée de poussière et une grande densité de colonne, conditions suffisantes pour transformer une émission Lyα intrinsèque prédite en une forte absorption malgré la présence de cinématique dans le MIS ($v_{exp} \sim 220$ km s^{-1}). Dans IZw 18, les effets géométriques ainsi qu'un milieu interstellaire statique opèrent le même genre transformation.

Nous proposons ici deux points essentiels qui réconcilient toutes ces observations et qui constituent les raisons principales de l'absorption Lyα dans les galaxies proches et lointaines. *(1)* En général le milieu interstellaire froid dans les LBGs possède une géométrie sphérique en expansion à des vitesses très élevées ($v_{exp} \sim 100 - 300$ km s^{-1}) (cf. Shapley et al. 2003; Schaerer & Verhamme 2008; Verhamme et al. 2008). Dans ce cas, les facteurs importants qui gouvernent la sortie des photons Lyα sont $N_{\rm HI}$ et τ_a. En particulier, il faut une **grande quantité de poussière** pour contrebalancer l'effet de la cinématique et atténuer efficacement l'émission Lyα. *(2)* Dans les galaxies de l'Univers local, en présence d'un milieu interstellaire statique, et d'une grande densité de colonne $N_{\rm HI}$, une **petite quantité de poussière** suffit à l'obtention d'une forte absorption Lyα. Les effets géométriques explorés dans ce travail peuvent également créer ou renforcer cette absorption Lyα.

En guise de synthèse, on peut attribuer la distinction entre le groupe *(1)* et *(2)* aux propriétés cinématiques du milieu interstellaire, c'est à dire aux vents galactiques, qui sont souvent associés à l'augmentation du SFR, de la masse de la galaxie, ou bien du SFR spécifique[5] (Martin 2005; Rupke et al. 2005; Schwartz et al. 2006; Grimes et al. 2008). Physiquement, l'augmentation de la vitesse d'éjection du MIS est due à l'énergie mécanique libérée par les épisodes de formation stellaire intense dans la galaxie qui elle même augmente avec la masse et la luminosité. Alors à plus faible luminosité et plus faible formation stellaire (SFR), la rétroaction des étoiles sur le MIS est insuffisante pour initier des vents galactiques, et on observe plutôt un MIS quasi-statique comme dans IZw 18 et les objets semblables. Il reste encore à déterminer les processus physiques qui gouvernent la géométrie du MIS et créent de telles valeurs de $N_{\rm HI}$ dans IZw 18 et autres objets proches.

4.4 Conclusion

Nous avons employé un code Monte Carlo de transfert radiatif Lyα `MCLya` pour modéliser des observations *HST* et expliquer quantitativement l'intrigante absorption Lyα dans la galaxie IZw 18. Nous avons ensuite établi les raisons physiques de l'absorption Lyα, et la continuité entre les galaxies à petit et à grand z. Pour résumer :

- L'application du modèle de coquille sphérique au spectre intégré de la région NW de IZw 18 nous a permis de reproduire l'absorption Lyα observée avec

[5] Il correspond au taux de formation stellaire par unité de masse.

$N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2} et $E(B-V) = 0.05$. A cause de la grande densité de colonne et d'un milieu interstellaire statique, même une forte émission Lyα intrinsèque ($EW_{\rm Ly\alpha} = 200$ Å) est transformée en une absorption. Dans ce cas de figure, la perte des photons Lyα n'est possible que par destruction par la poussière.

- Le second modèle à géométrie étendue (plan de HI), motivé par les observations radio, nous a permis d'obtenir le même ajustement du profil Lyα sans poussières ($E(B-V) = 0$) et avec une densité de colonne plus faible ($N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2}), et ce en ne considérant que l'émission en direction de l'observateur.
- Les variations spatiales du profil Lyα à travers la région NW sont reproduites par et attribuées aux effets transfert radiatif. Après simulation de la carte UV de la source, nous avons observé à différents endroits du nuage de HI une variation, en accord avec les observations, de la largeur de l'absorption. Ceci s'explique par la diffusion des photons Lyα combinée à la variation spatiale de la source UV.

IZw 18 est loin d'être un cas isolé dans l'Univers local. D'autres galaxies abritant une formation stellaire intense, comme II Zw 70, Mrk 36 et SBS 0335-052 affichent une forte absorption Lyα. Parallèlement, il s'avère que le milieu interstellaire est, dans toutes ces galaxies, proche d'un état statique. Visiblement ces objets possèdent aussi une très grande couverture de gaz neutre ($N_{\rm HI} \gtrsim 10^{21}$ cm^{-2}). L'absorption Lyα dans ces objets est vraisemblablement due aux mêmes effets que dans IZw 18, la diffusion résonante des photons Lyα dans un milieu diffusif statique et très dense qui confère à la poussière, même en très petite quantité, un pouvoir destructeur très efficace.

Quant aux LBGs et des LAEs à grand z, le chapitre précédent, ainsi que Schaerer & Verhamme (2008), nous ont appris qu'ils montraient des vents galactiques intenses ($\rm v_{exp} \sim 200 - 300$ km s^{-1}) et très similaires. Par conséquent, la transition entre émission et absorption Lyα est censément due à l'augmentation de $N_{\rm HI}$ et de la quantité de poussière.

A la lumière de ces efforts de modélisation complémentaires, nous proposons une certaine synthèse hiérarchique des paramètres qui contrôlent la visibilité de la raie Lyα, que ce soit entre objets du même groupe, ou bien dans le cadre d'une continuité entre les galaxies à petit et à grand redshift. On peut affirmer que la transition entre émetteurs et absorbants Lyα dépend fortement de la poussière et de la densité de colonne $N_{\rm HI}$. Mais la présence de cinématique dans le milieu interstellaire rehausse la position de cette transition dans l'espace de ces paramètres, à savoir qu'il faudra une extinction et une $N_{\rm HI}$ bien plus grandes pour espérer atténuer l'émission Lyα si le MIS est en expansion. N'oublions pas pour finir, d'une part les effets de ligne de visée qui peuvent accroître l'absorption, et d'autre part l'effet inverse que peut avoir une distribution inhomogène du gaz et de la poussière.

La dépendance de la visibilité de l'émission Lyα ainsi que son intensité discutées jusqu'ici, et les limitations inhérentes au modèle vont maintenant pouvoir être testés au moyen d'un échantillon statistique d'émetteurs Lyα. Le chapitre suivant constitue

une continuité naturelle à tout le travail mené jusqu'ici. On peut désormais examiner la physique Lyα dans une perspective cosmologique sur une échelle de redshift plus importante.

Chapitre 5

De la physique à l'astrophysique : échantillon GALEX d'émetteurs Lyα à $z \sim 0.3$

L'heure est désormais à une pause rétrospective sur notre investigation du comportement de la raie Lyα dans les milieux astrophysiques. Répit avant-courrier, par la même occasion, de l'importance du chapitre à suivre. Depuis l'ère de l'*IUE* à celle du *HST*, les observations en imagerie et spectroscopie des analogues proches des starbursts lointains ont éclairé d'une lumière nouvelle la situation inextricable dans laquelle se trouvait l'étude des émetteurs Lyα à grand redshift. Il me faut préciser, à titre personnel, l'enthousiasme et l'avantage évidents de travailler au sein de l'équipe pionnière à prendre la mesure de l'importance d'une problématique qui ira crescendo durant plus de trois décennies, avec l'expérience et l'héritage scientifique subséquents.

Ce bref rappel historique ne doit pas pour autant occulter l'apport des modèles numériques à la compréhension du patchwork que constituent les paramètres intervenant dans la visibilité de la raie Lyα. L'approche numérique que l'on vient de présenter apporte les bases d'une unification entre les propriétés des galaxies Lyα depuis le "voisinage" jusqu'au plus grand redshift, en identifiant les raisons profondes des principales différences observées.

Il en est des résultats observationnels comme des conclusions de l'investigation numérique. La portée des interprétations, et nous l'avons suffisamment allégué, est circonscrite, en premier lieu, par le nombre réduit de galaxies dans notre étude pilote qui confisque tout caractère statistique à cette approche. Difficile dans ce cas de prétendre à la moindre généralisation aux observations de l'Univers profond. D'autre part, si l'on doit émettre une réserve au sujet du modèle utilisé, ce serait sans doute l'absence d'une configuration multi-phase du milieu diffusif qui est susceptible d'altérer les résultats obtenus. Parallèlement à l'implémentation de cet ingrédient dans les simulations, une approche empirique fait également défaut, que ce soit à grand ou à petit redshift.

C'est à la faveur de ces interrogations que va émerger l'idée à la base du travail qui va conclure cette thèse et ouvrir de nouvelles perspectives. Le télescope spatial *GALEX* (*Galaxy Evolution EXplorer*) a enfin offert des capacités de sondage dans

l'Univers local similaires à celles obtenues à grand z, grâce notamment à son large champ de vue et son instrumentation dédiée au domaine UV, ingrédients incontournables pour mener ce type de programme. Deharveng et al. (2008) ont alors publié le résultat de 96 émetteurs Lyα, spectroscopiquement identifiés à un redshift $0.2 \lesssim z \lesssim 0.35$, sur un champ total de 5.65 deg^2. La possibilité d'un échantillon statistique, avec des effets de sélection très bien maîtrisés, à un redshift suffisamment proche pour permettre leurs observations complémentaires, faisaient de ces objets une opportunité quasi-idéale pour répondre aux besoins énumérés ci-dessus. Après certaines discussions, principalement autour de la stratégie observationnelle, avec Jean-Michel Deharveng notamment, on décida de demander du temps de télescope à l'ESO afin d'acquérir des données spectroscopiques complémentaires pour la partie australe de l'échantillon.

La stratégie consistait, dans sa première partie, à obtenir des spectres sur tout le domaine optique afin de construire toutes les grandeurs relatives à la physique Lyα à savoir l'extinction nébulaire, la métallicité, et surtout la fraction d'échappement de Lyα. La seconde partie du programme visait une configuration instrumentale avec une très haute résolution spectrale afin de résoudre le doublet de Sodium Na I D, dont le profil est un bon traceur de la cinématique du gaz froid (Schwartz & Martin 2004; Schwartz et al. 2006). De cette façon, on aurait un ensemble statistique et cohérent de données empiriques sans précédent, avec des contraintes sur les paramètres les plus pertinents au regard de Lyα. Mais le temps d'observation requis est devenu assez important, avoisinant un "large programme", selon les définitions de l'ESO, et le volet n'a pas été retenu pour cette fois-ci.

Il faut voir à travers ces considérations pratiques que la science en général, et l'astrophysique en particulier, n'est pas seulement un engrenage d'idées et de réflexions destinées à appréhender les divers phénomènes observés. Dans le même ordre d'idées que la *psychanalyse de la connaissance objective* de Gaston Bachelard (Bachelard 1993), qui soulignait les obstacles affectifs à notre connaissance, il nous faut composer avec les contraintes matérielles qui ralentissent la progression de notre savoir en empêchant la réalisation d'une expérimentation, ou bien contraignant l'expérimentateur en question à adapter son approche de la problématique. On est ici au plus proche du caractère concret de notre pensée. Il serait complètement illusoire de croire que dans une quête phénoménologique on puisse faire abstraction -sans jeu de mots- des considérations et conditions expérimentales.

Cet entracte épistémologique nous introduit à l'alternative adoptée. Nous avons réorienté et restreint l'étude de la cinématique du gaz neutre à travers Na I D à deux galaxies pour commencer, avec l'avantage, d'une part, de choisir deux galaxies dont le reste des paramètres sont très bien cernés, Haro 11 et ESO 338-IG04, et d'autre part, d'avoir une information spatiale à l'aide de la spectroscopie multi-fibre du *VLT* (*Very Large Telescope*) que l'on comparera évidemment avec nos observations précédentes. Les observations sont programmées pour l'été 2009 sous l'identité 083.B-0470 (PI = M. Hayes)[1]. Cela constituera une étude pilote idéale qui, couplée à l'analyse du premier volet de notre programme, sera une très bonne motivation pour notre demande de temps pour l'ensemble de nos galaxies.

Mais revenons maintenant à notre programme accepté. C'est la matière pre-

[1]PI = Principal Investigator

mière de ce chapitre dont nous allons présenter tout de suite les détails. Ce travail donne lieu à deux publications dans A&A (Atek et al. 2009c,a), auxquelles on se reportera pour une analyse plus détaillée que celle présentée ici. Dans le premier article, la **première estimation empirique** de la fraction d'échappement de Lyα statistiquement acceptable est présentée avec les implications sur les études Lyα particulièrement à grand z. Le second article explore plus en détail les propriétés des LAEs à $z \sim 0.3$ et plus généralement l'évolution des galaxies Lyα avec le redshift, insistant sur les raisons physiques de plusieurs tendances observationnelles.

5.1 Observations

5.1.1 L'échantillon *GALEX*

L'échantillon d'émetteurs Lyα à $0.2 \lesssim z \lesssim 0.35$ comprend 96 galaxies extraites du sondage spectroscopiques de *GALEX* (Deharveng et al. 2008). Le mode spectroscopique utilise les réseaux NUV ($1950 - 2750$ Å) et FUV ($1350 - 1750$ Å) pour la recherche "en aveugle" des émetteurs Lyα. La résolution spectrale pour un point source est typiquement de 8 Å pour le FUV et 20 Å pour le NUV (voir Morrissey et al. 2007). L'extraction des spectres est effectuée pour tous les points sources dont le rapport S/N par élément de résolution dépasse 2 dans le domaine FUV et 3 dans le NUV. Cinq champs furent choisis par Deharveng et al. (2008) parmi les données *GR2* (*Galex Realease 2*), totalisant une couverture de 5.6 deg^2. Les candidats LAEs sont choisis, par inspection visuelle de leur spectres, sur la base d'une émission Lyα potentielle. Les galaxies sont ensuite classées dans trois catégories selon la qualité et la fiabilité de la détection de la raie Lyα. La figure 5.1 présente un spectre typique de chaque catégorie (1= bon à 3 = incertain).

5.1.2 Le suivi spectroscopique

Un sous-échantillon de 30 galaxies à été choisi pour le suivi spectroscopique et comprend les objets des champs de l'hémisphère Sud CDFS (Chandra Deep Field South) et ELAIS-S1. Un total de 6 nuits à été alloué pour le programme 082.B-0392 (PI = H. Atek) sur le *NTT* (*New Technology Telescope*). L'expérience de conduire des observations, sur un site aussi exceptionnel que La Silla, me semble assez importante pour valoir une digression. Etre au plus près de l'instrumentation, élaborer et corriger la stratégie d'observation durant la nuit, guetter fébrilement le mouvement du moindre cirrus au loin, sont autant de choses qui nous ramène à ce qu'est finalement l'astronomie : l'observation du ciel. Et puis il y a cette contemplation d'une voûte pure et limpide au milieu du désert, la découverte des nuages de Magellan pendus au ciel austral, le cou inlassablement tordu vers ce qui nous anime.

Entre le 20 et le 26 novembre donc, l'instrument *EFOSC2* (*ESO Faint Object Spectrograph and Camera*) était à notre disposition pour deux modes d'observations : *(1)* un mode spectro-photométrique avec une fente de $5''$ de largeur pour permettre une couverture totale de la galaxie. De cette façon on pourra aisément comparer ces flux à $f(\text{Ly}\alpha)$ extraits de *GALEX* qui n'est justement pas limité par l'ouverture.

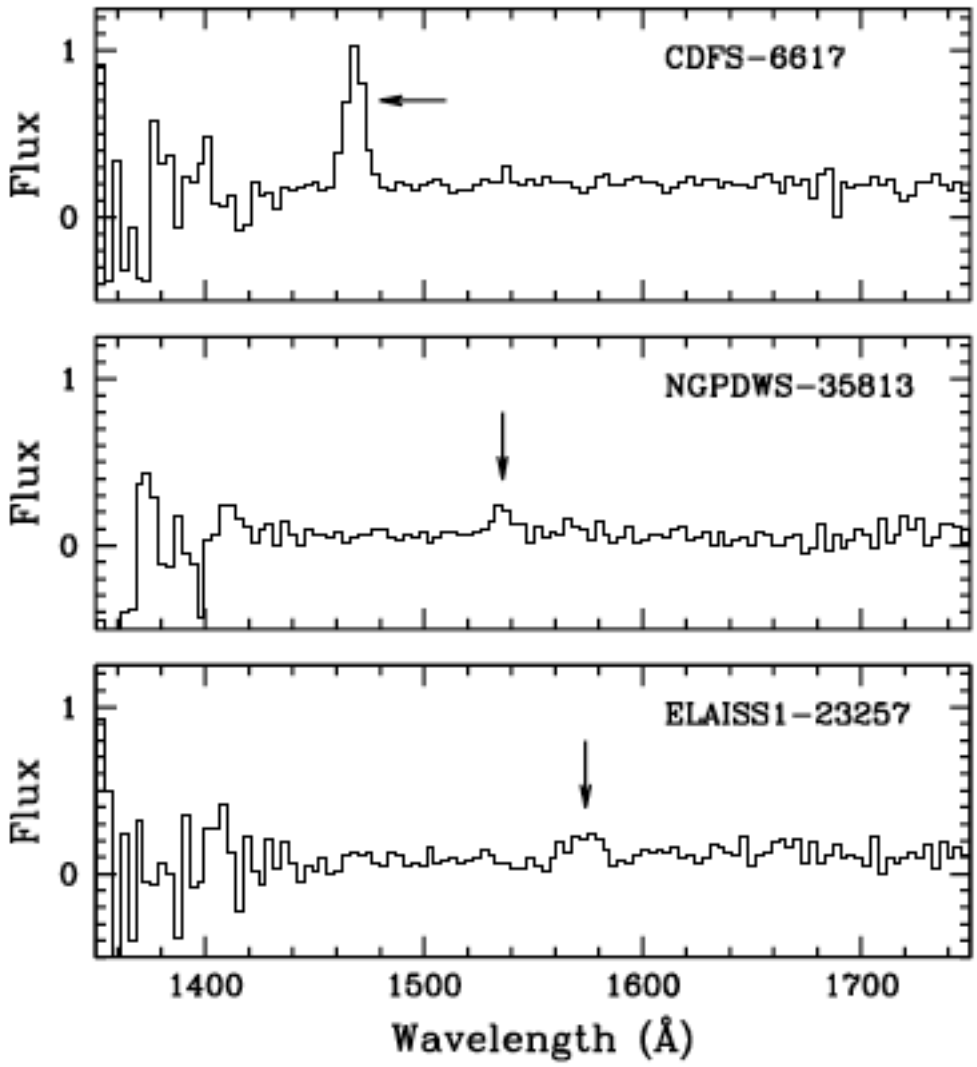


Fig. 5.1: Spectres typiques des candidats émetteurs Lyα détectés par *GALEX*. *De haut en bas :* la qualité des spectres et la fiabilité d'identification de la raie Lyα sont classées en Q=1 (bon), Q=2 (moyen), Q=3 (incertain). Les flux sont donnés en photons cm^{-2} s^{-1} Å^{-1}, et la raie identifiée comme étant Lyα est marquée par une flèche.

				Temps d'integration	
Galaxie	RA	DEC	z_{GALEX}	Spectroscopie	Spectro-photométrie
CDFS-10937	3 : 35 : 08.40	−28 : 02 : 43.44	0.346	4800	3600
CDFS-1348	3 : 32 : 57.72	−28 : 23 : 17.88	0.217	4800	...
CDFS-16104	3 : 32 : 56.64	−27 : 53 : 16.44	0.374	4800	3600
CDFS-1821	3 : 33 : 02.04	−28 : 21 : 27.72	0.251	4800	...
CDFS-19355	3 : 34 : 55.10	−27 : 48 : 02.88	0.314	3600	...
CDFS-21667	3 : 33 : 07.27	−27 : 44 : 32.64	0.219	4800	...
CDFS-21739	3 : 34 : 50.71	−27 : 43 : 45.48	0.323	4800	3600
CDFS-2422	3 : 31 : 34.73	−28 : 20 : 22.20	0.176	3600	3600
CDFS-33311	3 : 32 : 25.08	−27 : 17 : 25.44	0.391	4800	3600
CDFS-3801	3 : 30 : 57.00	−28 : 16 : 45.84	0.285	4800	3600
CDFS-4927	3 : 31 : 54.36	−28 : 14 : 19.00	0.283	4800	...
CDFS-5448	3 : 32 : 18.72	−28 : 13 : 20.64	0.283	4800	3600
CDFS-6535	3 : 31 : 50.93	−28 : 11 : 20.40	0.216	3600	3600
CDFS-6617	3 : 32 : 41.83	−28 : 11 : 25.08	0.208	2400	3600
CDFS-7100	3 : 31 : 59.83	−28 : 09 : 51.84	0.239	4800	3600
ELAISS1-16921	0 : 41 : 05.59	−43 : 52 : 29.28	0.312	4800	3600
ELAISS1-16998	0 : 38 : 04.92	−43 : 52 : 28.20	0.223	1400	...
ELAISS1-21062	0 : 38 : 39.91	−43 : 43 : 21.00	0.211	4800	...
ELAISS1-23257	0 : 37 : 54.05	−43 : 38 : 27.59	0.294	4800	900
ELAISS1-23425	0 : 37 : 29.06	−43 : 38 : 08.16	0.300	4800	900
ELAISS1-2386	0 : 40 : 01.87	−44 : 25 : 43.67	0.268	4800	3600
ELAISS1-6587	0 : 38 : 14.16	−44 : 14 : 36.95	0.272	4800	3600
ELAISS1-8180	0 : 39 : 32.14	−44 : 11 : 30.12	0.188	3600	...

TAB. 5.1: Résumé des observations sur *NTT/EFOSC2*. Le redshift indiqué est mesuré à partir de la raie Lyα (Deharveng et al. 2008). Le mode spectroscopique utilise une fente de 1″, alors que le mode spectro-photométrique correspond à une large fente de 5″. Les deux configurations utilisent le réseau n°13 qui couvre une étendue spectrale optique de $3690 - 9320$ Å.

(2) un mode spectroscopique avec une fente de 1″ qui offre une meilleure résolution spectrale pour pouvoir distinguer les raies de [NII] de Hα ou corriger de l'absorption stellaire sous-jacente dans les raies de Balmer. Les deux configurations utilisent le réseau n°13 qui couvre une très large gamme spectrale ($3690 - 9320$ Å) permettant d'observer typiquement de la raie [OII] 3727 Å au doublet [SII] $6717 + 6731$ Å, tenant compte de la gamme de redshift couverte par les galaxies. Un filtre spécial a été monté pour couper le flux en dessous de $\lambda \sim 4200$ Å (au repos), pour éviter une contamination du domaine proche infrarouge de nos spectres par le second ordre de la dispersion. Le journal des observations est donné dans la table 4.1. Pour la réduction des données on se reportera à l'article soumis à A&A Atek et al. (2009c).

5.2 Analyse des propriétés physiques et spectrales

5.2.1 Procédure de mesure

Les spectres obtenus après réduction et calibration sont analysés au moyen de routines incluses dans la procédure `SPLOT` de `IRAF`. Le redshift est déterminé ici, avec naturellement plus de précision que celui de *GALEX*, par l'analyse de plusieurs signatures spectrales avec un bon rapport S/N. Les mesures des quantités spectrales qui suivent sont effectués sur les spectres ramenés à la longueur d'onde au repos. Le flux et la largeur équivalente sont mesurés pour les raies, lorsqu'elles sont observées, [OII] 3727Å, [OIII] 4959, 5007 Å, Hδ, Hγ, Hα, Hβ, [NII] 6548, 6584 Å et [SII] 6717, 6731 Å. Pour la plupart des spectres, la raie Hα (6563 Å) se mélange avec les raies [NII] (6548 et 6584 Å), même pour le mode spectroscopique. Dans ce cas une procédure d'ajustement est employée dans `SPLOT` pour mesurer les flux séparément dans chaque raie avec la meilleure résolution. Le rapport [NII]/Hα obtenu est ensuite utilisé pour corriger le flux Hα dans les observations utilisant une fente de $5''$. Parfois, il arrive également que des raies faibles ne soient détectées que dans le mode de plus haute résolution. Dans ce cas la photométrie de ces raies est déduite du rapport avec les raies plus fortes comme Hα.

Notre dernière préoccupation concerne l'absorption stellaire sous-jacente qui affecte les raies de recombinaison Balmer. Afin d'estimer cette contribution, nous avons ajusté la distribution d'énergie spectrale des galaxies par les modèles de synthèse spectrale *Starburst 99* (Leitherer et al. 1999). Les spectres sont échantillonnés à intervalle régulier de longueur d'onde (35 Å) en prenant soin de masquer les raies d'émission (on rappelle qu'on essaie de modéliser ici la lumière des étoiles). Le modèle donnant le meilleur ajustement est utilisé pour déterminer la largeur équivalente de l'absorption stellaire Hα et Hβ avec un profil de Voigt. Le flux correspondant (négatif pour l'absorption) est obtenu simplement en multipliant EW par le continu déterminé dans nos spectres. On en déduit les flux absolus (corrigés) Hα et Hβ en ajoutant ce flux confisqué par les étoiles au flux observé.

S'agissant des incertitudes, la procédure de mesure donne systématiquement l'erreur à 1σ. La méthode est la suivante : l'erreur à 1σ est déterminé pour chaque pixel à partir du bruit observé dans les spectres[2]. Un modèle de bruit est alors construit suivant une statistique de Poisson, supposant que les sigma des pixels sont indépendants. Lors des mesures portant sur les raies d'émission, le simple ajustement ou bien la procédure de séparation des raies mélangées, constituent un modèle idéal (sans bruit). Mais à partir du modèle de bruit défini précédemment (bruit observé) nous allons pouvoir déduire les incertitudes sur l'ajustement. On effectue 1000 simulations Monte Carlo qui reproduisent le modèle d'ajustement idéal mais auquel on ajoute à chaque tirage un bruit aléatoire (distribution Gaussienne) basé sur le bruit observé. On obtient ainsi 1000 ajustements de la raie, et la déviation standard dans cet ensemble nous donne l'incertitude.

Finalement les incertitudes Monte Carlo déterminées dépendent essentiellement du rapport S/N des spectres. Suivant une propagation des erreurs déterminée dans

[2]Lors de la réduction et la calibration des données, à chaque spectre de galaxie est associé un spectre de bruit basé sur les erreurs de calibration, le fond de ciel etc.

cette section, toutes les quantités que nous allons calculer par la suite seront accompagnées de leurs incertitudes respectives.

5.2.2 Extinction

Nous nous intéressons dans cette section à l'extinction interne de la galaxie causée par la poussière interstellaire. La contribution de la poussière de notre Galaxie est négligeable car toutes les galaxies se trouvent à une très haute latitude Galactique. On quantifie ici l'extinction dans la phase gazeuse par le coefficient $C(\mathrm{H}\beta)$ qui peut être calculé à partir du décrément Balmer :

$$\frac{f(H\alpha)}{f(H\beta)} = R \times 10^{-C[S(H\alpha)-S(H\beta)]} \tag{5.1}$$

où $\frac{f(H\alpha)}{f(H\beta)}$ est le rapport des flux mesurés, et R le rapport intrinsèque. On utilise ici la valeur canonique de R = 2.86 dans le cas B de la recombinaison (Osterbrock 1989). $S(H\alpha)$ et $S(H\beta)$ sont les valeurs de la courbe d'extinction à la longueur d'onde de Hα et Hβ respectivement. Selon la loi d'extinction de Seaton (1979), on adopte $S(H\alpha) - S(H\beta) = -0.323$. Le rougissement $E(B-V)$ peut être ensuite déduit en utilisant simplement l'équation 5.1 et la relation $E(B-V) = C/1.47$. Le paramètre d'extinction traditionnel $\mathrm{A_V}$, qui quantifie l'extinction dans la bande V, est donné par le rapport moyen $\mathrm{R_V} = A_\mathrm{V}/E(B-V) = 3.2$ (Seaton 1979).

5.2.3 Contribution des AGN

Si l'on veut discuter des propriétés des galaxies à travers les divers indicateurs de formation stellaire, il nous faut identifier les régions HII qui sont excitées, non pas par le rayonnement d'étoiles chaudes, mais par un noyau actif. On procède à cette fin au diagnostic de l'état d'ionisation du gaz à travers les rapports des raies d'émission optiques. L'examen du rapport [OIII] λ5007/Hβ *versus* [NII] λ6584/Hα, connu sous le nom du diagramme BPT (Baldwin et al. 1981), permet de séparer l'ionisation d'un rayonnement stellaire et celle d'un rayonnement plus dur qui peut avoir pour origine un AGN ou un LINER (Low-Ionization Nuclear Emission Line). La physique qui sous-tend cette argumentation est, que le rayonnement provenant d'un AGN induit une excitation plus importante que celui des jeunes étoiles, et favoriser l'émission des raies collisionnelles aux dépends des raies de recombinaison. On va également utiliser un diagramme complémentaire, proposé à l'origine par Veilleux & Osterbrock (1987), pour ce diagnostic qui consiste à comparer [OIII] λ5007/Hβ versus [SII] (λ6717 + 6732)/Hα.

La figure 5.2 situe la position de nos galaxies dans ce diagramme, et ce en utilisant les rapports de raies corrigés de l'extinction, même si ces valeurs sont très peu sensibles à la poussière. Les incertitudes déterminées en Sect. 5.2.1 sont également présentées pour ces rapports. Nous avons inclus les starbursts locaux observés par *IUE* dans ce diagnostic pour comparaison. Comme attendu pour les starbursts, les galaxies se disposent le long d'une région relativement étroite, marquant leur

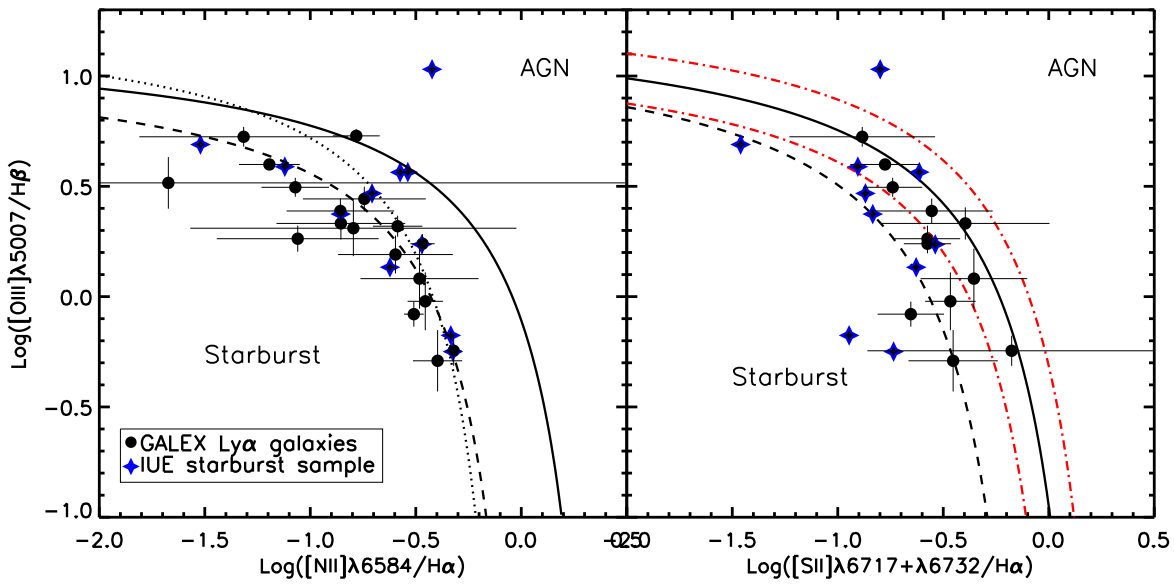


Fig. 5.2: Classification des galaxies à raies d'émission étroites à l'aide du diagramme BPT. Les émetteurs Lyα *GALEX* sont représentés par les ronds noirs avec les barres d'erreur associées, alors que les losanges bleus sont les galaxies locales de l'échantillon *IUE*. *A gauche :* rapports [OIII] $\lambda5007/\mathrm{H}\beta$ *vs* [NII] $\lambda6584/\mathrm{H}\alpha$. Les courbes continue et en tirets sont les limites théoriques séparant les starbursts des AGNs et supposent respectivement une formation stellaire continue (Kewley et al. 2001) ou une flambée instantanée (Dopita et al. 2000). La courbe en pointillés est la ligne de Kauffmann et al. (2003). *A droite :* diagnostic [OIII] $\lambda5007/\mathrm{H}\beta$ *vs* [SII] $(\lambda6717+6732)/\mathrm{H}\alpha$, avec les mêmes délimitations théoriques que le panneau de gauche. Les courbes rouges montrent les incertitudes typiques des modèles à hauteur de 10%.

séparation des AGNs. Sur les deux figures, nous avons représenté les délimitations théoriques prédites par les modèles de photoionisation, qui placent les régions de formation stellaire dans le coin bas-gauche et les régions de type AGN dans le coin haut-droite. Sur la partie gauche de la figure, la courbe en tirets représente la limite supérieure pour les régions HII en supposant une flambée instantanée de formation d'étoiles (Dopita et al. 2000), alors que la courbe en trait plein suppose un épisode étendu (plus de $4-5$ Myr, Kewley et al. 2001). Analysant un large échantillon de galaxies du *SDSS*, Kauffmann et al. (2003) à revu cette limite à la baisse (courbe en pointillés). La partie droite de la figure présente également les démarcations de Dopita et Kewley pour le second diagnostic. Cependant ces modèles sont sujets à differentes sources d'erreur, à commencer par les hypothèses d'abondance chimique, de fonction de masse initiale (IMF) ou bien les modèles d'atmosphères stellaires. L'incertitude typique sur la limite indiquée avoisine les 10% (Kewley et al. 2001), et est représentée par les courbes rouges pour le diagramme [OIII] $\lambda5007/\mathrm{H}\beta$ *vs* [SII] $(\lambda6717+6732)/\mathrm{H}\alpha$.

On peut constater que tous les objets *GALEX*, hormis un seul cas, se trouvent vers ou en dessous de la limite théorique. Cette tendance est très claire sur le diagramme de gauche [OIII]/Hβ contre [NII]/Hα, mais s'avère un peu moins limpide

pour le diagnostic [OIII]/Hβ *vs* [SII]/Hα, même si, dans tous les cas, cela reste compatible avec les incertitudes des observations et des modèles. Les incertitudes liées aux observations sont plus importantes dans le diagramme de gauche car les raies [SII] ainsi que Hα sont décalées vers des longueurs d'onde très affectées par la brillance du fond ciel.

De plus, on a également vérifié la présence potentielle d'émission X significative dans nos objets ce qui impliquerait la présence d'un AGN. Seulement deux objets de notre échantillon possèdent des détections en rayonnement X dans les observations de *Chandra*. Par conséquent on peut émettre des réserves quant à la nature de la source d'ionisation pour trois objets au maximum. Cela représenterait 12.5 % de notre échantillon, qu'on peut comparer à la fraction typique d'AGN ($\sim 0-5$ % ou plus) trouvée dans les études de LAEs à grand redshift (Wang et al. 2004; Gawiser et al. 2006, 2007; Nilsson et al. 2008; Ouchi et al. 2008b).

5.3 La physique de Lyα selon le redshift

5.3.1 Largeur équivalente Lyα

Dans la section 5.2.2 nous avons calculé l'extinction qui affecte l'émission nébulaire dans les objets à $z \sim 0.3$ mais aussi pour les objets proches du catalogue *IUE*. Plusieurs études antérieures se sont intéressées à l'effet de la poussière sur l'émission Lyα, en particulier la corrélation entre la largeur équivalente Lyα et l'extinction. Curieusement, différents résultats émergèrent de ces travaux, conduisant à des conclusions contrastées. On peut citer les résultats , à présent familiers, de Giavalisco et al. (1996) qui notèrent une large dispersion dans la relation entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et l'extinction, pour un ensemble de 22 galaxies starburst locales. Ils conclurent qu'en plus de la diffusion, l'émission Lyα pouvait différer des prédictions à cause de chemins optiques (zones ionisées locales) différents de la moyenne sur la galaxie. Les observations à grand redshift vont cependant aller résolument à l'encontre de ces conclusions. Les quatre sous-groupes de spectres composites de LBGs à $z \sim 3$ (Shapley et al. 2003) montrent une anticorrélation entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et E(B-V)*, où le groupe à forte émission Lyα présente un continu stellaire plus pentu (plus bleu). La même tendance à été retrouvée plus récemment par Vanzella et al. (2009) dans un échantillon spectroscopique de LBGs à $z \sim 4$. Suivant la méthodologie de Shapley et al. (2003), Pentericci et al. (2009) ont séparé leur échantillon de LBGs à $z \sim 4$ par tranches d'extinction pour trouver la même anticorrélation entre la valeur moyenne de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et la pente β du continu. Quoiqu'il puisse être de la fiabilité de cette tendance, il est clair que les barres d'erreur importantes plaident pour une dispersion dans les paramètres de ces galaxies. De plus, il ne faut surtout pas ignorer que l'extinction dans ces galaxies à grand redshift est celle du continu UV qui peut sensiblement différer de l'extinction des raies d'émission, que nous calculons dans le présent travail.

On montre dans la figure 5.3 l'évolution de la largeur équivalente Lyα en fonction de $E(B-V)$, pour les LAEs à $z \sim 3$ ainsi que notre compilation de starbursts proches, incluant l'échantillon spectroscopique *IUE* (triangles bleus). Aucune corré-

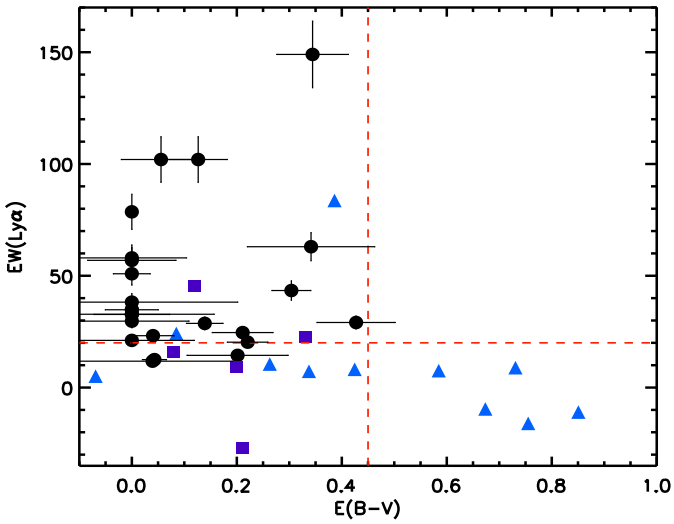


Fig. 5.3: Largeur équivalente Lyα en fonction de l'extinction. Les ronds noirs représentent les objets *GALEX* et les triangles bleus les galaxies *IUE* avec les incertitudes associées aux deux échantillons. Nous avons également ajouté les galaxies locales étudiées dans le chapitre 2 (Atek et al. 2008). Les lignes horizontales et verticales symbolisent la limite EW de détection des LAEs et l'extinction associée.

lation claire ne semble ressortir de cette figure à la vue de la dispersion des valeurs de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ selon l'extinction, qui va de $E(B-V) = 0$ à 0.45 pour les LAEs *GALEX*. Ce résultat est en accord avec l'imagerie Lyα des starbursts proches du chapitre 2 dont les valeurs sont incluses dans la figure (carrés violets). La dispersion observée est encore une fois symptomatique d'effets qui extirpent l'émission Lyα d'une dépendance univoque à la poussière. On confirme ici avec un grand échantillon de galaxies que d'autres paramètres de la galaxie, comme l'expansion du MIS, jouent un rôle essentiel. Cependant, l'effet de super vents galactiques, qui devrait faciliter la sortie des photons Lyα devient insuffisant dans le cas d'une grande extinction, comme on l'a vu dans le chapitre 3 (Verhamme et al. 2008; Schaerer & Verhamme 2008). En ce qui concerne notre étude, on ne trouve aucun émetteur Lyα à des $E(B-V)$ supérieurs à 0.45, tous objets confondus, alors que l'échantillon *IUE* explore de grandes valeurs d'extinction (jusqu'à $E(B-V) \sim 0.8$). D'autre part, ceci reflète l'hypothèse généralement admise qui stipule que la quantité de poussière diminue avec le redshift, puisqu'on explore des phases d'évolution galactique de plus en plus jeunes (p. ex. Hathi et al. 2008).

Une autre tendance plusieurs fois reportée par divers auteurs, et attribuée à des effets quelque peu similaires, est la décroissance de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ en fonction du SFR_{UV}, si l'on suppose que ce dernier est un bon indicateur de l'évolution de la galaxie (Ando et al. 2004; Tapken et al. 2007; Verhamme et al. 2008). La figure 5.4 présente ce diagramme pour nos objets. La même figure a également été présentée à la section 3.1, rassemblant une compilation de données sur les LAEs et LBGs à grand z, et qui couvrait une plus large gamme de SFR et de EW. Malgré l'espace restreint couvert par ces paramètres, on voit une tendance similaire sur la figure 5.4, avec des largeurs

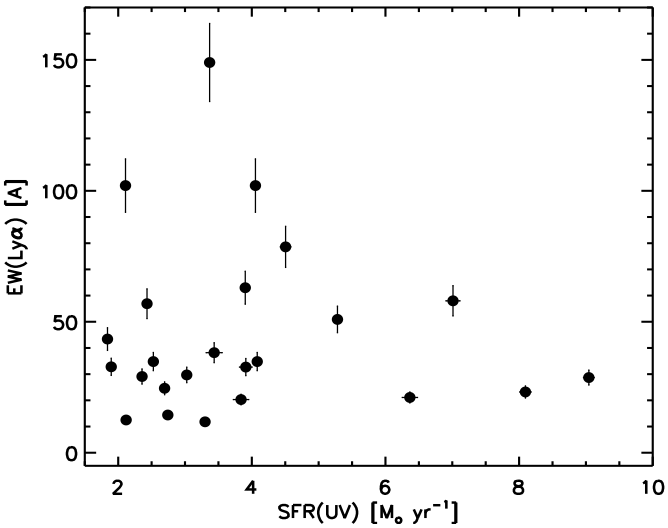


FIG. 5.4: Largeur équivalente Lyα en fonction du taux de formation stellaire UV. $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ est la valeur observée calculée dans le référentiel au repos. SFR_{UV} est la valeur déterminée à partir de la luminosité UV à 1530 Å et non corrigée de l'extinction. Les barres d'erreur de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ sont de 10%, et celles de SFR_{UV} sont basées sur la photométrie UV de *GALEX*.

équivalentes plus modestes pour des grandes valeurs de SFR_{UV}. Mais comme nous l'avons mentionné au sujet de la figure 5.3, nos galaxies ne couvrent pas une étendue suffisante d'extinction pour distinguer clairement entre les différents paramètres d'atténuation de Lyα. De ce fait, il nous est difficile de tirer des conclusions plus avancées qui connecteraient les deux relations $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}/E(B-V)$ et $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}/\mathrm{SFR}_{UV}$.

En clair, les deux figures 5.3 et 5.4 indiquent que la décroissance de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ aux faibles valeurs de SFR_{UV} est probablement due à des différences d'histoires de formation stellaires plutôt qu'à une augmentation de la quantité de poussière. Les flambées de formation stellaire instantanées, susceptibles de générer les plus grandes valeurs de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$, sont plus probables à un stade très jeune de la galaxie, c'est à dire pour des petits SFR_{UV}, alors que des épisodes de formation stellaire continue, à un âge plus avancé, produisent des largeurs équivalentes nettement plus modestes à l'équilibre. Alternativement, si l'on considère un flux Lyα constant, l'augmentation plausible du continuum UV avec le SFR_{UV} mènera tout naturellement à une décroissance de $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$.

5.4 La désertion des photons Lyα : ingrédient cosmologique clé

La connaissance de la fraction de l'émission Lyα qui parvient à sortir de la galaxie est, sans conteste, l'étape la plus précieuse et nécessaire à notre compréhension de la manière dont les différents paramètres, discutés jusqu'ici, participent à falsifier notre interprétation des observables Lyα. Est-il encore nécessaire de préciser que certaines grandeurs cosmologiques, comme le taux de formation stellaire ou la fonction de luminosité, ont longtemps été calculées à partir de la luminosité Lyα **observée**,

ou dans le meilleur des cas corrigée de l'extinction par le biais de la pente UV β ? L'hypothèse, assez répandue, selon laquelle 100% des photons Lyα émis nous parviennent peut avoir de fâcheuses conséquences sur les théories qu'on échafaude sur la formation et l'évolution des galaxies, à l'image des simulations cosmologiques qui utilisent une fraction d'échappement Lyα constante (Dijkstra et al. 2007; Nagamine et al. 2008; Orsi et al. 2008).

La première détermination empirique de la fraction d'échappement Lyα fut présentée dans Atek et al. (2008, cf. Chap. 2). On rappelle que la méthode repose sur le fait qu'à la différence de Lyα, Hα n'est pas sujet aux effets complexes de transfert radiatif et qu'on peut dès lors remonter à sa valeur intrinsèque par simple correction de l'extinction. Le flux Lyα intrinsèque est quant à lui déduit de la théorie de la recombinaison (voir équation 2.8). Selon cette méthode, la figure 5.5 présente l'évolution de f_{esc}(Lyα) pour notre échantillon de galaxies en fonction de l'extinction. Nous avons également inclus l'échantillon *IUE* et les résultats de l'imagerie Lyα, mais en ne gardant que les émetteurs nets en Lyα, c'est a dire avec $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} > 0$ Å, afin de garder une certaine cohérence avec l'ensemble *GALEX* qui ne contient, pour des raisons de sélection, que des émetteurs. En réalité cette figure constitue une sorte de corollaire pour l'ensemble des informations traitées, avec diverses implications sur la physique Lyα et l'évolution des LAEs.

On peut constater, de prime abord, que f_{esc} est caractérisée par une large variation allant de $f_{esc} \sim 0.5$ % à 100 %. Ce simple constat écarte d'office l'hypothèse d'une fraction d'échappement Lyα constante. Il existe même des objets montrant une fraction d'échappement plus grande que celle attendue pour le continu, i.e. qui se trouvent au dessus de la courbe bleue en pointillés, qui indique clairement une destruction préférentielle des photons Hα par rapport aux photons Lyα. La courbe du continu correspond à $f_{esc}(\mathrm{cont}) = 10^{-0.4\ k(1216)\ E(B-V)}$, où $k(1216) \sim 9.9$. Nous avions discuté de cet effet dans le chapitre 2 pour expliquer le rapport Lyα/Hα excédant le taux de recombinaison. La géométrie inhomogène du milieu interstellaire qui mène à ce résultat à été schématisée dans la figure 2.7. Il est à présent observé dans un échantillon de galaxies plus significatif. Il se peut également que cette observation ne soit le résultat que d'une géométrie bipolaire, où les photons Lyα sont préférentiellement focalisés dans la direction perpendiculaire au disque en suivant les vents galactiques perpendiculaires au disque. Pour le reste des galaxies, avec $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha) \lesssim f_{esc}(\mathrm{cont})$, on ne peut, sans observations complémentaires, démêler ces effets des autres paramètres influant sur f_{esc}, tels que la cinématique du gaz HI qui contribue à rapprocher les points de la courbe de f_{esc}(cont).

En second lieu, la fraction d'échappement Lyα est clairement sensible à la quantité de poussière. La courbe rouge (en tirets) représente le meilleur ajustement de la relation f_{esc} $-E(B-V)$, qui correspond à :

$$f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha) \;=\; 10^{-0.4\ k(\mathrm{Ly}\alpha)\ E(B-V)} \quad \text{avec} \quad k(\mathrm{Ly}\alpha) \sim 13 \tag{5.2}$$

Le paramètre k(Lyα) est le nouveau coefficient d'extinction déterminé à partir de l'ajustement, et qui diffère de la valeur classique à la longueur d'onde de Lyα k(1216 Å). Il représente grosso modo une moyenne de tous les paramètres susceptibles d'affecter l'émission Lyα. En particulier, la diffusion résonante augmente la profondeur

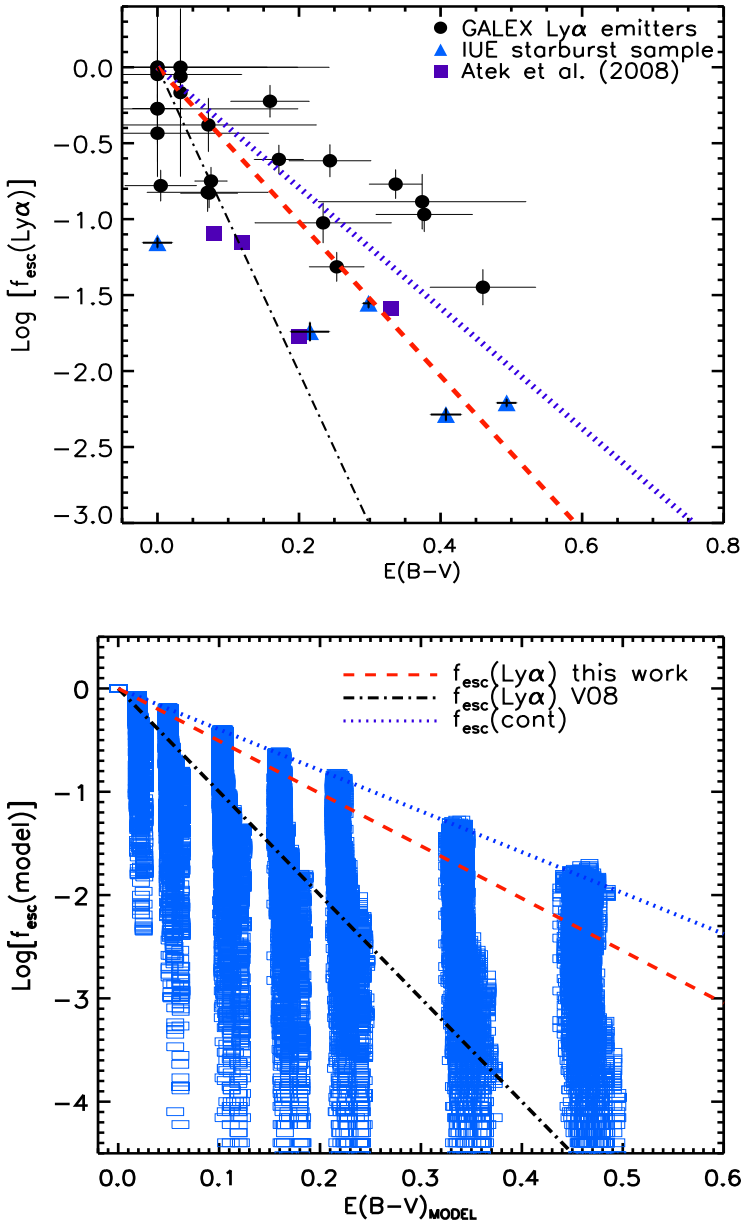


FIG. 5.5: Fraction d'échappement Lyα en fonction de l'extinction dans le gaz. *En haut :* logarithme de f_{esc}(Lyα) observée, pour les LAEs à $z \sim 0.3$ et les starbursts à $z \sim 0$ (voir la légende). La courbe bleue pointillée correspond à la fraction d'échappement du continu UV atténuée par la poussière (voir texte pour les détails). La courbe en tirets rouges représente le meilleur ajustement trouvé aux observations. *En bas :* prédictions de f_{esc}(Lyα) avec le code `MCLya` de transfert radiatif (Verhamme et al. 2006). La courbe noire est le meilleur ajustement trouvé pour les observations de LBGs à $z \sim 3$ dans le chapitre 3, et les rectangles bleus, qui forment des colonnes, sont les valeurs prédites de f_{esc}(Lyα) *vs* $E(B-V)$ (Hayes et al. 2009) en utilisant toutes les combinaisons possibles des autres paramètres ($N_{\rm HI}$, v_{exp}, b). Les deux autres courbes sont les mêmes que la figure du haut.

optique d'absorption par la poussière, donnant lieu à une valeur de $k(\mathrm{Ly}\alpha)$ plus grande que le continu à 1216 Å. Cependant, la dispersion observée autour de cette relation trahit des effets supplémentaires tels que la géométrie du milieu de diffusion qui peut diminuer $k(\mathrm{Ly}\alpha)$ jusqu'à des valeurs qui peuvent être en dessous de k(1216 Å) (points au dessus de la courbe bleue).

Dans la seconde partie (en bas) de la figure 5.5, on compare ce résultat aux prédictions des simulations de transfert radiatif. La courbe noire représente l'équation[3] déduite de l'ajustement des profils Lyα des LBGs à $z \sim 3$ (cf. Sect. 3.1, Verhamme et al. 2008). Selon notre définition, cela correspond à $k(\mathrm{Ly}\alpha) \sim 25$, qui équivaut à la partie de nos galaxies dont f_{esc} est sévèrement atténuée. La valeur de $k(\mathrm{Ly}\alpha)$ déduite empiriquement ici s'avère plus faible que les prédictions des modèles, et ce pour une raison bien précise. La grille des modèles `MCLya` repose sur une géométrie simple de coquille homogène et symétrique de gaz en expansion autour de la région de formation stellaire. Nous l'avons mentionné assez suffisamment dans le chapitre de la simulation, ce modèle ne tient, par conséquent, pas compte des effets d'un milieu interstellaire multi-phase, qui, on le sait, peut augmenter significativement f_{esc}. Ceci est d'ailleurs très bien démontré par les colonnes (ensemble de rectangles) bleues, qui représentent f_{esc} en fonction de $E(B-V)$ mais avec toutes les combinaisons possibles du reste des paramètres (la densité de colonne N_{HI}, la vitesse d'expansion v_{exp}, le paramètre Doppler b). L'amplitude de la dispersion autour de la courbe est quelque peu similaire à nos observations, mais jamais f_{esc} n'excède vraiment la valeur du continu (courbe bleue). Par conséquent, on peut prédire que l'implémentation d'un paramètre, qui quantifierait l'inhomogénéité du MIS, dans le modèle de coquille devrait ramener la courbe du modèle plus proche de notre courbe empirique. C'est le prochain ingrédient qui sera inclus incessamment dans la nouvelle version de `MCLya` (Schaerer 2009).

Pour finir, remarquons qu'en moyenne, f_{esc} est plus élevée dans les galaxies à $z \sim 0.3$ qu'à $z \sim 0$. On ne peut pas, pour autant, voir assurément une évolution de f_{esc} avec le redshift. Nous avons probablement ici le résultat d'effets de sélection. Les objets locaux sont des galaxies déjà connues pour la plupart, et sélectionnées indépendamment de leur émission Lyα (émission et absorption). En revanche, les LAEs à $z \sim 0.3$ sont sélectionnées à partir de leur émission Lyα, ce qui suppose une largeur équivalente Lyα suffisamment élevée (typiquement $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \gtrsim 10$ Å) pour une éventuelle détection. Il semble alors évident qu'une telle classe d'objets a bien plus de chances d'avoir une f_{esc} élevée. C'est probablement ce même effet de sélection qui fait que les LAEs à grand-z (qui sont sélectionnés, on le rappelle, selon le critère $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} > 20$ Å) montrent une différence moins flagrante entre Lyα et l'émission non-résonante en général.

5.4.1 Taux de formation stellaire

Comme on l'a vu au chapitre 2, le taux de formation stellaire est une grandeur essentielle pour comprendre l'évolution des galaxies, et différentes méthodes sont

[3] L'équation publiée dans Verhamme et al. (2008) tenait injustement compte du continu dans le calcul de f_{esc}. Nous avons corrigé cela.

Galaxie	E(B-V)	f_{esc}(Lyα)	SFR(Lyα)	SFR(Hα)	SFR(UV)	EW(Lyα)	EW(Hα)
CDFS-10937	0.34	0.14	2.13	4.92	3.90	63	225
CDFS-1348	0.30	0.18	0.67	1.69	1.84	43	84
CDFS-16104	0.04	0.16	1.90	10.3	8.10	23	362
CDFS-1821	0.21	0.26	0.59	1.27	2.70	25	110
CDFS-19355	0.14	0.27	2.18	5.56	9.04	29	49
CDFS-21667	0.04	0.45	0.32	0.61	3.30	12	11
CDFS-21739	0.00	0.18	1.26	7.43	4.08	35	71
CDFS-2422	0.20	0.10	0.39	2.40	2.74	14	58
CDFS-30899	0.00	0.00	2.75	2.57	4.50	79	25
CDFS-33311	0.00	2.27	4.16	3.78	7.01	58	244
CDFS-3801	0.00	1.53	0.85	2.12	3.02	30	36
CDFS-4927	0.05	1.32	1.86	1.17	2.11	102	36
CDFS-5448	0.34	0.11	2.62	10.02	3.37	149	158
CDFS-6535	0.00	0.00	0.64	0.46	2.52	35	16
CDFS-6617	0.00	0.58	1.94	3.78	5.28	51	237
CDFS-7100	0.43	0.04	0.47	4.53	2.35	29	184
ELAISS1-16921	0.22	0.05	1.20	13.40	3.84	20	93
ELAISS1-16998	0.00	1.02	1.10	1.16	2.43	57	20
ELAISS1-21062	0.04	0.19	0.33	1.43	2.12	12	325
ELAISS1-23257	0.00	0.31	1.28	5.71	3.91	33	915
ELAISS1-23425	0.00	0.96	1.69	5.62	6.36	21	107
ELAISS1-2386	0.00	0.40	0.57	1.59	1.89	33	65
ELAISS1-6587	0.13	0.64	3.79	4.33	4.05	102	533
ELAISS1-8180	0.00	...	0.93	1.16	3.44	38	13

TAB. 5.2: Propriétés et grandeurs cosmologiques des LAEs *GALEX*. La première colonne donne l'extinction nébulaire déterminée à partir du décrément Balmer. La seconde donne la fraction d'échappement des photons Lyα. Ensuite, les taux de formation stellaires pour les différents indicateurs, basés sur la calibration de Kennicutt (1998a), sont donnés en unités de $M_\odot$ yr^{-1}. Finalement les largeurs équivalentes sont exprimées en Å.

utilisées pour sa détermination. Dans les études de galaxies à grand redshift, il arrive souvent que le seul moyen possible pour calculer le SFR soit l'émission Lyα. Dans ce cas, la calibration qui permet de passer de la luminosité Lyα au SFR est très incertaine à cause, notamment, des effets de transfert radiatif.

On présente dans la figure 5.6 une comparaison des différents indicateurs de SFR, et comment la correction de l'extinction peut modifier ou pas le résultat. Ainsi, on constate, pour un ensemble de galaxies bien plus important que présenté au début de ce travail, un désaccord flagrant entre SFR(Lyα) et SFR(UV) d'une part, et SFR(Lyα) et SFR(Hα) d'autre part. Les deux lignes qui représentent SFR(x)/SFR(Lyα) = 1 et 10 en témoignent. Alors qu'on pourrait attribuer la disparité entre $\mathrm{SFR}_{Ly\alpha}$ et $\mathrm{SFR}_{H\alpha}$ à la différence d'atténuation de la poussière à ces deux longueurs d'onde, la sous-estimation systématique du SFR par Lyα jusqu'à un facteur 10 comparée à l'UV, ne peut être due qu'au caractère particulier du transport des photons Lyα.

Comme on le soupçonnait, la correction de l'extinction ne semble pas réconcilier les indicateurs Lyα et UV (Fig. 5.6 en bas à gauche), car la différence n'est pas simplement de l'ordre de la poussière. De la même façon que f_{esc}, cette comparaison permet d'estimer l'ampleur des autres effets sur l'émission Lyα. On voit bien qu'il existe une sorte de limite inférieure à cette sous-estimation du SFR, puisque les deux indicateurs montrent tout de même une certaine tendance, mais avec une dispersion d'un facteur 1 à 10. D'un autre coté l'indicateur Hα s'accorde un peu mieux avec l'UV, mais il demeure une différence indicatrice du découplage entre l'extinction nébulaire, subie par les raies de recombinaison, et l'extinction stellaire qui affecte le continu UV. Il n'est pas tout à fait évident que la simple relation $E(B-V)^\star = 0.44 \times E(B-V)_{gaz}$ proposée par Calzetti et al. (2000) puisse être valable pour toutes les galaxies.

L'approche correcte serait alors d'utiliser simplement la fraction d'échappement évaluée précédemment pour corriger le SFR observé. Selon l'extinction, la valeur déduite de f_{esc} permettrait de remonter au flux intrinsèque Lyα faisant abstraction du reste des paramètres affectant cette raie. A partir de notre ajustement, nous avons déduit un coefficient d'extinction Lyα de $k(\mathrm{Ly}\alpha) \sim 15$, avec les incertitudes qui seront également reportées sur la détermination du SFR. Reste maintenant à estimer plus correctement l'extinction qui affecte l'émission stellaire pour espérer en déduire directement f_{esc}, surtout dans le cas des observations à grand z où c'est souvent la seule information disponible pour l'extinction.

5.4.2 EW(Lyα) contre EW(Hα)

Les effets d'évolution de la galaxie sur l'émission Lyα ont été abordés dans l'étude *HST* des six galaxies locales. Il s'agissait en l'occurrence d'observer l'évolution de la largeur équivalente Lyα en fonction de l'âge de la galaxie. Nous présentons ici une analyse similaire en comparant les largeurs équivalentes de Lyα et Hα. La valeur de EW Hα est un bon indicateur d'évolution de la formation stellaire dans une galaxie. C'est pourquoi, si Lyα n'est pas affectée par d'autres phénomènes, on devrait trouver une corrélation entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et $EW_{\mathrm{H}\alpha}$. La figure 5.7 montre tout le contraire.

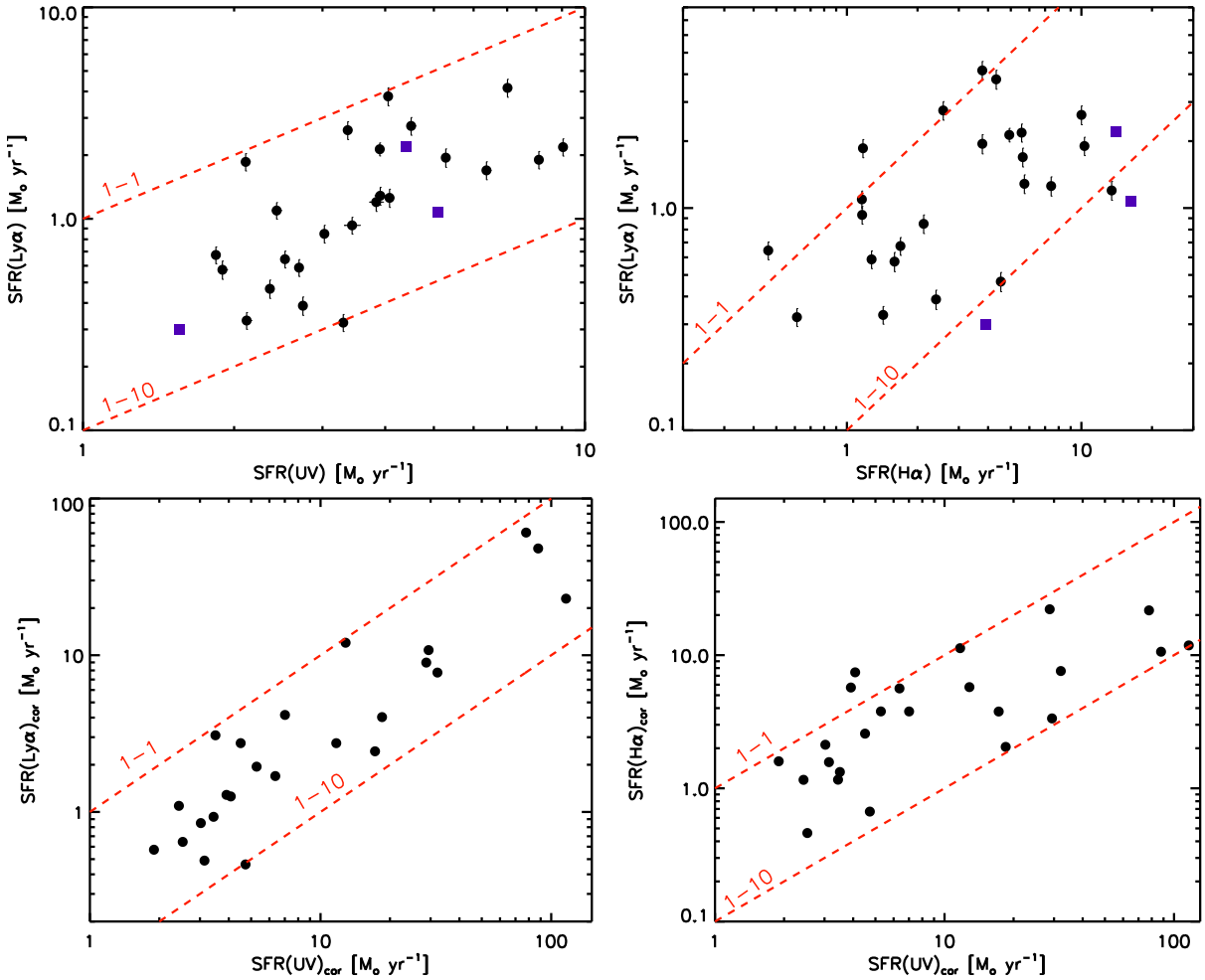


FIG. 5.6: Indicateurs du taux de formation stellaire. *En haut :* taux de formation stellaires observés (non corrigés de l'extinction) calculés à partir de Lyα et comparés à Hα et l'UV. *En bas :* SFRs corrigés de l'extinction. Les deux lignes dans chaque figure représentent les rapports 1 et 10 entre les SFRs correspondants. La calibration de Kennicutt (1998a) est adoptée.

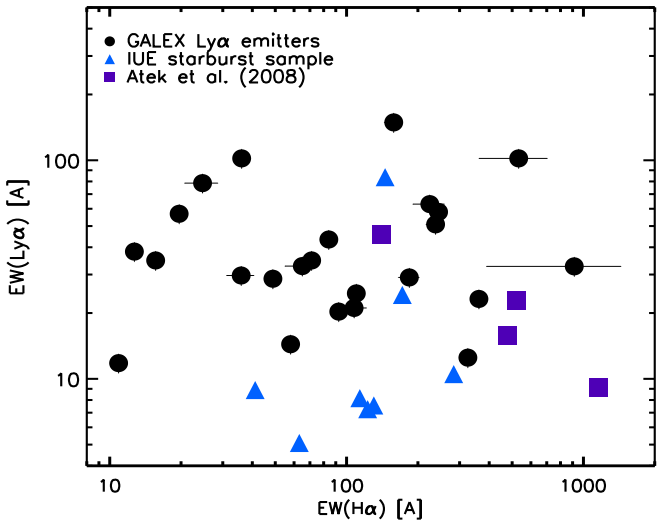


Fig. 5.7: Comparaison entre les largeurs équivalentes Lyα et Hα pour les ensembles *GALEX* et galaxies locales.

Une large dispersion des galaxies dans cet espace de paramètres est observée, en incluant d'ailleurs les objets locaux d'*IUE* et de Atek et al. (2008). C'est une énième illustration de la différence entre Lyα et l'émission non-résonante comme Hα ou le continu, qui donne lieu à un comportement stochastique dû à la combinaison de plusieurs paramètres. Consulter Atek et al. (2009a) pour une étude plus détaillée.

Il parait par conséquent évident qu'il est peu prudent d'utiliser la largeur équivalente Lyα pour inférer l'âge ou le stade d'évolution de la galaxie. Nous pouvons également nous rappeler de la tendance observée dans le chapitre 2 où $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ augmentait avec l'âge. Nous confirmons ici la réserve postulée à ce moment-là (cf. Atek et al. 2008) au sujet de la taille très réduite de l'échantillon utilisé, qui jetait un certain doute sur la validité statistique de telles conclusions.

5.5 Conclusion

Après avoir éprouvé notre approche de la problématique Lyα sur un échantillon de six galaxies proches, nous avons su exploiter l'opportunité, offerte par *GALEX*, d'étendre notre étude à un échantillon statistique de 24 émetteurs Lyα. Un suivi spectroscopique nous a permis d'obtenir des spectres optiques pour ces galaxies afin d'en extraire les principaux facteurs régulateurs de l'émission Lyα.

Pour la première fois, nous présentons ici une estimation empirique de la fraction d'échappement Lyα dans un échantillon statistique d'émetteurs Lyα. L'anticorrélation observée entre $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha)$ et le rougissement $E(B-V)$ nous permet d'établir un nouveau coefficient d'extinction $k(\mathrm{Ly}\alpha)$ prenant en compte, en plus de l'extinction par la poussière, tous les effets de transfert radiatif qui affectent l'émission Lyα. La dispersion autour de cette valeur quantifie le reste des paramètres autres que l'extinction. A ce sujet, on montre qu'un milieu interstellaire poreux donne lieu à des valeurs de $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha)$ plus élevées que f_{esc} du continu. Par conséquent on retrouve

une sous-estimation logique de la valeur moyenne de $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha)$ par le modèle de coquille homogène utilisé dans les simulations de transfert radiatif dans le chapitre 3 et 4. Par ailleurs, la variation de f_{esc} observée sur toutes les galaxies à des implications importantes sur les hypothèses utilisées dans la modélisation des LAEs dans un cadre cosmologique.

L'estimation de $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha)$ nous permet par la même occasion de corriger la calibration canonique du taux de formation stellaire basé sur l'émission Lyα. En outre, pour les investigations à grand z, le manque d'informations sur les sources Lyα rend incertaine la correction du SFR(Lyα). Il nous faut désormais, établir précisément la différence entre l'extinction dans la phase gazeuse et l'extinction stellaire, afin de se soustraire à l'obligation de déterminer $E(B-V)_{gaz}$ si l'on veut estimer f_{esc} et donc la correction du SFR(Lyα).

Cette disparité est également à l'origine de l'absence de relation entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et $E(B-V)$, alors que le rapport Lyα/Hα (ou bien $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha)$) y est sensible. C'est probablement le découplage entre les deux extinctions qui affectent Hα et le continu qui en est la cause. En plus des effets de diffusion résonante qui altèrent le rapport de Lyα à la poussière, l'extinction elle-même s'avère différente pour la raie Lyα et le continu. Enfin, $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ se révèle être un mauvais indicateur de l'âge de la galaxie, en témoigne l'absence évidente de corrélation observée entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et $EW_{\mathrm{H}\alpha}$, qui montrent les vicissitudes la raie Lyα depuis son émission jusqu'à son observation.

La prochaine étape de ce travail consiste maintenant à inclure la porosité dans les modèles de transfert radiatif et quantifier ses effets sur la fraction d'échappement de Lyα, afin de la comparer à nos observations. La deuxième partie de notre programme d'observations sera également d'une grande importance, puisqu'il permettra, pour la première fois encore, de déterminer le rôle précis de la dynamique du MIS dans la sortie des photons Lyα, et éclaircir une bonne partie de la dispersion observée autour de notre estimation de $k(\mathrm{Ly}\alpha)$.

Chapitre 6

Discussions et conclusion

Un peu plus de quatre décennies nous séparent maintenant de l'introduction de la raie Lyα en astrophysique en vertu de son intensité, témoin de violents épisodes de formation stellaire. Il est bien naturel dès lors que cet attribut des galaxies récemment formées, ait longtemps été employé dans le but de découvrir la population de galaxies les plus lointaines dans l'Univers. Par voie de conséquence, après un long purgatoire, suivi du succès avéré des techniques de détection basées sur cette raie de recombinaison, Lyα est devenue par la même occasion un instrument fondamental de diagnostic de la formation stellaire, de l'évolution des galaxies, ou de la formation des grandes structures. Mais dans cet enthousiasme récent, relativement peu d'études se préoccupent de la fiabilité de Lyα comme outil cosmologique et de la validité des interprétations de grandeurs observationnelles basées exclusivement sur cette émission. C'est dans la lignée et la teneur des investigations récentes de l'Univers local que s'est inscrite la présente thèse, avec pour objectif principal la compréhension des processus qui affectent la raie Lyα à travers le milieu interstellaire, afin de résoudre les contradictions apparentes observées dans les galaxies Lyα d'une part, et renforcer la crédibilité des interprétions cosmologiques d'autre part.

6.1 L'émission Lyα sur un temps cosmique

Le transfert radiatif des photons Lyα a constitué le fil d'Ariane de ce travail, qu'on s'est évertué à suivre depuis l'Univers proche jusqu'au grand redshift, pour expliquer les observables Lyα et unifier les différentes classes de galaxies.

A bas redshift d'abord, l'imagerie Lyα à l'aide du *HST* a fait montre d'une complémentarité remarquable par rapport aux études spectroscopiques, en permettant notamment un examen des phénomènes d'atténuation à petite échelle spatiale. La nature résonante de la raie Lyα a été révélée grâce au large halo de diffusion observé autour des régions de formation d'étoiles. Cette étude pilote de six galaxies starburst a permis de montrer que la poussière n'était pas systématiquement le paramètre déterminant dans la suppression des photons Lyα. Pour la première fois, nous avons pu établir une estimation empirique de la fraction d'échappement f_{esc} de Lyα au moyen des raies de recombinaison de Balmer. Cette quantité s'avère, dans une certaine mesure, sensible à la poussière, ce qui est de bonne augure dans la perspective de la calibration des observations à grand z.

Ensuite, nous avons entrepris de simuler le comportement des photons Lyα dans le milieu diffusif des galaxies à l'aide d'un code Monte Carlo de transfert radiatif. A travers deux travaux complémentaires, à $z \sim 0$ et $z \sim 3$, on a dressé les conditions physiques qui régulent la visibilité de Lyα, et dévoilé une continuité évidente entre l'absorption et l'émission Lyα.

A $z \sim 3$, la diversité de profils Lyα affichée par les LBGs à été numériquement reproduite avec succès. A l'aide d'un modèle relativement simple, qui consiste en une coquille homogène de gaz et de poussière en expansion autour de la région de formation d'étoiles, l'ajustement de la forme de la raie Lyα permet de déterminer les paramètres physiques du gaz neutre (densité de colonne $N_{\rm HI}$, vitesse d'expansion v_{exp}, paramètre Doppler b), de l'extinction ainsi que de la population stellaire (EW(Lyα), $FWHM$(Lyα)). On s'aperçoit d'ailleurs que, indépendamment du modèle, le profil Lyα dépend fortement de la dynamique du milieu interstellaire. Les paramètres d'ajustement permettent enfin de quantifier f_{esc}(Lyα) dans les LBGs.

Le transfert radiatif va également expliquer la différence (en apparence seulement) entre les LAEs et les LBGs. Ces deux classes de galaxies doivent avoir intrinsèquement une forte émission Lyα caractéristique d'une formation stellaire continue dans ce type d'objets. Mais le périple tumultueux des photons Lyα à travers le MIS est responsable de la variété d'intensités et de profils Lyα observés. Une large densité de colonne, assortie d'une extinction importante réduira drastiquement la largeur équivalente Lyα. De cette conclusion procède le recouvrement entre les LAEs et les LBGs observé dans les échantillons à $z \sim 3$. Les LAEs plus brillants que $R = 25.5$ mag sont très probablement la même population que les LBGs montrant une émission Lyα ($EW_{\rm Ly\alpha} > 20$ Å). De la même façon, si l'on suit le même raisonnement, l'augmentation du rapport LAE/LBG est la conséquence de la simple diminution de la quantité de poussière et donc de l'atténuation de EW avec z.

A la lumière de notre modélisation du profil spectroscopique de la galaxie IZw 18, l'origine de l'absorption Lyα dans les starbursts de l'Univers local est clairement attribuée à la diffusion résonnante dans un gaz statique et très dense qui rend la destruction de Lyα par la poussière, même en petite quantité, très efficace. Dans les LBGs à grand z la présence presque systématique de vents galactiques implique une forte extinction dans les absorbants Lyα. En résumé, on peut affirmer que la transition entre émission et absorption Lyα va dépendre fortement de la densité de colonne $N_{\rm HI}$ et de l'extinction. Cependant, en présence de dynamique dans le MIS, il faudra invoquer des valeurs plus grandes de ces paramètres pour espérer obtenir cette conversion. Finalement, gardons également en tête que la porosité du milieu diffusif peut entraîner une influence significative sur la capacité des photons Lyα à s'échapper de la galaxie. Cet ingrédient, difficilement observable, sera inclus prochainement dans le modèle `MCLya`.

En fin de thèse, je me suis intéressé à un échantillon de LAEs à $z \sim 0.3$ détectés par *GALEX*. L'avantage principal est d'explorer les tendances révélées par nos études précédentes dans un échantillon statistiquement significatif et à un redshift intermédiaire, dont le biais de sélection est bien maîtrisé. Nous avons par exemple établi l'extinction moyenne subie par Lyα à partir de l'évolution de la fraction d'échappement Lyα en fonction de l'extinction nébulaire. La dispersion autour de la valeur moyenne est révélatrice des autres paramètres qui affectent Lyα, comme la cinéma-

tique du gaz ou les inhomogénéités du MIS, et qui confirme d'ailleurs la lacune de ce dernier paramètre dans notre précédente modélisation.

La fraction d'échappement des photons Lyα est sans doute un des paramètres les plus importants déterminé dans cette analyse. Cette grandeur permet d'accéder au flux Lyα intrinsèque, faisant abstraction de la complexité du transport de Lyα, pour éventuellement corriger le taux de formation stellaire estimé à partir de Lyα et fournir enfin une valeur réaliste aux modèles cosmologiques. Dans la perspective d'une application aux études à grand z, qui est en soi la motivation première de ce travail, il faudra établir avec précision le découplage existant entre l'extinction nébulaire et stellaire, qui se traduit par la différence de comportement, constatée dans nos observations, entre $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et f_{esc} vis-à-vis de la poussière. Des études complémentaires, en cours ou en projet, vont permettre également de maîtriser plus de paramètres, dont le rôle est désormais bien déterminé, réduisant l'incertitude sur la valeur de f_{esc}. Nous allons discuter maintenant de ces améliorations ainsi que la continuité naturelle de cette thèse, qui restera connectée aux galaxies proches, toujours dans le but d'une meilleure compréhension de phénomènes et processus à l'oeuvre dans les galaxies lointaines, et qui parallèlement, s'orientera évidemment vers l'étude de la formation et l'évolution des premières galaxies dans l'Univers, à l'aide des raies d'émission, mais désormais avec un oeil bien plus averti sur la complexité de Lyα.

6.2 Projets en cours et perspectives

Parmi les programmes complémentaires d'observation, nous avons, comme indiqué auparavant, une étude préliminaire concernant la cinématique du gaz neutre dans deux galaxies, Haro 11 et ESO 338-IG04. A l'aide du système multi-fibre *IFU* (*Integral Field Unit*) de *FLAMES* sur le *VLT*, nous allons examiner les variations spatiales de la cinématique du gaz froid en observant le doublet de sodium Na I. Avec les informations accumulées au chapitre 2, ce paramètre sera d'une grande importance pour confirmer les scénarios envisagés quant à la régulation de l'émission Lyα à petite échelle. Dans le même ordre d'idées, nous allons entreprendre un suivi spectroscopique de notre échantillon de LAEs *GALEX* pour déterminer la vitesse du milieu interstellaire de ces objets. On utilisera la spectroscopie optique pour examiner la raie Na D, ou bien encore la spectroscopie UV à l'aide de *COS Cosmic Origins Spectrograph*, fraîchement installé sur le *HST* afin de mesurer le décalage en vitesse des raies interstellaires. Etant donnée la portée cosmologique de notre étude sur cet échantillon de LAEs à $z \sim 0.3$, cette détermination constituera une grande étape encore dans la quête d'une maîtrise quantitative de $f_{esc}(\mathrm{Ly}\alpha)$. Sur ces différents programmes, le succès et la richesse de mes collaborations passées et présentes garantissent un futur plus que prometteur avec l'IAP (D. Kunth et al.), l'observatoire de Genève (D. Schaerer, A. Verhamme et M. Hayes), l'observatoire de Stockholm (Göran Östlin), l'observatoire de Madrid (J.M. Mas-Hesse), le STScI (C. Leitherer) et bien d'autres.

Il est difficile de ne pas revenir ici sur la cure de jouvence offerte au *HST*. La dernière mission de réparation *SM4*, que nous avons fiévreusement suivie, à été un succès total. Les astronautes ont placé une nouvelle caméra panchromatique

avec des performances sans précédant *WFC3* (*Wide Field Camera 3*), un nouveau spectrographe ultra-sensible *COS*, et réparé la caméra *ACS* et le spectrographe *STIS*. Cet nouvel arsenal instrumental va offrir des capacités observationnelles encore jamais atteintes, et on est pris d'un enthousiasme assez unique à la pensée des confins de l'Univers désormais accessibles. On fera bien plus que "patienter" jusqu'au *JWST* (*James Webb Space Telescope*).

Dans le cadre de mon post-doctorat, je vais travailler au sein de l'équipe de Harry Tepliz à Caltech, sur la formation et l'évolution des galaxies les plus jeunes à travers une large gamme de redshift en utilisant principalement les raies d'émission. Un "large programme" a déjà été accepté pour observer les galaxies à grand z à l'aide de WFC3. Exploitant le mode spectroscopique sans fentes, nous allons pouvoir explorer les galaxies sur une très large gamme de redshift allant de la fin de l'époque de la réionisation à $z \sim 6$ jusqu'aux galaxies évoluées à $z \sim 0.5$. La recherche de candidats Lyα à $z \gtrsim 5.5$ permettra de contraindre la fonction de luminosité, encore sujette à débats, pour savoir non seulement comment les jeunes galaxies évoluent, mais aussi l'impact de milieu intergalactique sur la LF. Une variation importante de LF(Lyα) à grand z serait synonyme d'une époque où l'Univers n'a pas encore été totalement réionisé. Grâce à la détection de LAEs entre $z \sim 3$ et 6, la fonction de luminosité précise des LAEs pourra être comparée à celle des LBGs à des redshifts similaires et conclure sur son évolution éventuelle et sur la différence, si elle existe, entre ces deux populations, à l'image de notre analyse à $z \sim 3$

Par ailleurs, ce mode spectroscopique nous donne accès à plusieurs raies d'émission, Lyα, Hα, Hβ, [OII], [OII], ce qui permettra la première détermination de l'extinction nébulaire dans des galaxies à ces distances cosmologiques, et en déduire l'évolution de la quantité de poussière avec z. On pourra de même estimer la métallicité pour étudier l'évolution masse-métallicité ou extinction-métallicité. De plus, la combinaison des réseaux utilisés offrira la possibilité de détecter des candidats potentiels jusqu'à $z \sim 8$, ce qui serait un record, et aurait des implications importantes sur la phase de réionisation cosmologique ainsi que la formation des galaxies primordiales.

Identifier les sources et l'époque de réionisation est l'un des enjeux majeurs de la cosmologie, et la raie Lyα ainsi que le continu Lyman tiennent le premier rôle. A cet égard, plusieurs questions restent à clarifier aujourd'hui. En particulier, quelle est la contribution relative des QSOs et des galaxies au rayonnement ionisant, et comment évolue-t-elle avec le redshift ? L'identification du principal responsable de la réionisation passe par la détermination de la fraction d'échappement du flux Lyman. Un projet avec Alice Shapley et collaborateurs à UCLA, consistera à comparer le comportement (f_{esc}) du continu Lyman et de la raie Lyα et de modéliser la distribution spatiale de ces deux émissions dans les observations de galaxies à $z \sim 3$. L'étude du profil de la raie Lyα sera également d'une utilité certaine dans l'investigation du milieu intergalactique. Dans un environnement aussi stimulant que Caltech, avec des organismes de recherche très importants à proximité, l'interaction avec d'autres groupe de recherche est déjà entamée. C'est le cas en particulier du groupe de Crystal Martin à UCSB qui travaillent sur l'action des vents galactiques et les effets d'environnement (dans les groupes de galaxies) sur l'évolution des galaxies, la régulation du taux de formation stellaire ou bien encore la réionisation.

Enfin, l'étude de la formation des galaxies sera servie, dans un futur proche, par une véritable "machine Lyα". *MUSE* (*Multi Unit Spectroscopic Explorer*), instrument de seconde génération qui sera installé sur le *VLT*, va combiner, dans le domaine optique, l'avantage du large champ de vue typique des observations en imagerie (1×1 arcmin^2) à une grande résolution spectroscopique et spatiale à l'aide de l'optique adaptative. Ces aptitudes uniques permettront de détecter simultanément un grand nombre galaxies primordiales à $z \sim 6$ grâce à l'émission Lyα, et à caractériser leurs propriétés à la faveur d'un profil Lyα résolu, et d'étudier plus efficacement l'évolution de la fonction de luminosité. Parallèlement, on pourra également examiner les variations spatiales de la cinématique du gaz neutre dans les galaxies à redshift intermédiaire. Des collaborations dans ce sens, et afin de préparer les premières observations de *MUSE* sont envisagées avec le groupe de l'observatoire de Lyon qui pilote ce projet européen.

La raie de recombinaison Lyα a servi pendant des décennies l'astrophysique et la cosmologie observationnelle. Elle est aujourd'hui incontestablement un des outils les plus précieux pour étudier les premières galaxies formées dans l'Univers et comment elles ont pu évoluer. La meilleure preuve étant la pléthore de projets égrainés ci-dessus et ceux à venir. Cet intérêt est loin de s'atténuer, puisqu'avec l'avènement d'instruments de nouvelle génération tels que le *JWST*, Lyα restera la raie la plus efficace dans les expéditions observationnelles à grand redshift. Un avenir qui légitime plus que jamais notre intérêt pour cet outil cosmologique.

Liste de publications

6.3 Journaux à comité de lecture

- **Hakim Atek**, Daniel Schaerer, Daniel Kunth, Jean Michel Deharveng, " Lyα physics evolution across redshift", A&A, en préparation.
- **Hakim Atek**, Daniel Kunth, Daniel Schaerer, Jean-Michel Deharveng, Matthew Hayes, Göran Östlin, J. Miguel Mas-Hesse, "Empirical estimate of Lyα escape fraction in a statistical sample of Lyα emitters", 2009, A&A, 506, L1
- **Hakim Atek**, Daniel Schaerer, Daniel Kunth, " Origin of Lyα absorption in nearby starbursts and implications for other galaxies ", 2009, A&A, 502, 791
- **Hakim Atek**, Daniel Kunth, Matthew Hayes, Göran Östlin, J. Miguel Mas-Hesse, " On the Detectability of Lyα Emission in Star-forming Galaxies : The Role of Dust ", A&A, 488, 491
- Anne Verhamme, Daniel Schaerer, **Hakim Atek**, Christian Tapken, "3D Lyα radiation transfer. III. Constraints on gas and stellar properties of z $\sim$ 3 Lyman break galaxies (LBG) and implications for high-z LBGs and Lyman-alpha emitters(LAEs) ", 2008, A&A, 491, 89
- Matthew Hayes, Göran Östlin, **Hakim Atek**, Daniel Kunth, J. Miguel Mas-Hesse, Claus Leitherer, Elena Jimenez-Bailon, Angela Adamo, " The escape of Lyman photons from a young starburst : the case of Haro 11 ", 2007, MNRAS, 382, 1465
- Göran Östlin, Matthew Hayes, Daniel Kunth, J. Miguel Mas-Hesse, Claus Leitherer, Artashes Petrosian, **Hakim Atek**, " The Lyman alpha morphology of local starburst galaxies : release of calibrated images ", 2009, AJ, 138, 923

6.4 Autres journaux

- Miguel Mas-Hesse, Daniel Kunth, **Hakim Atek**, Östlin, G., Leitherer C., Petrosian A., Schaerer D., " Local Lyα emitters and their relevance to high-redshift star-forming galaxies ", 2008, Ap&SS, 204M
- **Hakim Atek** & Daniel Kunth, " The visibility of Lyα emission in starburst galaxies ", 2007, sf2a, 304

- Daniel Kunth, **Hakim Atek**, Matthew Hayes, Göran Östlin, Miguel Mas-Hesse, “ Local Lyα emitters and their relevance to high redshift ones ”, 2007, 41st ESLAB Symp.
- Anne Verhamme, Daniel Schaerer, **Hakim Atek**, Christian Tapken, “ Lyα Line Profile Modeling of z $\sim$ 3 LBG with a 3D Radiation Transfer Code ”, 2007, ASPC, 380, 97
- Anne Verhamme, Daniel Schaerer, **Hakim Atek**, “ First consistent Lyα profile and UV spectral modeling of z 3 LGBs with a 3D radiative transfer code ”, 2007, IAUS, 235, 338

Bibliographie

Adams, T. F. 1972, ApJ, 174, 439

Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2005, ApJ, 619, 697

Ahn, S.-H., Lee, H.-W., & Lee, H. M. 2000, Journal of Korean Astronomical Society, 33, 29

Ahn, S.-H., Lee, H.-W., & Lee, H. M. 2001, ApJ, 554, 604

Ahn, S.-H., Lee, H.-W., & Lee, H. M. 2002, ApJ, 567, 922

Ajiki, M., Mobasher, B., Taniguchi, Y., et al. 2006, ApJ, 638, 596

Ajiki, M., Taniguchi, Y., Fujita, S. S., et al. 2003, AJ, 126, 2091

Ando, M., Ohta, K., Iwata, I., et al. 2004, ApJ, 610, 635

Astier, P., Guy, J., Regnault, N., et al. 2006, A&A, 447, 31

Atek, H., Kunth, D., Hayes, M., Östlin, G., & Mas-Hesse, J. M. 2008, A&A, 488, 491

Atek, H., Kunth, D., Schaerer, D., & Deharveng, J. M. 2009a, ArXiv e-prints

Atek, H., Schaerer, D., & Kunth, D. 2009b, A&A, 502, 791

Atek, H., Schaerer, D., Kunth, D., & Deharveng, J. M. 2009c, ArXiv e-prints

Bachelard, G. 1993, La Formation de l'esprit scientifique : contribution à une psychanalyse de la connaissance objective (Vrin, 1993, 256 p.)

Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5

Bergvall, N. & Östlin, G. 2002, A&A, 390, 891

Biretta, J. A., Martel, A. R., McMaster, M., et al. 2002, New Astronomy Review, 46, 181

Borys, C., Chapman, S., Halpern, M., & Scott, D. 2003, MNRAS, 344, 385

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., & Ford, H. 2008, ApJ, 686, 230

Bravo-Alfaro, H., Brinks, E., Baker, A. J., Walter, F., & Kunth, D. 2004, AJ, 127, 264

Brocklehurst, M. 1971, MNRAS, 153, 471

Bromm, V., Kudritzki, R. P., & Loeb, A. 2001, ApJ, 552, 464

Brown, T. M., Heap, S. R., Hubeny, I., Lanz, T., & Lindler, D. 2002, ApJL, 579, L75

Bruzual A., G. & Charlot, S. 1993, ApJ, 405, 538

Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Weinberg, D. H. 2000, ApJ, 539, 517

Bunker, A. J., Stanway, E. R., Ellis, R. S., & McMahon, R. G. 2004, MNRAS, 355, 374

Burgarella, D., Buat, V., Small, T., et al. 2005, ApJL, 619, L63

Cabanac, R. A., Valls-Gabaud, D., & Lidman, C. 2008, MNRAS, 386, 2065

Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, ApJ, 533, 682

Calzetti, D. & Kinney, A. L. 1992, ApJL, 399, L39

Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, ApJ, 429, 582

Cannon, J. M., Skillman, E. D., Garnett, D. R., & Dufour, R. J. 2002, ApJ, 565, 931

Cantalupo, S., Lilly, S. J., & Porciani, C. 2007, ApJ, 657, 135

Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245

Chambers, K. C., Miley, G. K., & van Breugel, W. J. M. 1988, ApJL, 327, L47

Chandrasekhar, S. 1960, Radiative transfer, ed. S. Chandrasekhar

Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, ApJ, 622, 772

Charlot, S. & Fall, S. M. 1993, ApJ, 415, 580

Chluba, J. & Sunyaev, R. A. 2007, A&A, 475, 109

Colbert, J. W., Teplitz, H., Francis, P., et al. 2006, ApJL, 637, L89

Cole, S., Percival, W. J., Peacock, J. A., et al. 2005, MNRAS, 362, 505

Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., et al. 2001, MNRAS, 328, 1039

Condon, J. J. 1992, ARA&A, 30, 575

Cowie, L. L. & Hu, E. M. 1998, AJ, 115, 1319

Cristiani, S., Appenzeller, I., Arnouts, S., et al. 2000, A&A, 359, 489

Dawson, S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., et al. 2004, ApJ, 617, 707

de Mello, D. F., Schaerer, D., Heldmann, J., & Leitherer, C. 1998, ApJ, 507, 199

de Propris, R., Pritchet, C. J., Hartwick, F. D. A., & Hickson, P. 1993, AJ, 105, 1243

Deharveng, J. M., Joubert, M., & Kunth, D. 1985, in Star-Forming Dwarf Galaxies and Related Objects, ed. D. Kunth, T. X. Thuan, & J. Tran Thanh van, 431–+

Deharveng, J.-M., Small, T., Barlow, T. A., et al. 2008, ApJ, 680, 1072

Dekker, H., Delabre, B., & Dodorico, S. 1986, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 627, Instrumentation in astronomy VI ; Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Mar. 4-8, 1986. Part 1 (A87-36376 15-35). Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1986, p. 339-348., ed. D. L. Crawford, 339–348

Dickinson, M., Ferguson, H. C., Fruchter, A. S., et al. 1998, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 30, Bulletin of the American Astronomical Society, 1367–+

Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006a, ApJ, 649, 14

Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006b, ApJ, 649, 37

Dijkstra, M. & Loeb, A. 2008, MNRAS, 386, 492

Dijkstra, M. & Loeb, A. 2009, ArXiv e-prints

Dijkstra, M., Wyithe, J. S. B., & Haiman, Z. 2007, MNRAS, 379, 253

Djorgovski, S., Spinrad, H., McCarthy, P., & Strauss, M. A. 1985, ApJL, 299, L1

Djorgovski, S., Thompson, D., & Smith, J. D. 1993, in First Light in the Universe. Stars or QSO's ?, ed. B. Rocca-Volmerange, B. Guiderdoni, M. Dennefeld, & J. Tran Thanh van, 67–+

Djorgovski, S. & Thompson, D. J. 1992, in IAU Symposium, Vol. 149, The Stellar Populations of Galaxies, ed. B. Barbuy & A. Renzini, 337

D'Odorico, S., Beletic, J. W., Amico, P., et al. 1998, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 3355, Proc. SPIE Vol. 3355, p. 507-511, Optical Astronomical Instrumentation, Sandro D'Odorico ; Ed., ed. S. D'Odorico, 507–511

Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., et al. 2006, A&A, 451, 417

Dopita, M. A., Kewley, L. J., Heisler, C. A., & Sutherland, R. S. 2000, ApJ, 542, 224

Draine, B. T. 2003, ApJ, 598, 1017

Drozdovsky, I., Yan, L., Chen, H.-W., et al. 2005, AJ, 130, 1324

Dubrovich, V. K. & Grachev, S. I. 2005, Astronomy Letters, 31, 359

Dufour, R. J., Garnett, D. R., & Shields, G. A. 1988, ApJ, 332, 752

Eales, S. A. & Rawlings, S. 1993, ApJ, 411, 67

Ellison, S. L., Yan, L., Hook, I. M., et al. 2001, A&A, 379, 393

Engelbracht, C. W., Rieke, G. H., Gordon, K. D., et al. 2008, ApJ, 678, 804

Erb, D. K., Shapley, A. E., Steidel, C. C., et al. 2003, ApJ, 591, 101

Fan, X., Narayanan, V. K., Strauss, M. A., et al. 2002, AJ, 123, 1247

Fardal, M. A., Katz, N., Gardner, J. P., et al. 2001, ApJ, 562, 605

Field, G. B. 1959, ApJ, 129, 551

Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Grogin, N., & Wang, J. 2008, ApJ, 678, 655

Franx, M., Labbé, I., Rudnick, G., et al. 2003, ApJL, 587, L79

Gabasch, A., Bender, R., Seitz, S., et al. 2004, A&A, 421, 41

Gawiser, E., Francke, H., Lai, K., et al. 2007, ApJ, 671, 278

Gawiser, E., van Dokkum, P. G., Gronwall, C., et al. 2006, ApJL, 642, L13

Geach, J. E., Alexander, D. M., Lehmer, B. D., et al. 2009, ArXiv e-prints

Geach, J. E., Matsuda, Y., Smail, I., et al. 2005, MNRAS, 363, 1398

Giavalisco, M. 2002, ARA&A, 40, 579

Giavalisco, M., Dickinson, M., Ferguson, H. C., et al. 2004, ApJL, 600, L103

Giavalisco, M., Koratkar, A., & Calzetti, D. 1996, ApJ, 466, 831

Goldader, J. D., Meurer, G., Heckman, T. M., et al. 2002, ApJ, 568, 651

Gonzalez Delgado, R. M., Leitherer, C., Heckman, T., et al. 1998, ApJ, 495, 698

Greve, T. R., Ivison, R. J., Bertoldi, F., et al. 2004, MNRAS, 354, 779

Grimes, J. P., Heckman, T., Strickland, D., et al. 2007, ApJ, 668, 891

Grimes, J. P., Heckman, T. M., Aloisi, A., et al. 2008, ArXiv e-prints

Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, ApJ, 667, 79

Guhathakurta, P., Tyson, J. A., & Majewski, S. R. 1990, ApJL, 357, L9

Gunn, J. E. & Peterson, B. A. 1965, ApJ, 142, 1633

Haiman, Z. 2002, ApJL, 576, L1

Haiman, Z. & Cen, R. 2005, ApJ, 623, 627

Haiman, Z. & Spaans, M. 1999, ApJ, 518, 138

Haiman, Z., Spaans, M., & Quataert, E. 2000, ApJL, 537, L5

Hamilton, D. R. 1947, ApJ, 106, 457

Hancock, S., Davies, R., Lasenby, A., et al. 1994, Nature, 367, 333

Hansen, M. & Peng Oh, S. 2006, New Astronomy Review, 50, 58

Harrington, J. P. 1973, MNRAS, 162, 43

Hartmann, L. W., Huchra, J. P., & Geller, M. J. 1984, ApJ, 287, 487

Hartmann, L. W., Huchra, J. P., Geller, M. J., O'Brien, P., & Wilson, R. 1988, ApJ, 326, 101

Hathi, N. P., Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2008, ApJ, 673, 686

Hayashino, T., Matsuda, Y., Tamura, H., et al. 2004, AJ, 128, 2073

Hayes, M., Östlin, G., Atek, H., et al. 2007, MNRAS, 382, 1465

Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., & Kunth, D. 2008, AJ, *submitted*

Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., et al. 2005, A&A, 438, 71

Hayes, M., Schaerer, D., & Verhamme, A. 2009, *in preparation*

Heckman, T. M., Armus, L., & Miley, G. K. 1987, AJ, 93, 276

Heckman, T. M., Armus, L., & Miley, G. K. 1990, ApJS, 74, 833

Heckman, T. M., Lehnert, M. D., Strickland, D. K., & Armus, L. 2000, ApJS, 129, 493

Hinshaw, G., Nolta, M. R., Bennett, C. L., et al. 2007, ApJS, 170, 288

Hinshaw, G., Weiland, J. L., Hill, R. S., et al. 2009, ApJS, 180, 225

Hirata, C. M. & Forbes, J. 2009, ArXiv e-prints

Hogan, C. J. & Weymann, R. J. 1987, MNRAS, 225, 1P

Holland, W. S., Robson, E. I., Gear, W. K., et al. 1999, MNRAS, 303, 659

Houck, J. R., Charmandaris, V., Brandl, B. R., et al. 2004, ApJS, 154, 211

Hu, E. M. & Cowie, L. L. 1987, ApJL, 317, L7

Hu, E. M., Cowie, L. L., Capak, P., & Kakazu, Y. 2005, in IAU Colloq. 199 : Probing Galaxies through Quasar Absorption Lines, ed. P. Williams, C.-G. Shu, & B. Menard, 363–368

Hu, E. M., Cowie, L. L., Capak, P., et al. 2004, AJ, 127, 563

Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. G. 1998, ApJL, 502, L99+

Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., et al. 2002, ApJL, 568, L75

Hu, E. M. & McMahon, R. G. 1996, Nature, 382, 231

Hu, E. M., McMahon, R. G., & Egami, E. 1996, ApJL, 459, L53+

Hummer, D. G. 1962, MNRAS, 125, 21

Hunter, D. A. & Thronson, Jr., H. A. 1995, ApJ, 452, 238

Ivison, R. J., Greve, T. R., Dunlop, J. S., et al. 2007, MNRAS, 380, 199

Iye, M., Ota, K., Kashikawa, N., et al. 2006, Nature, 443, 186

Izotov, Y. I., Chaffee, F. H., & Green, R. F. 2001, ApJ, 562, 727

Izotov, Y. I., Foltz, C. B., Green, R. F., Guseva, N. G., & Thuan, T. X. 1997a, ApJL, 487, L37+

Izotov, Y. I., Lipovetsky, V. A., Chaffee, F. H., et al. 1997b, ApJ, 476, 698

Izotov, Y. I., Papaderos, P., Guseva, N. G., Fricke, K. J., & Thuan, T. X. 2004, A&A, 421, 539

Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 1998, ApJ, 500, 188

Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 1999, ApJ, 511, 639

Jimenez, R. & Haiman, Z. 2006, Nature, 440, 501

Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., et al. 2006, ApJ, 648, 7

Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003, MNRAS, 346, 1055

Kennicutt, Jr., R. C. 1998a, ARA&A, 36, 189

Kennicutt, Jr., R. C. 1998b, ApJ, 498, 541

Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., & Trevena, J. 2001, ApJ, 556, 121

Kholupenko, E. E., Ivanchik, A. V., & Varshalovich, D. A. 2007, MNRAS, 378, L39

Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, ApJ, 522, 82

Kobayashi, M. A. R., Totani, T., & Nagashima, M. 2009, ArXiv e-prints

Kodaira, K., Taniguchi, Y., Kashikawa, N., et al. 2003, PASJ, 55, L17

Koelbloed, D. 1956, BAIN, 12, 341

Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, ApJS, 180, 330

Kong, X., Charlot, S., Brinchmann, J., & Fall, S. M. 2004, MNRAS, 349, 769

Koo, D. C. & Kron, R. T. 1980, PASP, 92, 537

Kreysa, E., Bertoldi, F., Gemuend, H.-P., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4855, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. T. G. Phillips & J. Zmuidzinas, 41–48

Kudritzki, R.-P., Méndez, R. H., Feldmeier, J. J., et al. 2000, ApJ, 536, 19

Kunth, D., Leitherer, C., Mas-Hesse, J. M., Östlin, G., & Petrosian, A. 2003, ApJ, 597, 263

Kunth, D., Lequeux, J., Sargent, W. L. W., & Viallefond, F. 1994, A&A, 282, 709

Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., Terlevich, E., et al. 1998, A&A, 334, 11

Labbé, I., Huang, J., Franx, M., et al. 2005, ApJL, 624, L81

Lai, K., Huang, J.-S., Fazio, G., et al. 2007, ApJ, 655, 704

Lai, K., Huang, J.-S., Fazio, G., et al. 2008, ApJ, 674, 70

Lanzetta, K. M., McMahon, R. G., Wolfe, A. M., et al. 1991, ApJS, 77, 1

Le Delliou, M., Lacey, C., Baugh, C. M., et al. 2005, MNRAS, 357, L11

Le Delliou, M., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Morris, S. L. 2006, MNRAS, 365, 712

Leitherer, C. 2005, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 783, The Evolution of Starbursts, ed. S. Hüttmeister, E. Manthey, D. Bomans, & K. Weis, 280–295

Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, ApJS, 123, 3

Lequeux, J., Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., & Sargent, W. L. W. 1995, A&A, 301, 18

Lilly, S. J. 1988, ApJ, 333, 161

Lineweaver, C., Hancock, S., Smoot, G., et al. 1995, Astrophys. J., 448, 482

Loveday, J. 2002, Contemporary Physics, 43, 437

Lowenthal, J. D., Hogan, C. J., Leach, R. W., Schmidt, G. D., & Foltz, C. B. 1990, ApJ, 357, 3

Ly, C., Malkan, M. A., Treu, T., et al. 2009, ArXiv e-prints

Machacek, M. E., Bautz, M. W., Canizares, C., & Garmire, G. P. 2002, ApJ, 567, 188

Madau, P. 2007, ArXiv e-prints

Madau, P., Diemand, J., & Kuhlen, M. 2008, ApJ, 679, 1260

Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, MNRAS, 283, 1388

Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, ApJ, 498, 106

Malhotra, S. & Rhoads, J. E. 2002, ApJL, 565, L71

Malhotra, S. & Rhoads, J. E. 2004, ApJL, 617, L5

Margon, B., Anderson, S. F., Mateo, M., Fich, M., & Massey, P. 1988, ApJ, 334, 597

Martin, C. L. 1996, ApJ, 465, 680

Martin, C. L. 2005, ApJ, 621, 227

Martin, C. L., Sawicki, M., Dressler, A., & McCarthy, P. 2008, ApJ, 679, 942

Mas Hesse, J. M. 1990, Galaxias con formacion ESTELAR violenta (Madrid : Universidad, 1990)

Mas-Hesse, J. M., Kunth, D., Tenorio-Tagle, G., et al. 2003, ApJ, 598, 858

Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2005a, ApJL, 634, L125

Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2005b, Annual Report of the National Astronomical Observatory of Japan (ISSN 1346-1192), Vol. 7, p. 31 (2005), 7, 31

McCarthy, P. J. 1991, AJ, 102, 518

McCarthy, P. J., van Breughel, W., Kapahi, V. K., & Subrahmanya, C. R. 1991, AJ, 102, 522

Mehlert, D., Tapken, C., Appenzeller, I., et al. 2006, A&A, 455, 835

Meier, D. L. 1976, ApJ, 207, 343

Meier, D. L. & Terlevich, R. 1981, ApJL, 246, L109

Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, ApJ, 521, 64

Møller, P., Fynbo, J. P. U., & Fall, S. M. 2004, A&A, 422, L33

Möller, P. & Fynbo, J. U. 2001, A&A, 372, L57

Moller, P. & Warren, S. J. 1993, A&A, 270, 43

Møller, P., Warren, S. J., Fall, S. M., Fynbo, J. U., & Jakobsen, P. 2002, ApJ, 574, 51

Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, ApJL, 524, L19

Mori, M., Umemura, M., & Ferrara, A. 2004, ApJL, 613, L97

Morrissey, P., Conrow, T., Barlow, T. A., et al. 2007, ApJS, 173, 682

Moustakas, J. & Kennicutt, Jr., R. C. 2006, ApJS, 164, 81

Murayama, T., Taniguchi, Y., Scoville, N. Z., et al. 2007, ApJS, 172, 523

Nagamine, K., Ouchi, M., Springel, V., & Hernquist, L. 2008, ArXiv e-prints

Nagao, T., Murayama, T., Maiolino, R., et al. 2007, A&A, 468, 877

Nagao, T., Taniguchi, Y., Kashikawa, N., et al. 2004, ApJL, 613, L9

Neufeld, D. A. 1990, ApJ, 350, 216

Neufeld, D. A. 1991, ApJL, 370, L85

Nilsson, K. K., Fynbo, J. P. U., Møller, P., Sommer-Larsen, J., & Ledoux, C. 2006, A&A, 452, L23

Nilsson, K. K., Møller, P., Möller, O., et al. 2007, A&A, 471, 71

Nilsson, K. K., Tapken, C., Moeller, P., et al. 2008, ArXiv e-prints

Noll, S., Mehlert, D., Appenzeller, I., et al. 2004, A&A, 418, 885

Nolta, M. R., Dunkley, J., Hill, R. S., et al. 2009, ApJS, 180, 296

Novikov, I. D. & Zeldovič , Y. B. 1967, ARA&A, 5, 627

Oke, J. B. 1990, AJ, 99, 1621

Orsi, A., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Infante, L. 2008, MNRAS, 391, 1589

Osterbrock, D. E. 1962, ApJ, 135, 195

Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei (Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.)

Östlin, G., Hayes, M., Kunth, D., et al. 2009, AJ, 138, 923

Östlin, G., Zackrisson, E., Bergvall, N., & Rönnback, J. 2003, A&A, 408, 887

Ouchi, M., Ono, Y., Egami, E., et al. 2008a, ArXiv e-prints

Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2005, ApJL, 620, L1

Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008b, ApJS, 176, 301

Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2003, ApJ, 582, 60

Ouchi, M., Shimasaku, K., Okamura, S., et al. 2004a, ApJ, 611, 660

Ouchi, M., Shimasaku, K., Okamura, S., et al. 2004b, ApJ, 611, 685

Overzier, R. A., Bouwens, R. J., Cross, N. J. G., et al. 2008, ApJ, 673, 143

Page, L., Hinshaw, G., Komatsu, E., et al. 2007, ApJS, 170, 335

Pahre, M. A. & Djorgovski, S. G. 1995, ApJL, 449, L1+

Papaderos, P., Izotov, Y. I., Guseva, N. G., Thuan, T. X., & Fricke, K. J. 2006, A&A, 454, 119

Papovich, C., Moustakas, L. A., Dickinson, M., et al. 2006, ApJ, 640, 92

Partridge, R. B. & Peebles, P. J. E. 1967, ApJ, 147, 868

Peebles, P. J. E. 1968, ApJ, 153, 1

Peebles, P. J. E. 1974, ApJL, 189, L51+

Pentericci, L., Grazian, A., Fontana, A., et al. 2009, A&A, 494, 553

Pentericci, L., Grazian, A., Fontana, A., et al. 2007, A&A, 471, 433

Penzias, A. & Wilson, R. 1965, Astrophys. J., 142, 419

Péquignot, D. 2008, A&A, 478, 371

Percival, W. J., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., et al. 2001, MNRAS, 327, 1297

Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, ApJ, 517, 565

Péroux, C., Dessauges-Zavadsky, M., D'Odorico, S., Kim, T.-S., & McMahon, R. G. 2003, MNRAS, 345, 480

Pettini, M., Rix, S. A., Steidel, C. C., et al. 2002, Ap&SS, 281, 461

Pettini, M., Shapley, A. E., Steidel, C. C., et al. 2001, ApJ, 554, 981

Pettini, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., & Giavalisco, M. 2000, ApJ, 528, 96

Pirzkal, N., Malhotra, S., Rhoads, J. E., & Xu, C. 2007, ApJ, 667, 49

Pirzkal, N., Xu, C., Ferreras, I., et al. 2006, ApJ, 636, 582

Press, W. H. & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425

Pritchet, C. J. 1994, PASP, 106, 1052

Pritchet, C. J. & Hartwick, F. D. A. 1987, ApJ, 320, 464

Pritchet, C. J. & Hartwick, F. D. A. 1990, ApJL, 355, L11

Prochaska, J. X., Herbert-Fort, S., & Wolfe, A. M. 2005, ApJ, 635, 123

Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, A&A, 308, L5+

Pustilnik, S. A., Brinks, E., Thuan, T. X., Lipovetsky, V. A., & Izotov, Y. I. 2001, AJ, 121, 1413

Ranalli, P., Comastri, A., & Setti, G. 2003, A&A, 399, 39

Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., et al. 2008, ApJ, 681, 856

Reddy, N. A., Erb, D. K., Steidel, C. C., et al. 2005, ApJ, 633, 748

Reddy, N. A., Steidel, C. C., Fadda, D., et al. 2006, ApJ, 644, 792

Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2008, ApJS, 175, 48

Rhoads, J. E. & Malhotra, S. 2001, ApJL, 563, L5

Rhoads, J. E., Malhotra, S., Dey, A., et al. 2000, ApJL, 545, L85

Rhoads, J. E., Xu, C., Dawson, S., et al. 2004, ApJ, 611, 59

Richling, S., Meinköhn, E., Kryzhevoi, N., & Kanschat, G. 2001, A&A, 380, 776

Riess, A. G., Strolger, L.-G., Tonry, J., et al. 2004, ApJ, 607, 665

Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2005, ApJS, 160, 115

Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161

Santos, M. R. 2004, MNRAS, 349, 1137

Savaglio, S., Panagia, N., & Padovani, P. 2002, ApJ, 567, 702

Schaerer, D. 2002, A&A, 382, 28

Schaerer, D. 2003, A&A, 397, 527

Schaerer, D. 2009, A&A

Schaerer, D. & Verhamme, A. 2008, A&A, 480, 369

Schechter, P. 1976, ApJ, 203, 297

Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525

Schmidt, M. 1963, Nature, 197, 1040

Schmidt, M. 1965, ApJ, 141, 1295

Schwartz, C. M. & Martin, C. L. 2004, ApJ, 610, 201

Schwartz, C. M., Martin, C. L., Chandar, R., et al. 2006, ApJ, 646, 858

Scott, S. E., Fox, M. J., Dunlop, J. S., et al. 2002, MNRAS, 331, 817

Seaton, M. J. 1979, MNRAS, 187, 73P

Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2001, ApJ, 562, 95

Shapley, A. E., Steidel, C. C., Erb, D. K., et al. 2005, ApJ, 626, 698

Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, ApJ, 588, 65

Shimasaku, K., Hayashino, T., Matsuda, Y., et al. 2004, ApJL, 605, L93

Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., et al. 2006, PASJ, 58, 313

Shimasaku, K., Ouchi, M., Okamura, S., et al. 2003, ApJL, 586, L111

Skillman, E. D. & Kennicutt, Jr., R. C. 1993, ApJ, 411, 655

Smith, H. E., Cohen, R. D., Burns, J. E., Moore, D. J., & Uchida, B. A. 1989, ApJ, 347, 87

Smoot, G., Bennett, C., Kogut, A., et al. 1992, Astrophys. J. Lett., 396, L1

Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, ApJS, 170, 377

Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175

Spinrad, H., Dey, A., & Graham, J. R. 1995, ApJL, 438, L51

Spinrad, H. & Djorgovski, S. 1984a, ApJL, 280, L9

Spinrad, H. & Djorgovski, S. 1984b, ApJL, 285, L49

Spinrad, H., Filippenko, A. V., Wyckoff, S., et al. 1985, ApJL, 299, L7

Stanway, E. R., Bunker, A. J., McMahon, R. G., et al. 2004, ApJ, 607, 704

Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2000, ApJ, 532, 170

Steidel, C. C., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996a, AJ, 112, 352

Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996b, ApJL, 462, L17+

Stenflo, J. O. 1980, A&A, 84, 68

Storrie-Lombardi, L. J. & Wolfe, A. M. 2000, ApJ, 543, 552

Switzer, E. R. & Hirata, C. M. 2008, PhRvD, 77, 083006

Taniguchi, Y., Ajiki, M., Murayama, T., et al. 2003, ApJL, 585, L97

Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, PASJ, 57, 165

Taniguchi, Y., Shioya, Y., & Kakazu, Y. 2001, ApJL, 562, L15

Tapken, C., Appenzeller, I., Gabasch, A., et al. 2006, A&A, 455, 145

Tapken, C., Appenzeller, I., Mehlert, D., Noll, S., & Richling, S. 2004, A&A, 416, L1

Tapken, C., Appenzeller, I., Noll, S., et al. 2007, A&A, 467, 63

Tasitsiomi, A. 2006, ApJ, 645, 792

Tegmark, M., Blanton, M. R., Strauss, M. A., et al. 2004, ApJ, 606, 702

Tenorio-Tagle, G., Silich, S. A., Kunth, D., Terlevich, E., & Terlevich, R. 1999, MNRAS, 309, 332

Teplitz, H. I., Malkan, M., & McLean, I. S. 1998, ApJ, 506, 519

Teplitz, H. I., Malkan, M. A., & McLean, I. S. 1999, ApJ, 514, 33

Terlevich, E., Diaz, A. I., Terlevich, R., & Vargas, M. L. G. 1993, MNRAS, 260, 3

Thompson, D., Djorgovski, S., & Beckwith, S. V. W. 1994, AJ, 107, 1

Thompson, D., Djorgovski, S., & Trauger, J. 1995, AJ, 110, 963

Thompson, D. & Djorgovski, S. G. 1995, AJ, 110, 982

Thompson, D., Mannucci, F., & Beckwith, S. V. W. 1996, AJ, 112, 1794

Thompson, D. J., Smith, J. D., Djorgovski, S., & Trauger, J. 1992, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 24, Bulletin of the American Astronomical Society, 806–+

Thuan, T. X. & Izotov, Y. I. 1997, ApJ, 489, 623

Thuan, T. X., Izotov, Y. I., & Lipovetsky, V. A. 1997, ApJ, 477, 661

Thuan, T. X., Sauvage, M., & Madden, S. 1999, ApJ, 516, 783

Tinsley, B. M. 1972, A&A, 20, 383

Totsuji, H. & Kihara, T. 1969, PASJ, 21, 221

Tumlinson, J., Giroux, M. L., & Shull, J. M. 2001, ApJL, 550, L1

Unno, W. 1955, PASJ, 7, 81

Vader, J. P., Frogel, J. A., Terndrup, D. M., & Heisler, C. A. 1993, AJ, 106, 1743

Valls-Gabaud, D. 1993, ApJ, 419, 7

van Breugel, W., De Breuck, C., Stanford, S. A., et al. 1999, ApJL, 518, L61

van Breukelen, C., Jarvis, M. J., & Venemans, B. P. 2005, MNRAS, 359, 895

van Zee, L., Westpfahl, D., Haynes, M. P., & Salzer, J. J. 1998, AJ, 115, 1000

Vanzella, E., Giavalisco, M., Dickinson, M., et al. 2009, ArXiv e-prints

Veilleux, S. & Osterbrock, D. E. 1987, ApJS, 63, 295

Venemans, B. P., Kurk, J. D., Miley, G. K., et al. 2002, ApJL, 569, L11

Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 2005, A&A, 431, 793

Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 2007, A&A, 461, 823

Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Overzier, R. A., et al. 2004, A&A, 424, L17

Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2008, ArXiv e-prints, 805

Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, A&A, 460, 397

Verma, A., Lehnert, M. D., Förster Schreiber, N. M., Bremer, M. N., & Douglas, L. 2007, MNRAS, 377, 1024

Vílchez, J. M. & Iglesias-Páramo, J. 1998, ApJ, 508, 248

Wang, J. X., Rhoads, J. E., Malhotra, S., et al. 2004, ApJL, 608, L21

Webb, T. M., Eales, S. A., Lilly, S. J., et al. 2003, ApJ, 587, 41

Webb, T. M. A., Yamada, T., Huang, J.-S., et al. 2009, ApJ, 692, 1561

Willott, C. J., Delorme, P., Omont, A., et al. 2007, AJ, 134, 2435

Windhorst, R. A., Burstein, D., Mathis, D. F., et al. 1991, ApJ, 380, 362

Witt, A. N. & Gordon, K. D. 2000, ApJ, 528, 799

Wolfe, A. M., Gawiser, E., & Prochaska, J. X. 2005, ARA&A, 43, 861

Wolfe, A. M., Turnshek, D. A., Smith, H. E., & Cohen, R. D. 1986, ApJS, 61, 249

Wong, W. Y. & Scott, D. 2007, MNRAS, 375, 1441

Wong, W. Y., Seager, S., & Scott, D. 2006, MNRAS, 367, 1666

Wu, Y., Charmandaris, V., Hunt, L. K., et al. 2007, ApJ, 662, 952

Yamada, T., Kodama, T., Akiyama, M., et al. 2005, ApJ, 634, 861

Yoshida, N., Abel, T., Hernquist, L., & Sugiyama, N. 2003, ApJ, 592, 645

Zanstra, H. 1949, BAIN, 11, 1

Zeldovich, Y. B., Kurt, V. G., & Syunyaev, R. A. 1968, Zhurnal Eksperimental noi i Teoreticheskoi Fiziki, 55, 278

Zheng, Z. & Miralda-Escudé, J. 2002, ApJ, 578, 33

Zwicky, F. 1966, ApJ, 143, 192

Remerciements

Dans cet exercice de funambule, agréable mais périlleux, je tiens en premier lieu, raison supplantant témérité, à remercier toutes le personnes que j'aurais oublier dans cette page de gratitude, qui je sais seront nombreux. Mes excuses accompagnent ces remerciements.

Je remercie mes directeurs de thèse pour ces années incroyablement riches que j'ai passées avec eux. J'ai effectué ma thèse en cotutelle ente l'institut d'astrophysique de Paris et l'observatoire de Genève ; et c'est sans nul doute l'origine d'une complémentarité et d'une dualité aussi humaine que scientifique. Nos discussions avec Daniel Kunth ont toujours été stimulantes, avec des échanges passionnants, des idées à foison, qui ne tenaient pas toutes en place en quittant son bureau. J'ai énormément apprécié nos digressions systématiques, tantôt épistémologiques, tantôt historiques pendant lesquelles j'ai énormément appris de sa culture (je sais que ce dernier mot nous engagerait dans une longue discussion). Un vrai bonheur. Mes pensées les plus amicales à Daniel Schaerer pour m'avoir fait apprécié mon sujet de thèse dès mon stage. Je garde un souvenir agréablement rassurant à chacune de mes visites à Genève. Sa sollicitude, sa méthode de travail, son humilité, nos discussions éclairées participaient à une atmosphère particulièrement sereine et propice à la réflexion et au travail. J'ai toujours eu dans le train, de retour à Paris, un sentiment entier de satisfaction. J'ai à tout moment trouvé une aide précieuse et sans faille de sa part, tant sur le plan professionnel qu'humain, que le sujet le concerne de près ou de loin.

De mes directeurs, j'ai l'image de deux collègues avec qui j'avais une liberté totale dans mes décisions ou l'orientation de mon travail. Je pense que le plus important a été indubitablement la confiance qu'ils avaient en moi, qui m'a rendu très indépendant. C'est la meilleure formation à la recherche que je pouvais espérer.

Je remercie Bruno Guiderdoni et Roser Pello qui me font l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse, et pour le regard critique très constructif et avisé sur mon travail. Merci également à Patrick Boissé et François Hammer d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

J'aimerais remercier Matthew Hayes et Anne Verhamme qui m'ont beaucoup orienté au début de ce travail. Merci également à Göran Östlin pour m'avoir accueilli plusieurs fois à l'observatoire de Stockholm. Merci à tous mes collaborateurs qui ont partagé le même enthousiasme monochromatique. Jean-Michel Deharveng, Claus Leitherer, Miguel Mas-Hesse, Artashes Petrosian.

Je remercie les organisateurs et les participants des écoles thématiques auxquelles j'ai participé : l'école d'hiver de l'IAC aux Canaries et l'école IUACAA d'observations astronomiques en Inde. Un merci aux organisateurs et aux nombreuses per-

sonnes avec qui j'ai beaucoup appris pendant les conférences internationales. Merci au personnel de l'observatoire de La Silla au Chili.

Un grand merci à mes amis qui m'ont accompagné durant de longues années, avec qui je partage des souvenirs impérissables mais à qui j'exprime assez régulièrement ma gratitude pour en faire d'avantage ici.

A l'IAP, j'aimerais remercier tous les gens qui m'ont aidé de près ou de loin pendant ma thèse. Je remercie tous les gens qui ont rendu cette période extrêmement plaisante, à commencer par les doctorants, étudiants, personnel et amis qui se reconnaîtront évidemment.

Il m'est difficile de résumer tout ce qui s'est passé avec de nombreuses personnes durant ces trois années. Mais j'aime à penser que l'essentiel n'est pas dans ces lignes, mais dans les souvenirs qu'on garde tous de ce parcours, et certainement ceux à venir.

Enfin, mes dernières pensées sont pour ma famille qui a toujours compris pour quelles raisons je faisais d'aussi longues études, ce qui n'est pas le cas de tout le monde. Ils m'ont fidèlement épaulé depuis la naissance précoce de cette passion, même s'ils ne prirent sa mesure que bien plus tard. Ils s'en amusent encore. Merci pour votre soutien inconditionnel.

Publications choisies

A&A 506, L1–L4 (2009)
DOI: 10.1051/0004-6361/200912787
© ESO 2009

Astronomy & Astrophysics

Letter to the Editor

Empirical estimate of Lyα escape fraction in a statistical sample of Lyα emitters

H. Atek[1], D. Kunth[1], D. Schaerer[2,3], M. Hayes[2], J. M. Deharveng[4], G. Östlin[5], and J. M. Mas-Hesse[6]

[1] Institut d'Astrophysique de Paris (IAP), 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France
e-mail: atek@iap.fr
[2] Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
[3] Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 Avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France
[4] Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, UMR 6110 CNRS/Université de Provence, 38 rue Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France
[5] Oskar Klein Center for Cosmoparticle physics, Department of Astronomy, Stockholm University, 10691 Stockholm, Sweden
[6] Centro de Astrobiología (CSIC-INTA), POB 78, E28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

Received 29 June 2009 / Accepted 8 September 2009

ABSTRACT

Context. The Lyman-alpha (Lyα) recombination line is a fundamental tool for galaxy evolution studies and modern observational cosmology. However, subsequent interpretations are still prone to a number of uncertainties. Besides numerical efforts, empirical data are urgently needed for a better understanding of the Lyα escape process.

Aims. We empirically estimate the Lyα escape fraction in a statistically significant sample of galaxies in a redshift range $z \sim 0$–0.3. This estimate will constrain interpretations of current high-redshift Lyα observations.

Methods. An optical spectroscopic follow-up of a sub-sample of 24 Lyα emitters detected by GALEX at $z \sim 0.2$–0.3, combined with a UV-optical sample of local starbursts, both with matched apertures, allow us to quantify the dust extinction through Balmer lines, and to estimate the Lyα escape fraction from the Hα flux corrected for extinction in the framework of the recombination theory.

Results. The global escape fraction of Lyα radiation spans a wide range of values and $f_{\rm esc}$(Lyα) clearly decreases with increasing nebular dust extinction $E(B-V)$. Several objects show $f_{\rm esc}$(Lyα) greater than $f_{\rm esc}$(continuum), which may be taken as observational evidence for a clumpy ISM geometry or for an aspherical ISM. Selection biases and aperture size effects may still prevail between $z \sim 0.2$–0.3 Lyman-alpha emitters (LAEs) and local starbursts and may explain the difference observed for $f_{\rm esc}$(Lyα).

Key words. galaxies: starburst – galaxies: ISM – ultraviolet: galaxies – ISM: dust, extinction

1. Introduction

Considerable progress has been made in the last years in the detection and characterization of distant galaxy populations thanks, in particular, to 8–10 m class telescopes with large field of view instruments. In this context, the Lyα emission line is of particular interest, since it remains the brightest spectral signature of remote young galaxies (Partridge & Peebles 1967; Schaerer 2003). As a result, high redshift galaxies are now being routinely detected thanks to the Lyman Break selection and/or emission line surveys (e.g. Gronwall et al. 2007; Ouchi et al. 2008; Nilsson et al. 2009, and references therein); this situation is likely to improve with upcoming Extremely Large Telescopes (ELTs) and the James Webb Space Telescope (JWST). A comparable survey is now available for the first time at low redshift ($z \sim 0.2$–0.35, Deharveng et al. 2008) thanks to the GALEX (Galaxy Evolution Explorer) UV capabilities.

The Lyα line proves an invaluable tool in a cosmological context and is used in a wide variety of applications. Lyα has been used in recent studies to probe early stages of galaxy formation, estimate the star formation rate, trace large scale structures, identify potential hosts of population III stars and place constraints on cosmic reionization at $z \gtrsim 6$. However, in order to ensure a proper interpretation of these very promising Lyα-oriented studies, one first must establish a robust calibration of the many parameters that control the complex transport of this line. The determination of the amount of Lyα radiation that escapes from the host galaxy is certainly the most important step toward understanding how various galaxy properties may distort the interpretation of Lyα observations. Although the order of importance of these parameters has been extensively discussed (e.g. Verhamme et al. 2008; Schaerer & Verhamme 2008; Atek et al. 2009), empirical evidence based upon a large sample of galaxies is still missing.

From the International Ultraviolet Explorer (IUE) to the Hubble Space Telescope (HST) era, spectroscopic and imaging observations of nearby star forming galaxies have played a key role in identifying the main parameters responsible for the Lyα escape in a given galaxy. Recent high resolution Lyα imaging results clearly demonstrate the importance of resonant scattering, evidenced locally by very high Lyα/Hα ratios and an outstanding large Lyα scattering halo (e.g. Hayes et al. 2007; Atek et al. 2008; Östlin et al. 2009). However, most results so far have no statistical bearing and are still difficult to generalize, because the sample is not only small but consists of specific "hand-picked" objects. We propose here to improve this situation by using a larger sample of 24 Lyα emitting galaxies at $0.2 \lesssim z \lesssim 0.35$ found by GALEX. We have carried out a spectroscopic follow-up of a southern sub-sample with EFOSC2 on the ESO New Technology Telescope (NTT). This enables us to analyze how the Lyα emission is related to many physical properties of galaxies. We also re-analyzed UV-optical spectra of 11 local starbursts. For the first time, these large aperture

Table 1. NTT EFOSC2 observations.

Mode	Slit	Exptime (s)	Nb. Obj.	Grism
Spectroscopy	1″	3000	24	13
Spectrophotometry	5″	1800	20	13

observations allow us to determine empirically the Lyα escape fraction in a large sample of galaxies and to examine its dependence on dust extinction, if any.

2. Observations

2.1. The GALEX sample

96 Lyα emitting galaxies at $z \sim 0.2$–0.35 were found by Deharveng et al. (2008) in the far ultraviolet (1350 Å–1750 Å) from a GALEX slitless spectroscopic survey. Five fields covering a total area of 5.65 deg^2 were used to extract all continuum spectra with a minimum signal-to-noise ratio (S/N) per resolution element of 2 in the FUV. Lyα emitters are then visually selected on the basis of a potential Lyα emission feature, which naturally leads to a threshold of $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \gtrsim 10$ Å. Data reduction and field characteristics are described in more detail in Deharveng et al. (2008).

2.2. Spectroscopic follow-up

Spectroscopic observations of 24 of the 31 galaxies in the Chandra Deep Field South (CDFS) and ELAIS-S1 fields were performed with EFOSC2 on the NTT at ESO La Silla. Observational conditions were very good with photometric sky and sub-arcsec seeing (0.5″–1″). Two instrumental setups were used in long slit mode: (1) a spectrophotometric mode with a 5″ slit, allowing observations to encompass the whole galaxy (20 out of 24 objects); and (2) a spectroscopic mode with a 1″ slit, giving a better spectral resolution enabling us to correct Hα data for NII contamination. Both settings were used in combination with Grism #13, covering a large wavelength range in the optical domain (3690–9320 Å). A binning of 2×2 is used and corresponds to a plate-scale of 0.24″ px^{-1} and a spectral resolution of $FWHM \sim 12$ Å (for 1″ slit spectra). To avoid second order contamination that affects the longer wavelength range, an order sorting filter has been mounted to cut off light blue-ward of 4200 Å. Observational settings and the mean exposure time per object are summarized in Table 1.

The EFOSC2 spectra were reduced and calibrated using standard `IRAF` routines. The aperture extraction of 1D spectra was performed through the `DOSLIT` task. Spectra were flux calibrated using a mean sensitivity function determined by observations of standard stars (Feige110, HILT600, LTT1020, EG21) from the Oke (1990) catalog.

2.3. IUE starburst sample

We have re-analyzed UV-optical spectra of 11 local starburst galaxies, presented in McQuade et al. (1995) and Storchi-Bergmann et al. (1995) (see also Giavalisco et al. 1996) that are distant enough to separate the Lyα feature of the galaxy from geocoronal Lyα emission. In this way, we have complete control on the Lyα emission measurement method. Indeed, the definition of a Lyα emitter/absorber could be ambiguous for P Cygni profiles or an emission blended with absorption. Therefore, we consider here only the net Lyα flux. Data consist of IUE UV (1200–3300 Å) spectra combined with ground-based optical spectra with a matched aperture (20″ × 10″). The line measurements have been performed following the same procedure used for the NTT spectra. We included in our analysis only net Lyα emitters, i.e. with $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} > 0$. Furthermore, for common objects between IUE and the Atek et al. (2008) samples, we retained the latter to minimize aperture size effects (see below). We then obtained five IUE objects.

2.4. Emission line measurements

All spectra were analyzed using the `SPLOT` package in `IRAF`. The redshift was measured using the wavelength position of several lines and line measurements were performed interactively on rest-frame spectra. We confirm with a better accuracy the redshift determinations based on the blind search for Lyα features in the GALEX survey.

Fluxes and equivalent widths (EWs) were measured for Hα, Hβ and [NII] 6548, 6584 Å. For most spectra, the Hα line (6563 Å) is blended with [NII] lines, even for the 1″ slit observations. In this case, a deblending routine is used within `SPLOT` to measure individual fluxes in each line. Then, the NII/Hα line ratio is used to correct the spectrophotometric observations for [NII] contamination. It appears that the dust extinction (cf. Sect. 2.5) is sensitive to the aperture size, since our 1″ slit observations, targeting the center of the galaxies, led in general to a higher extinction. But this does not affect the NII correction, which is relatively insensitive to dust extinction. To correct for underlying stellar absorption in the Balmer lines, we assumed a constant equivalent width of 2 Å, typical for starburst galaxies (Tresse et al. 1996; González Delgado et al. 1999) .

To determine uncertainties in the line fluxes, we ran 1000 Monte Carlo simulations in which random Gaussian noise, based on the data noise, is added to a noise-free spectrum. Then, emission lines were fitted. The computed MC errors depend essentially on the S/N quality of spectra. Error propagation is applied through the calculation of all the quantities described above and the line ratios, extinction etc, computed hereafter.

Using BPT diagrams (Baldwin et al. 1981; Veilleux & Osterbrock 1987), and *Chandra* X-ray observations, we have identified at most three galaxies possibly excited by an active galactic nucleus (AGN), which represents up to 12.5% of our sample. Studying similar $z \sim 0.3$ samples, Scarlata et al. (2009, submitted) find a comparable value (17%), while Finkelstein et al. (2009a) claim a much higher fraction (around 43%). We therefore removed these objects from our analysis. This diagnostic will be thoroughly addressed in Atek et al. (in prep.).

2.5. Extinction

Reddening along the galaxy line of sight is caused by interstellar dust extinction. The reddening contribution of our Galaxy is negligible for our objects. Then, the extinction coefficient, $C(\mathrm{H}\beta)$, intrinsic to the observed object can be calculated using the Balmer ratio between Hα and Hβ:

$$\frac{f(\mathrm{H}\alpha)}{f(\mathrm{H}\beta)} = R \times 10^{-C[S(\mathrm{H}\alpha)-S(\mathrm{H}\beta)]} \quad (1)$$

where f(Hα) and f(Hβ) are the measured integrated fluxes and R is the intrinsic Balmer ratio. We use here a value of $R = 2.86$, assuming case B recombination theory and a temperature of 10^4 K (Osterbrock 1989). $S(\mathrm{H}\alpha)$ and $S(\mathrm{H}\beta)$ are determined from the Cardelli et al. (1989) extinction law. The colour excess E_{B-V} is then simply computed using Eq. (1) and the relation

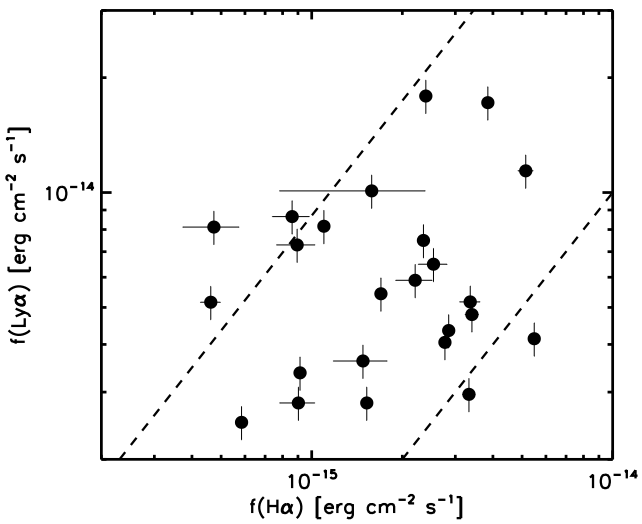


Fig. 1. Lyα versus Hα fluxes for the GALEX sample. The dashed line represent Lyα/Hα = 8.7 (case B) and Lyα/Hα = 1. The local objects (not represented here) show higher fluxes and lie in general close to the line 1:1.

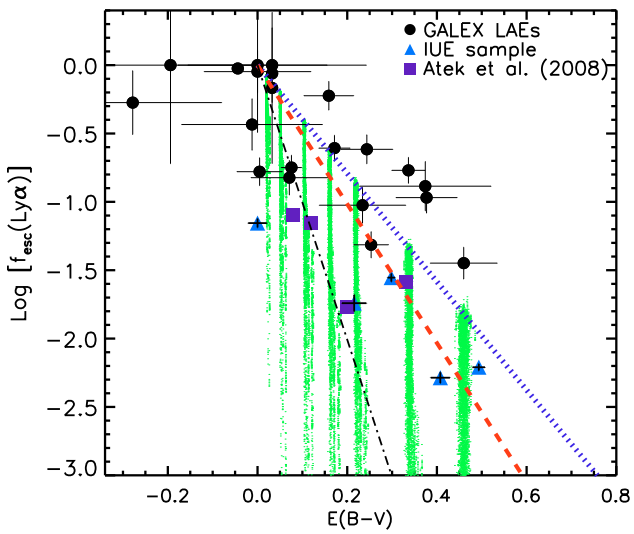


Fig. 2. Lyα escape fraction as a function of dust extinction, observed in $z \sim 0.3$ Lyα galaxies. The red dashed line represents the best fit to our entire sample (GALEX, IUE, and Atek et al. samples). The dark dot-dashed line represent the best fit determined by Verhamme et al. (2008) from spectral fitting of $z \sim 3$ LBGs. The blue dotted line corresponds to the escape fraction of the continuum attenuated by dust extinction using the Cardelli et al. (1989) law. Green points are predictions for $f_{\rm esc}$(Lyα) using a 3D Lyα radiation transfer code (Verhamme et al. 2008). See text for details.

$E(B-V) = C/1.47$. Due to photometric calibration errors and probably a stronger stellar absorption than assumed here, few objects have a negative extinction with large uncertainties. This could also be the result of enhanced Hβ emission from a reflection nebula.

3. Lyα escape fraction

In Fig. 1, the Lyα flux is plotted against the Hα one for the GALEX objects . While some objects show a Lyα/Hα ratio consistent with the case B value, most of them lie well below this line. On the other hand, few objects show a Lyα/Hα > 8.7 at a significant level. The heavily attenuated values can be explained by the high extinction in the UV compared to the optical and to resonant scattering of Lyα that increases the absorption optical depth. However, the observed dispersion and the points above the case B line could be the result of other parameters that will be discussed below. A convenient way to constrain the dust extinction parameter is to determine the escape fraction of Lyα as a function of $E(B-V)$.

To determine the Lyα escape fraction we follow Atek et al. (2008). The method relies on the fact that Hα emission is not prone to complex radiation transport effects but is only affected by dust attenuation. Therefore, correcting the observed Hα flux for extinction while assuming a case B recombination theory (Osterbrock 1989), one can estimate the intrinsic Lyα flux. The Lyα escape fraction is then given by:

$$f_{\rm esc}({\rm Ly}\alpha) = f({\rm Ly}\alpha)/(8.7 \times f({\rm H}\alpha)_{\rm C}), \quad (2)$$

where f(Lyα) is the observed flux and f(Hα)$_{\rm C}$ is the extinction-corrected Hα flux.

Figure 2 shows our empirical $f_{\rm esc}$ values as a function of the nebular extinction for the GALEX and IUE samples described above. $f_{\rm esc}$ values for 4 nearby galaxies from Atek et al. (2008), with $EW_{\rm Ly\alpha} > 0$ Å, are also shown. This figure summarizes much information with several implications for Lyα physics.

First, we find that $f_{\rm esc}$ is not constant. It spans a wide range of values, typically from $f_{\rm esc} \sim 0.5$ to 100% in the GALEX sample. Second, the Lyα escape fraction is clearly sensitive to the dust extinction and an anti-correlation is observed. We performed a linear least-squares fit to this anti-correlation. The red dashed curve is the best solution found corresponding to

$$f_{\rm esc}({\rm Ly}\alpha) = 10^{-0.4\,k({\rm Ly}\alpha)\,E(B-V)}; \quad k({\rm Ly}\alpha) \sim 12.7 \pm 0.4. \quad (3)$$

The extinction coefficient at Lyα wavelength goes from $k(1216) \sim 9.9$ to 12.8 for Cardelli et al. (1989) and Calzetti et al. (2000) laws, respectively. Here, k(Lyα) derived from the fit takes into account the averaged effects of all processes affecting the Lyα escape, such as the resonant scattering experienced by Lyα photons, which increases their mean path and therefore the effective dust optical depth, or velocity fields in the gas or the ISM geometry, which may ease the escape of Lyα. The observed scatter around our mean relation is most likely indicative of this multi-parameter process. Using hydrodynamical cosmological simulations of Lyα emitters, Dayal et al. (2009) find similar trend between $f_{\rm esc}$(Lyα) and extinction. For similar extinctions, the Lyα escape fraction tends to be higher on average in GALEX Lyα galaxies than in local objects. In the $z \sim 0$ objects, $f_{\rm esc}$ never exceeds ~10%, whereas it covers a wide range of values reaching 100% at $z \sim 0.3$. This difference may be the result of different selection effects. The GALEX galaxies are selected from their Lyα emission amongst spectra taken from a blind search, whereas the local objects are from a sample of specific, optically-selected starburst galaxies.

Third, several objects show $f_{\rm esc}$(Lyα) greater than the escape fraction expected for the continuum near Lyα (blue dotted line) as given by $f_{\rm esc}({\rm cont}) = 10^{-0.4\,k(1216)\,E(B-V)}$, where the most favourable value $k(1216) \sim 9.9$ is adopted from the Cardelli et al. law. Although Lyα/Hα ratios exceeding the theoretical value have already been found in local starbursts (Atek et al. 2008), they only occur locally, in spatially resolved objects, where this easily can be explained by a local Lyα "excess" due to scattering. Here, in some objects, it is the "global" Lyα escape fraction determined from the integrated spectra that is found to be higher than expected from the most favourable (i.e. flattest) attenuation law. These objects may be observational evidence for

a multi-phase configuration of the ISM (Neufeld 1991; Hansen & Peng Oh 2006; Finkelstein et al. 2009b), where dust is primarily distributed in cold neutral clouds with an ionized inter-cloud medium. By reflecting on the cloud surface, Lyα photons will be easily transmitted through the ionized medium. Alternatively, Scarlata et al. (2009, submitted) have advocated for a clumpy dust distribution scenario able to reproduce the observed Lyα, Hα and Hβ intensities without the need for a two-phase model responsible for different paths for Lyα and Hα.

Approximately 2/6 of these objects also show a relatively high Lyα equivalent width ($EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$~100–150 Å), as may be expected for a clumpy ISM. Furthermore, f_{esc}(Lyα) higher than the UV continuum could also be due to orientation effects in objects with an aspherical ISM, e.g. in conical outflows, into which Lyα would be "channeled" more effectively than continuum radiation. The Lyα escape fractions of objects below the attenuation curve of the continuum can be quantitatively reproduced by models using a homogeneous ISM. However, this does not exclude that clumping may also play a role in these objects.

We performed an extensive grid of 3D Lyα radiation transfer simulations in homogeneous, spherically expanding shells (Hayes et al. in prep.), around a central emitting source of UV continuum plus the Lyα line, using an updated version of the MCLya code (Verhamme et al. 2006). We overplot in Fig. 2 the predictions of f_{esc} as a function of $E(B-V)$ by using all possible values of the remaining parameters affecting f_{esc}: the expansion velocity of the neutral gas, HI column density, Doppler parameter b and $FWHM$ (Lyα) of the input emission line (for details, see Atek et al. 2009). The model $E(B-V)$ is computed from the predicted UV continuum attenuation, assuming the same extinction law as above. The model grid covers the bulk of the observed variations in f_{esc} and $E(B-V)$. The homogeneous, spherical shell models may in principle be able to explain the majority of the objects, although tailored models including all observational constraints are needed to confirm this. However, the f_{esc} values above the continuum attenuation curve (blue dotted line in Fig. 2) observed in 6 objects cannot be explained with these models, since Lyα photons cannot be less attenuated than the continuum in a homogeneous ISM. New radiation transfer computations in clumpy media are underway to examine this interesting behavior.

4. Discussion

We have presented here an estimation of the mean Lyα escape fraction as a function of the extinction and how different parameters can alter this simple relation. We have carefully chosen our aperture (5″ slit) in optical spectroscopy in order to obtain Balmer fluxes comparable to Lyα ones obtained by the GALEX grism. This allows us to estimate the extinction and the escape fraction for the whole galaxy.

To keep the same consistency between the different samples, we decided to minimize selection effects by retaining only the net Lyα emitters in both the IUE and the imaging samples. We recall that the retained IUE large aperture (20″ × 10″) UV observations and ground-based optical spectroscopy of local starbursts are all aperture matched. Furthermore, for Lyα imaging objects, the HST aperture is large enough to encompass the entire Lyα emission region. However, while the slitless mode of GALEX enables us to recover the diffuse Lyα emission, this is not necessarily the case for IUE observations. The size of the large aperture may remain insufficient for some nearby objects in order to encompass the scattered photons across a large area of the galaxy, as usually indicated by the large extent of the HI gas. Therefore, f_{esc}(Lyα) could be slightly underestimated. On the contrary, as mentioned earlier, the $z \sim 0.2-0.3$ objects are selected on the grounds of their Lyα strength. This will likely favor the high Lyα escape fractions. One should then keep in mind that these opposite effects contribute to stretch the deviation from our best fit of this compilation of data points. Similar Lyα equivalent width criteria are commonly applied to select high-z LAEs, implying most likely relatively high escape fractions and a less severe discrepancy between Lyα and non-resonant radiation for this class of objects. A blind search of Lyα emitters would then find lower f_{esc}(Lyα) than the GALEX objects. This is already found in our current double blind survey in Lyα and Hα at $z \sim 2.2$, where an average escape fraction of ~4.5% is measured (Hayes et al. in prep.).

In contrast with other emission lines, the dust extinction is only one of several parameters governing f_{esc}(Lyα), and the extent of the dispersion around the fit is a good illustration. Given the importance of an accurate estimation of f_{esc}(Lyα), one needs to quantify the kinematical effects by measuring the cold ISM velocity in these objects; an additional step toward a precise calibration of f_{esc}(Lyα). A more detailed investigation of the physical properties and SED modeling of our sample will be carried out in subsequent publications (Atek et al., in prep.).

Acknowledgements. We thank Daniela Calzetti, who kindly put her UV-optical spectra of the IUE sample at our disposal. The work of D.S. and M.H. is supported by the Swiss National Science Foundation. H.A. and D.K. are supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES). G.Ö. is Royal Swedish Academy of Sciences Research Fellow supported by a grant from the Knut and Alice Wallenberg Foundation. G.Ö. acknowledges support from the Swedish research council. J.M.M.H. is partially funded by Spanish MICINN grant AYA2007-67965. This work is based on observations made with ESO Telescopes at La Silla Observatories under programme ID 082.B-0392.

References

Atek, H., Kunth, D., Hayes, M., Östlin, G., & Mas-Hesse, J. M. 2008, A&A, 488, 491
Atek, H., Schaerer, D., & Kunth, D. 2009, A&A, 502, 791
Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5
Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, ApJ, 533, 682
Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
Dayal, P., Ferrara, A., & Saro, A. 2009, ArXiv e-prints
Deharveng, J.-M., Small, T., Barlow, T. A., et al. 2008, ApJ, 680, 1072
Finkelstein, S. L., Cohen, S. H., Malhotra, S., Rhoads, J. E., & Papovich, C. 2009a, ArXiv e-prints
Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., & Grogin, N. 2009b, ApJ, 691, 465
Giavalisco, M., Koratkar, A., & Calzetti, D. 1996, ApJ, 466, 831
González Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1999, ApJS, 125, 489
Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, ApJ, 667, 79
Hansen, M., & Peng Oh, S. 2006, New Astron. Rev., 50, 58
Hayes, M., Östlin, G., Atek, H., et al. 2007, MNRAS, 382, 1465
McQuade, K., Calzetti, D., & Kinney, A. L. 1995, ApJS, 97, 331
Neufeld, D. A. 1991, ApJ, 370, L85
Nilsson, K. K., Tapken, C., Moeller, P., et al. 2009, A&A, 498, 13
Oke, J. B. 1990, AJ, 99, 1621
Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei, Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. (Mill Valley, CA: University Science Books), 422
Östlin, G., Hayes, M., Kunth, D., et al. 2009, AJ, 138, 923
Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, ApJS, 176, 301
Partridge, R. B., & Peebles, P. J. E. 1967, ApJ, 147, 868
Schaerer, D. 2003, A&A, 397, 527
Schaerer, D., & Verhamme, A. 2008, A&A, 480, 369
Storchi-Bergmann, T., Kinney, A. L., & Challis, P. 1995, ApJS, 98, 103
Tresse, L., Rola, C., Hammer, F., et al. 1996, MNRAS, 281, 847
Veilleux, S., & Osterbrock, D. E. 1987, ApJS, 63, 295
Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, A&A, 460, 397
Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2008, A&A, 491, 89

A&A 502, 791–801 (2009)
DOI: 10.1051/0004-6361/200911856
© ESO 2009

Astronomy & Astrophysics

Origin of Lyα absorption in nearby starbursts and implications for other galaxies*

H. Atek[1], D. Schaerer[2,3], and D. Kunth[1]

[1] Institut d'Astrophysique de Paris (IAP), 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France
e-mail: atek@iap.fr
[2] Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
[3] Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 Avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France

Received 16 February 2009 / Accepted 6 May 2009

ABSTRACT

Context. Despite the privileged position that Lyman-α (Lyα) emission line holds in the exploration of the distant universe and modern observational cosmology, the origin of the observed diversity of Lyα profiles still needs to be thoroughly explained. Observations of nearby star forming galaxies bring their batch of apparent contradictions between Lyα emission and their physical parameters, and call for a detailed understanding of the physical processes at work. One of the most metal-poor galaxies known, IZw 18, is of particular interest in this context.

Aims. We fit the Lyα spectrum of IZw 18 to understand the origin of the damped absorption profile and its spatial variations across the NW region, and establish a general picture of the physical parameters governing the Lyα strength and profile both in local and in high-z galaxies.

Methods. We used a 3D Lyα radiation transfer code to model Hubble Space Telescope (HST) observations of IZw 18. Observational constraints of relevant parameters such as dust or HI column density were derived from previous studies and from the present analysis. Different geometrical configurations of the source and the neutral gas were explored.

Results. The integrated Lyα profile of NW region of IZw 18 is reproduced using the observed small amount of dust ($E(B-V) \approx 0.05$) and a spherical HI shell with $N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}. Such a high column density makes it possible to transform a strong Lyα emission ($EW_{\rm Ly\alpha} = 60$ Å) into a damped absorption even with low extinction. When a slab geometry is applied and a given line of sight is chosen, the Lyα profile can be successfully reproduced with no dust at all and $N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2}. The spatial variations of the profile shape are naturally explained by radiation transfer effects, i.e. by scattering of Lyα photons, when the observed surface brightness profile of the source is taken into account. In the case of outflowing inter stellar medium (ISM), as commonly observed in Lyman break galaxies (LBGs), a high $N_{\rm HI}$ and dust content are required to observe Lyα in absorption. For nearly static neutral gas as observed in IZw 18 and other low-luminosity galaxies, only a small amount of dust is required provided a sufficiently high $N_{\rm HI}$ covers the galaxy. We also show how geometrical and apertures effects affect the Lyα profile.

Key words. galaxies: starburst – galaxies: ISM – ultraviolet: galaxies – radiative transfer – galaxies: individual: IZw 18

1. Introduction

The detection of high-redshift (z) galaxies has become, through the last decade, a routine fact, although the discovery of primeval galaxies that are forming their first stars still remains a challenge. Depending on the selection techniques, mainly two classes of galaxies are found: Lyman break galaxies (LBGs) selected by their UV continuum break, and Lyman-alpha emitters (LAEs) selected upon their Lyα emission line. The situation was, however far different before this successful era. Partridge & Peebles (1967) were the first to estimate that young distant galaxies should be detectable through a strong Lyα emission. Nevertheless, it took nearly thirty years until such populations could be found at $z \sim 2$–7, thanks in particular to instruments with large fields of view (FOV) and 4–8 m class telescopes (see e.g. Hu et al. 1998; Kudritzki et al. 2000; Malhotra & Rhoads 2002; Ajiki et al. 2003; Taniguchi et al. 2005; Shimasaku et al. 2006; Kashikawa et al. 2006; Tapken et al. 2006; Gronwall et al. 2007; Ouchi et al. 2008; Nilsson et al. 2009). Only recently, has GALEX provided a comparable survey for the first time at low redshift ($z \sim 0.2$–0.35, Deharveng et al. 2008), thanks to its wide FOV and spectroscopic capabilities in the UV.

Earlier studies of nearby galaxies using mostly the UV capabilities of IUE and HST recognized quickly that Lyα emission was fainter than naively expected from recombination theory and that the Lyα line showed a great diversity of profiles from absorption to emission (e.g. Meier & Terlevich 1981; Hartmann et al. 1984; Deharveng et al. 1985; Hartmann et al. 1988; Terlevich et al. 1993; Lequeux et al. 1995; Thuan et al. 1997; Thuan & Izotov 1997; Kunth et al. 1998). Later, HST has allowed mapping the spatial distribution of Lyα emission and absorption, of the stellar sources, nebular emission, and dust (see Kunth et al. 2003; Mas-Hesse et al. 2003; Hayes et al. 2005, 2008; Atek et al. 2008). Despite all this information, no clear picture has yet emerged to consistently explain the Lyα and related observations in nearby starbursts.

Indeed, it is now well known, both theoretically and empirically, that different physical processes affect the Lyα intensity, profile shape, and "visibility" (i.e. detection frequency among starbursts)[1]: destruction of Lyα photons by dust

* Based on observations made with the Hubble Space Telescope obtained from the ESO/ST-ECF Science Archive Facility.

[1] See Schaerer (2007) for an overview.

(cf. Neufeld 1990; Charlot & Fall 1993), velocity fields in the ISM (Kunth et al. 1998; Lequeux et al. 1995), an inhomogeneous ISM (Neufeld 1991; Giavalisco et al. 1996; Hansen & Peng Oh 2006), underlying stellar absorption (Valls-Gabaud 1993), and star-formation duty cycles (Valls-Gabaud 1993; Malhotra & Rhoads 2002).

Also a "unifying" scenario to explain the observed diversity of Lyα profiles in terms of an evolutionary sequence of starburst-driven super-shells/superwind was presented by Tenorio-Tagle et al. (1999) and has since been compared with local starburst observations by Mas-Hesse et al. (2003). For distant galaxies, Schaerer & Verhamme (2008) and Verhamme et al. (2008) have recently shown – using radiation transfer models and empirical constraints – that Lyα line profiles of high-z LBGs and LAEs can be reproduced well and that the diversity of Lyα from emission to absorption stems mainly from an increase in the dust content and the HI column density. Despite this progress, a global picture identifying the main processes and explaining this diversity also in a quantitative manner is still missing for Lyα in local/nearby galaxies. Furthermore, differences between the high and low redshift samples – if any – must be understood. We here provide a first step towards these goals by examining and modelling one of the most metal-poor star-forming galaxies in the local Universe, IZw 18, and by putting it into context.

Since its discovery by Zwicky (1966), IZw 18 has been studied extensively, and it remains one of the most metal-poor galaxies known today (Skillman & Kennicutt 1993; Izotov & Thuan 1999). Its main HII region (called the NW region, cf. Fig. 1) showing strong optical emission lines is clearly a site of very recent (<10 Myr) and/or ongoing massive star formation (cf. Hunter & Thronson 1995; de Mello et al. 1998; Brown et al. 2002). Therefore the finding of a broad damped Lyα absorption line by Kunth et al. (1994, 1998) came as a surprise, where strong emission was predicted, given the strong optical H recombination lines and the low dust content expected for such low metallicities (cf. Kunth et al. 1994; Terlevich et al. 1993). Observations of SBS 0335-052, nearly as metal-poor as IZw 18, showed later a similarly broad profile (Thuan & Izotov 1997). However, since compared to IZw 18, SBS 0335-052 has a higher extinction and is now known to harbor more dust both in absolute terms (dust mass) and in relative terms ($L_{\rm IR}/L_{\rm UV}$) (Thuan et al. 1999; Houck et al. 2004; Wu et al. 2007; Engelbracht et al. 2008), it is more challenging to explain Lyα absorption in IZw 18 than in SBS 0335-052. For these reasons IZw 18 represents an ideal test case to understand how strong intrinsic Lyα emission is transformed to the observed broad Lyα absorption, in a dust-poor (but not dust-free), very metal-poor galaxy.

Kunth et al. (1994, 1998) suggested that both dust absorption and multiple scattering of Lyα photons out of their narrow ($2.0'' \times 2.0''$) GHRS/HST aperture offer the most natural explanation for the observed weakness of Lyα in IZw 18. They also noted that all galaxies showing Lyα absorption (4/8 in their small sample) showed nearly static neutral gas, which must increase the mean free path of Lyα photons. However, the IUE spectrum of IZw 18 taken with an entrance hole of $20'' \times 10''$ shows basically the same profile, indicating that no significant amount of Lyα emission is recovered at least over 5–10 times larger scales. In any case, whether quantitatively these explanations are viable remains to be seen. This is one of the concrete goals of the present paper.

To address the above questions we use the most recent observations of IZw 18 and our state-of-the-art 3D Lyα and UV continuum radiation transfer code MCLya (Verhamme et al. 2006). This will in particular allow us to carefully examine in a quantitative manner the possible explanations leading to Lyα absorption in IZw 18. Finally, we also discuss other nearby starbursts with Lyα absorption, and place the local objects in a broader context.

Table 1. HST observations of IZw 18.

Instrument	Filter/ Grating	Band	Exposure time [s]	Proposal ID	Ref.[a]
STIS	*G140M*	Lyα	1764	GO-8302	1
STIS	*G140L*	Lyα	40 360[b]	GO-9054	2
STIS	*F25SRF2*	FUV	5331	GO-9054	2
STIS	*F25QTZ*	NUV	5786	GO-9054	2
WFPC2	*F487N*	Hβ	2500	GO-6536	3
WFPC2	*F658N*	Hα	4600	GO-5434	3
WFPC2	*F450W*	B	4600	GO-5434	3
WFPC2	*F675W*	R	2000	GO-5434	3

[a] References: (1) Mas-Hesse et al. (2003); (2) Brown et al. (2002); (3) Cannon et al. (2002).
[b] Total integration time in the 7 slit positions.

Our paper is structured as follows. In Sect. 2 we describe the main observations from HST and other facilities and summarise the main observational constraints. In Sect. 3 we set out to explain the Lyα absorption in IZw 18, discussing our radiation transfer modelling tool and geometrical effects and presenting modeling results for different ISM geometries. Our results for IZw 18 are discussed and compared to other nearby and high-z starbursts in Sect. 4. In Sect. 5 we summarise our main conclusions.

2. Observations

The main observational data used in this paper are summarized in Table 1. We present the instrument configuration, the exposure time and the reference of the program of observations. We describe in this section the method to determine the physical parameters of IZw 18 using the archival spectroscopic and imaging data. Other observational constraints are also taken from previous results in the literature.

2.1. Spectroscopy

We use archival spectroscopic observations obtained with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) onboard HST, under program GO-9054, by Brown et al. (2002). The G140L grating was used combined with the $52'' \times 0.5''$ slit. IZw 18 was spatially covered with seven adjacent slit positions along its main axis (see Fig. 1). Standard calibrations were performed using the CALSTIS pipeline (Ver 2.26), and exposures (two) for each position are registered and co-added. In addition, data were corrected for geocoronal Lyα emission by fitting and subtracting the nearby background regions in individual spectra. This calibration and spectra extraction were performed with `IRAF` and `IDL` routines.

In Fig. 2 we show the spatial variations of the Lyα profile across the NW region. Spectra were extracted from the seven adjacent positions of the STIS long slit covering the galaxy in the NE-SW axis, providing spatial information in two directions. Flux was then integrated in each slit along a $4''$ aperture centered on the NW component of IZw 18. Finally, an integrated spectrum of the NW region was also constructed from these integrated slit spectra. The strength of the Lyα absorption in these spectra is quantified by its equivalent width and corresponding

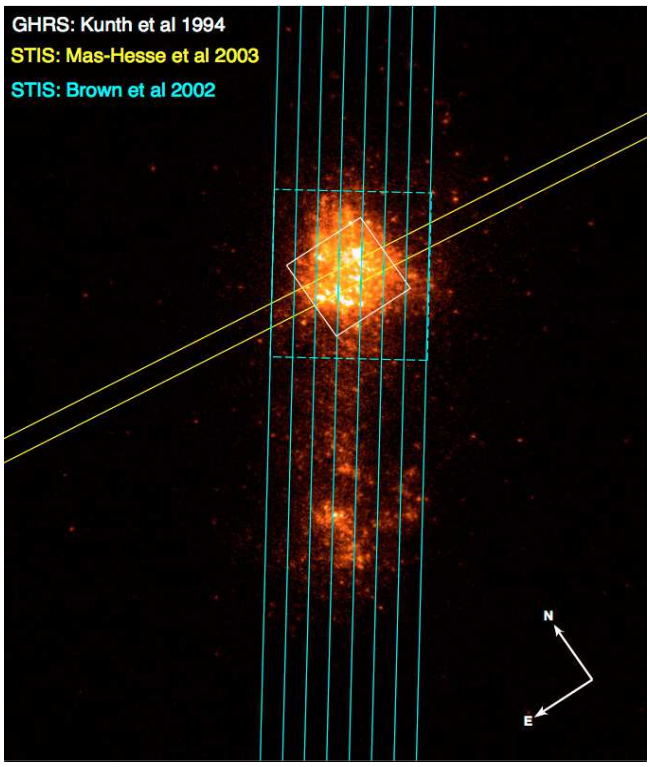


Fig. 1. FUV Image of IZw 18 showing the different observation apertures. The FOV is 16″ × 18″. The first slit position is in the NE direction and the seventh toward the SW. The integration is performed within a region of 4″ along the spatial axis of the N-W region and is marked with dashed lines.

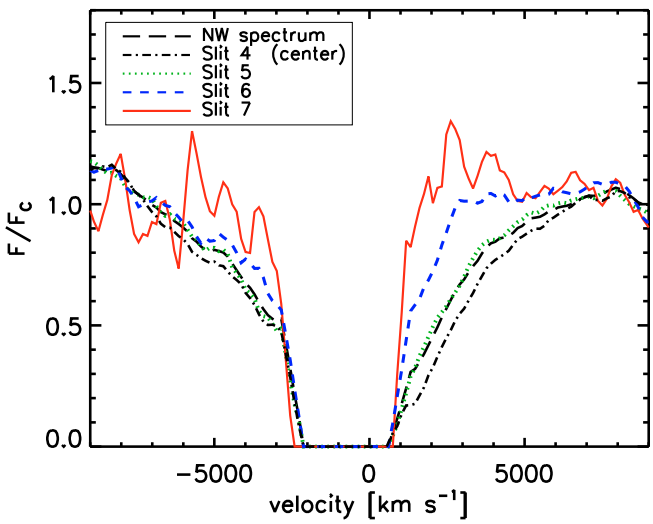


Fig. 2. STIS spectra of the NW region of IZw 18 taken at different locations (cf. Fig. 1). The slit positions 4 to 7 show the variation in the profile shape from the center to the edge of NW region. For comparison, the integrated spectrum in the seven slits over the center of NW region is overplotted. All spectra were normalized to the continuum value determined in Fig. 3. For the sake of clarity, a cut-off is applied on geocoronal emission residuals and spectra smoothed with a 3-pixel boxcar.

HI column density, $N_{\rm HI}$, determined assuming a Voigt profile and $b = 20$ km s^{-1} (cf. below). These values are reported in Table 2.

Earlier, Lyα observations of IZw 18 were obtained by Kunth et al. (1994) and later on by Kunth et al. (1998) using the Large Science Aperture (LSA, 2″ × 2″) of GHRS onboard HST (see Fig. 1). Mas-Hesse et al. (2003, hereafter MH03) observed the galaxy again with better settings using STIS with G140M grating through a 52″ × 0.5″ longslit, translating to a spectral resolution around 0.15 Å (37 km s^{-1} at Lyα wavelength). The longer wavelength range of the STIS observations allows a better coverage of the Lyα absorption red wing, as compared to GHRS spectrum, and confirms the large damped Lyα absorption. In Fig. 3, we plot together the STIS and GHRS spectra. Because of differences in the instrument apertures, the spectra had to be matched. To fit and estimate the UV continuum we used the archival STIS observations that allows a broad wavelength coverage to include the absorption wings. All the spectra were then normalized to the value where the Lyα red wing reaches this continuum (~1300 Å). The different Lyα profiles obtained are in good agreement. A correct estimation of the continuum around Lyα is particularly important for the modeling of the Lyα spectral profile (see Sect. 3.2).

Table 2. Spatial variations of Lyα properties in STIS slit positions.

Slit	$N_{\rm HI}$ [cm^{-2}]	$\sigma_{N_{\rm H}}$ ($\times 10^{21}$)	$EW_{\rm Obs}$ [Å]	σ_{EW}	f(1500 Å) [erg s^{-1} cm^{-2}]
1	1.8×10^{21}	0.7	−31	5	2.8×10^{-16}
2	2.4×10^{21}	0.5	−32	3	9.6×10^{-16}
3	2.8×10^{21}	0.5	−35	3	3.0×10^{-15}
4	2.8×10^{21}	0.8	−34	5	4.1×10^{-15}
5	2.0×10^{21}	0.7	−30	5	2.9×10^{-15}
6	1.0×10^{21}	0.6	−20	6	1.3×10^{-15}
7	2.5×10^{20}	0.1	−10	3	5.8×10^{-16}
NW	2.1×10^{21}	0.7	−31	5	1.3×10^{-14}
MH03	2.2×10^{21}	0.7	−30	4	2.6×10^{-15}

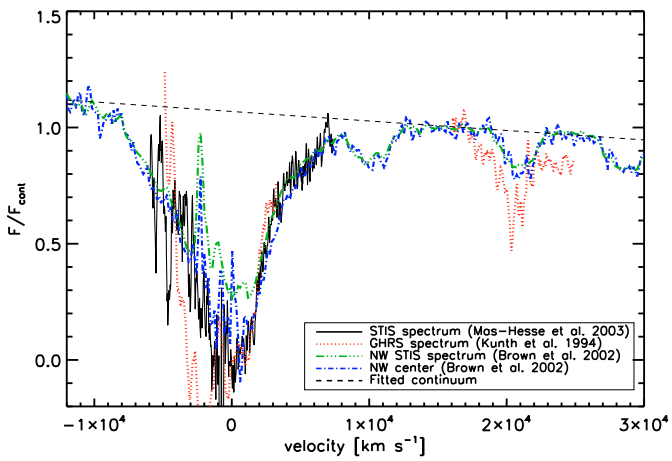


Fig. 3. IZw 18 spectroscopic data. The figure presents a compilation of spectroscopic informations available for IZw 18. Geocoronal Lyα emission has been subtracted from all the spectra. Dark solid line represents the best STIS spectrum around the Lyα absorption. The red dotted line is the GHRS spectrum, which covers a part of the absorption and a part of the UV continuum. The blue dot-dashed line shows the STIS spectrum with a large wavelength coverage ([1100–1750 Å]) extracted from the center of the NW region. The green long dot-dashed line is the result of an integration over all the slits in the NW region, previously shown in Fig. 2. It has been used to fit the UV continuum (black dashed line). All the spectra were then normalized to match the continuum value around 1280 Å (i.e. at $v \sim 16\,000$ km s^{-1}). References and legend are given in the inset.

Table 2 presents line measurements of the Lyα profile in the different slits. Columns (2) and (4) indicate the HI column density and the Lyα line equivalent width derived by fitting each Lyα absorption with a Voigt profile with $b = 20$ km s^{-1}. The errors in Cols. (3) and (5) are determined from the lower and upper limits of the fits. The last column is the integrated flux in FUV (1500 Å) image over the NW region and in simulated slits in order to match the aperture used for the extraction of STIS spectra. The same quantities are also given for integrated spectrum in the entire NW region and for the MH03 STIS spectrum.

Clearly, Lyα shows a broad absorption over the entire extent of the NW region. The width of the profile corresponds to an HI column density of $N_{\rm HI} \sim (0.3–3) \times 10^{21}$ cm^{-2}, in agreement with earlier determinations ($N_{\rm HI} \sim (1.0–3.2) \times 10^{21}$ cm^{-2} from UV observations by Kunth et al. (1998), although this method does not systematically give the true value of $N_{\rm HI}$, as we will see later on. Beyond the scale of the HII NW region (~250 pc), the UV-optical part of IZw 18 is known to be embedded in a large neutral HI cloud extending over several kpc (van Zee et al. 1998). Furthermore, the strength of the Lyα absorption clearly decreases from the center to the border of the NW, as shown in Fig. 2 for slits 4 to 7 (slits 3 to1 show also a slight decrease), corresponding to an apparent change of $N_{\rm HI}$ by up to a factor of ~10. This systematic change of the Lyα will be explained below as the result of simple radiation transfer effects (Sect. 3.2.4).

Because of the configuration of their apertures, centered on the bright UV peak of the NW region, the GHRS and STIS MH03 spectra are in good agreement (cf. Fig. 3). This is also true for the central slit of the 2002 STIS data. The integrated spectrum of the NW region shows residual emission at the center that may stem from the contribution of the external slits that show such emission and to geocoronal Lyα residuals, as the STIS MH03 and GHRS spectra have better resolution, which allows a more reliable correction. Since the profile shape in the wings remains the same, we take the STIS MH03 spectrum as a proxy for an integrated spectrum of the NW region in our modeling. We derived for this spectrum an HI column density of ~2 × 10^{21} cm^{-2} from Voigt profile fitting (cf. Table 2).

2.2. Imaging

The UV images, part of the same observing program GO-9054 as that of the STIS spectroscopy, were retrieved from the ESO/ST-ECF archive. IZw 18 was observed with F25SRF2 filter with bandpass centered at 1457 Å. Standard calibrations were performed through CALSTIS pipeline. Images were then corrected for misalignment, divided by the exposure time, and co-added. The final FUV image was then multiplied by PHOTFLAM and PHOTBW header keywords to obtain a flux-calibrated image.

We also retrieved HST optical images from the archive obtained with the Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) under programs GO-6536 and GO-5434. Data consist of Hα and Hβ narrow-band imaging and corresponding broad band continuum images (see Table 1). Data were first processed through the standard HST pipeline that gives images in units of counts per second. Multiplying by PHOTFLAM keyword gives fluxes in erg s^{-1} cm^{-2} Å^{-1}. Finally all images are rotated and aligned to the same orientation and co-added in each filter using inverse variance weighting. OWe estimated the line flux contribution to the continuum images using the appropriate filter throughput ratios at Hα and Hβ wavelengths and filter width given by PHOTBW. Continuum images were scaled and subtracted from online images, then multiplied by the filter bandwidth to obtain pure emission line fluxes. Continuum-subtracted Hα and Hβ images of IZw 18 are e.g. shown in Cannon et al. (2002). We measured a total Hα flux (uncorrected for reddening) of 3.28 × 10^{-13} erg s^{-1} cm^{-2} within a circular aperture of 10.5″ radius, in agreement with values found by de Mello et al. (1998) and Cannon et al. (2002).

Extinction: The extinction map of IZw 18 is created using the ratio between Hα and Hβ images. In the absence of dust extinction, the theoretical value of the Balmer ratio is known to be loosely sensitive to temperature and density. Following Cannon et al. (2002), we adopted a value of Hα/Hβ = 2.76. Potential sources of error on the expected value, such as collisional excitation of HI or underlying stellar absorption, are also addressed in this paper. An $E(B-V)$ map was thus constructed using the relation:

$$E(B-V)_{\rm H\alpha/H\beta} = \frac{2.5 \times \log(2.76/R_{\rm obs})}{k(\lambda_\alpha) - k(\lambda_\beta)} \quad (1)$$

where $R_{\rm obs} = f_{\rm H\alpha}/f_{\rm H\beta}$ is the absolute observed flux ratio, and $k(\lambda_\alpha)$, $k(\lambda_\beta)$ are the extinction curve values at Hα and Hβ wavelengths. We adopt $k(\lambda_\alpha) - k(\lambda_\beta) = -1.08$, from Cardelli et al. (1989), which is appropriate for resolved galaxies and diffuse interstellar regions. Finally, the extinction value was corrected for galactic contribution following Schlegel et al. (1998), which accounts for 0.032 mag. The resulting extinction map is shown in Fig. 4.

Overall the extinction in IZw 18 and in its NW region is known to be very low. Mas-Hesse (1990) found that the Balmer decrement of the whole NW region is consistent with no extinction. However, Dufour et al. (1988) reported an extinction of $E(B-V) \sim 0.17$ in their 2.5″ × 6″ slit. Ground-based spectroscopic observations revealed typical values ranging from $E(B-V) \sim 0.03$ up to 0.2 (e.g. Vílchez & Iglesias-Páramo 1998; Izotov et al. 1997; Martin 1996). The main reasons for such discrepancies may be differences in the aperture size and the location of the slits on the galaxy, as the dust does not seem to be homogeneously distributed in IZw 18 (see Fig. 4). In the present work, we define a circular aperture (3.2″ radius) centered on the NW region. We exclude the central region (1″ circular aperture), where Hα and Hβ emissions are much weaker and the Balmer ratio gives unreasonably low values, from our measurement. The mean color excess derived in this way is $E(B-V) \approx 0.042$. This value agrees with the determinations by Cannon et al. (2002) ($E(B-V) = 0–0.09$), obtained in different parts of the NW region, and with Péquignot (2008). We also find no extinction when the central region is not excluded, in agreement with Mas-Hesse (1990). Subsequently we will adopt an average value of $E(B-V) = 0.05$ for the NW region.

Intrinsic Lyα emission: From the Hα image and with the extinction map, we produced a theoretical Lyα emission map (Fig. 4). It is determined using $f(\text{Ly}\alpha) = 8.7 \times f(\text{H}\alpha) \times 10^{(1.048 \times E(B-V))}$, where we assume a case B recombination theory (Brocklehurst 1971) and the extinction law previously mentioned. Naturally, given the small extinction corrections, the resulting map of intrinsic Lyα emission shows a very similar morphology to the Hα map. Schematically, the NW region is surrounded by a Lyα emission shell including in particular one bright knot (NW1 in the notation of Cannon et al. 2002).

Finally, the spatial variation of the UV continuum, and the intrinsic Lyα equivalent width are shown in Fig. 5. The UV image has been corrected for reddening, scaled to Lyα wavelength using a UV slope of $\beta \sim -2$, and used with the intrinsic Lyα map

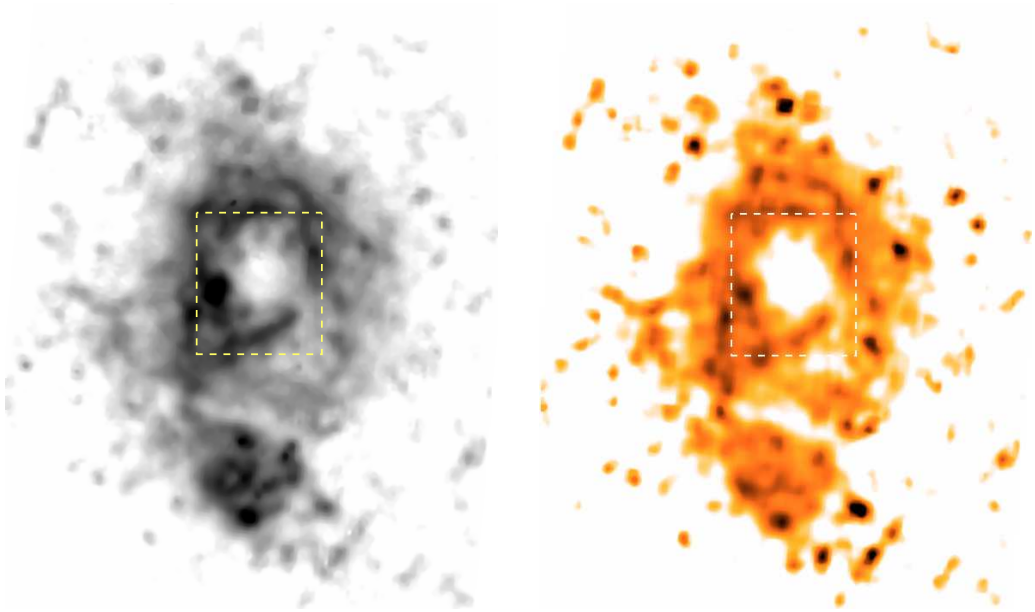


Fig. 4. IZw 18 imaging. *Left*: intrinsic Lyα emission map on a logarithmic scale, obtained by correcting the observed Hα image with the extinction map and assuming case B recombination theory (see text for details). The result has been smoothed using a median filter (width = 5). *Right*: shows the extinction map, on a linear scale, obtained from the Balmer decrement Hα/Hβ then median-filtered (width = 5). Inverted color scale is used showing higher emission and dust content in darker color. The NW integration box (cf. Fig. 1) is also shown by a dashed line. The size of the field of view is about 13″ × 15″ and the orientation is the same as in Fig. 1.

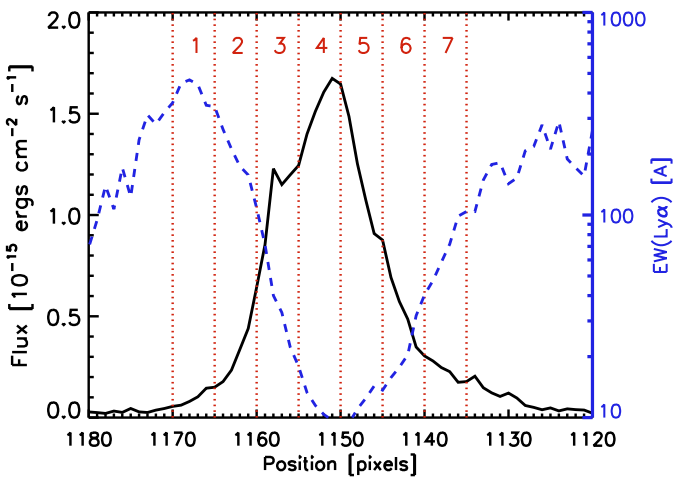


Fig. 5. 1D emission profile of NW region. The different profiles are obtained by adding the flux along the slit (spatial direction) in the same aperture as used for the extraction of the spectra (cf. Fig. 2) centered on the NW region. Then the 1D profile corresponds to the direction along the dispersion axis. One pixel corresponds to ~0.1″. The dark solid curve is the 1500 Å flux represented on the left y-axis, and blue dashed line the intrinsic Lyα equivalent width represented on logarithmic scale on the right axis. The position of the seven adjacent slits are also marked, showing the spatial variation in the emission between the different slits.

to construct the theoretical $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ map. Over the entire NW region we obtain $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim 50$ Å, compatible with expectations for a young starburst. However, as shown in Fig. 5, we observe very high values around the UV-bright central region.

Taken together, the observations of strong Lyα *absorption* across the entire NW region despite the presence of intrinsic *strong Lyα emission* and a very *low amount of extinction* clearly call for a physically consistent explanation of these apparent contradicting phenomena.

2.3. Other observational constraints

A mean velocity offset, Δv(em – abs), between the systemic velocity, measured from the optical lines, and metallic absorption lines of O I and Si II, was measured by Kunth et al. (1998) in the small GHRS aperture centered on the NW region. They found Δv(em – abs) ~ 25 km s^{-1}, indicating that the neutral gas is mostly static with respect to the central HII region. Recent FUSE observations including other ISM absorption lines confirm the absence of an outflow in IZw 18 on a large aperture including by far all the UV emitting regions of this galaxy; Grimes et al. (2009) measure velocity shifts between ~0 and 40 km s^{-1} with a mean offset of 8 km s^{-1}.

The Doppler parameter b describes the thermal motion of hydrogen atoms. The HI velocity dispersion observed by van Zee et al. (1998) is about 12–14 km s^{-1}, which translates to $b \simeq 17$–20 km s^{-1}. A slightly higher value ($b \simeq 27$ km s^{-1}) was quoted by Kunth et al. (1994) from their VLA observations. Given the very damped profile of the Lyα absorption, variations within this range of values does not affect the model fit.

The full width at half maximum ($FWHM$) of the Lyα emission line can be constrained using $FWHM$(Hα). Dufour et al. (1988) found $FWHM$(Hα) ~ 6.1 Å (280 km s^{-1}) from their spectrophotometry observations but with a resolution of 275 km s^{-1}. Observations with a better resolution ($R \sim 11$ km s^{-1} $FWHM$) indicates $FWHM$(Hα) ~ 150 km s^{-1} (Martin 1996). This is consistent with a relatively narrow emission line, and we adopt $FWHM$(Lyα) = 100 km s^{-1}, although our results are insensitive to the differences found in the observations.

3. Explaining the Lyα absorption in IZw 18

3.1. General considerations

To transform the intrinsic Lyα emission (emitted in the HII region) to a pure absorption profile can in principle only be achieved in two ways: 1) by true destruction of Lyα photons (by

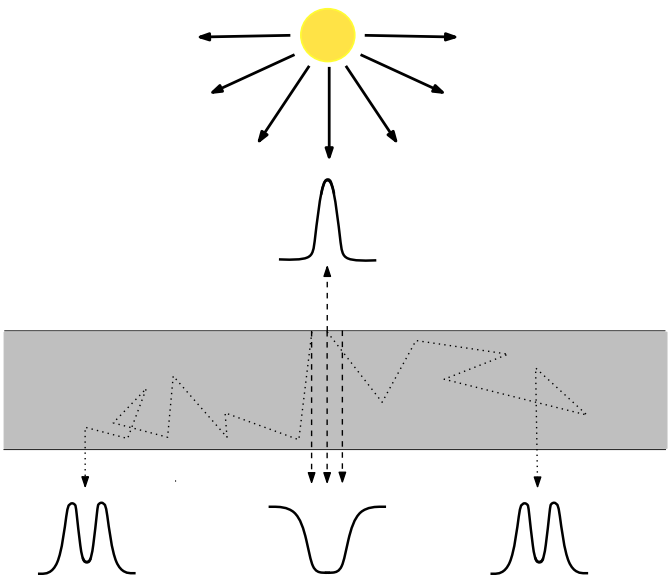


Fig. 6. Sketch showing geometrical effects on the Lyα profile shape for a point source behind a homogeneous dust-free slab emitting pure UV continuum radiation (flat continuum around Lyα). The output spectra represent the observed profiles in different regions and in the observer's line of sight perpendicular to the slab. The reflected spectrum by the slab is also represented.

dust or possibly by conversion to two-photon continuous emission in the ionized region), or 2) by geometrical effects leading to the scattering of Lyα photons out of the line of sight, or by a combination of both.

Examples of line profiles due to dust absorption are shown e.g. in Verhamme et al. (2006, 2008) and Schaerer & Verhamme (2008). Effect 2) is illustrated in Fig. 6, showing how for example even a dust-free slab produces an absorption (Voigt) profile along the central line of sight from a point-like background source. This geometrical situation also corresponds to the "classical" case of damped Lyα systems (DLA) in front of distant quasars or to other Lyα forest observations. If the scattering foreground layer was truly dust-free, it is clear that the photons are conserved; hence, the photons scattered away from line center (causing the apparent absorption line) must emerge somewhere. In a static configuration, radiation transfer effects redistribute the photons into the wings, leading to a symmetric double peak Lyα profile (Neufeld 1990), as sketched in Fig. 6 for the distant, non-central lines of sight. Adding dust to effect 2), i.e. combining 1) and 2), will reduce the strength of the scattered component and further increase the depth of the central absorption profile.

Using radiation transfer models we now examine whether these effects can quantitatively explain the observations of IZw 18 and which of these effects is dominant.

3.2. Lyα and UV continuum radiation transfer modeling

3.2.1. MCLya code and input parameters

We use an improved version of the Monte Carlo radiation transfer code MCLya of Verhamme et al. (2006) including the detailed physics of Lyα line and UV continuum transfer, dust scattering, and dust absorption for arbitrary 3D geometries and velocity fields. The following improvements have been included (see Hayes et al. 2009, for more details): angular redistribution functions taking quantum mechanical results for Lyα into account (cf. Dijkstra & Loeb 2008; Stenflo 1980), frequency changes of Lyα photons due to the recoil effect (e.g. Zheng & Miralda-Escudé 2002), the presence of deuterium (assuming a canonical abundance of $D/H = 3 \times 10^{-5}$, Dijkstra et al. 2006), and anisotropic dust scattering using the Henyey-Greenstein phase function (using parameters adopted in Witt & Gordon 2000). Furthermore, a relatively minor bug in the angular redistribution of Lyα photons has been fixed, and the code has been parallelized for efficient use on supercomputers. For the physical conditions in the simulations used for the present paper, these improvements lead only to minor changes with respect to the MCLya version used by Schaerer & Verhamme (2008) and Verhamme et al. (2008). More details on the code upgrade will be given in Hayes et al. (2009).

For simplicity, and given the available observational constraints, all simulations carried out subsequently assume a homogeneous and co-spatial distribution of neutral hydrogen and dust with a constant density and temperature. The corresponding microscopic HI velocity distribution is described by the Doppler parameter b. The remaining input parameters of the code are the HI geometry and velocity field. We also consider the spatial location and distribution of both the UV continuum and line emission source(s).

We consider the following HI geometries: spherically symmetric shells with a central source, and plane-parallel slabs with a background or internal source (including different source geometries). These cases are described by 3 additional parameters: *(i)* the expansion velocity of the shell, $v_{\rm exp}$, or the velocity of the slab with respect to the source; *(ii)* the HI column density towards the source, $N_{\rm HI}$; and *(iii)* the dust-absorption optical depth $\tau_{\rm a}$ that expresses the dust-to-gas ratio. As discussed by Verhamme et al. (2006), $\tau_{\rm a}$ is related to the usual color excess $E(B-V)$ by $E(B-V) \approx (0.06...0.11)\tau_{\rm a}$; we assume $E(B-V) = 0.1\ \tau_{\rm a}$ for convenience. In short, for a given geometry we have 4 parameters (b, $v_{\rm exp}$, $N_{\rm HI}$, $\tau_{\rm a}$); $b = 20$ km s^{-1} and $v_{\rm exp} \approx 0$ km s^{-1} are constrained by the observations (see Sect. 2.3), $\tau_{\rm a}$ is varied between 0 (no dust) and 0.5, the maximum allowed by the observations (Sect. 2.3), and $N_{\rm HI}$ is varied to reproduce the observed Lyα line profile.

For each parameter set, a full Monte Carlo simulation is run allowing for enough statistics to compute both integrated and spatially resolved spectra in the Lyα region. The radiation transfer calculations cover a broad enough spectral range (here typically from $-10\,000$ to $+10\,000$ km s^{-1}) to reach the continuum for the highest column-density simulations. As described in Verhamme et al. (2006) our MC simulations are computed for a flat input spectrum, keeping track of the necessary information to recompute a posteriori simulations for arbitrary input spectra. For the Lyα fits we assume an input spectrum given by a flat (stellar) continuum plus the Lyα line, described by a Gaussian with variable equivalent width $EW_{\rm Ly\alpha}$ and full width at half maximum $FWHM$(Lyα). The $EW_{\rm Ly\alpha}$ is kept free, although constraints are available from our theoretical (intrinsic) Lyα map; an $FWHM = 100$ km s^{-1} is assumed as for Hα, although our results are basically independent of its exact value. Other continua, such as synthetic high-resolution starburst spectra from Schaerer & Verhamme (2008), can also be used.

3.2.2. Shell models

To consider a simple geometry to understand the observed Lyα absorption of IZw 18, we examine predictions for the *integrated spectrum* of a spherical shell with/without dust. In this case no "loss" of photons by spatial diffusion is allowed; hence, to

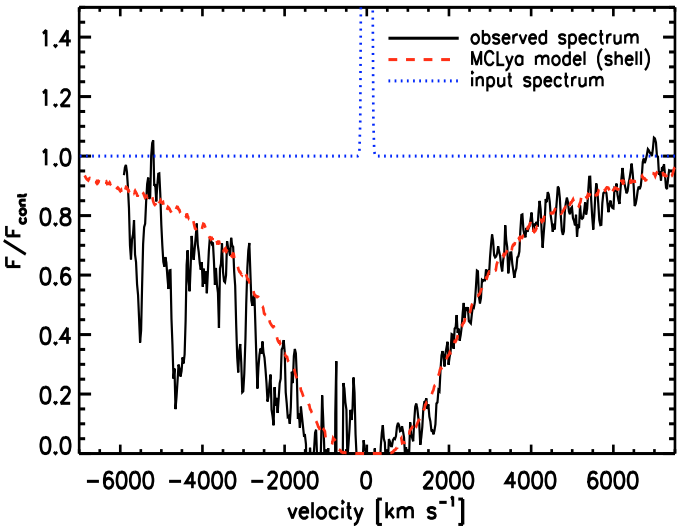


Fig. 7. Comparison of the observed and fitted Lyα profile of IZw 18 assuming a spherical shell model. The observed STIS spectrum (from MH03) is represented by the dark line. The model fit, using a shell geometry, is plotted with red dashed line and the parameters used are $N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}, $\tau = 0.5$, $v = 0$ km s^{-1}, $b = 20$ km s^{-1}. The blue dotted line represents the input spectrum of the simulation. It consists of a flat UV continuum plus a Gaussian Lyα emission line with $FWHM = 100$ km s^{-1}. The intrinsic equivalent width adopted is EW(Lyα) = 60 Å.

transform intrinsic Lyα emission into an absorption profile requires absorption by dust. We now examine whether spatially integrated shells can recover the observed profile for reasonable amounts of dust and reasonable HI columns.

Adopting an average extinction of $E(B-V) \approx 0.05$ (i.e. $\tau_{\rm a} = 0.5$) and $b = 20$ km s^{-1} we computed several static shell models with varying $N_{\rm HI}$. As shown in Fig. 7, the predicted profile agrees with the observations for $N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2} and for an input spectrum with a Lyα line equivalent width EW(Lyα) = 60 Å. We do not fit the absorptions in the blue wing, attributed to Si II $\lambda\lambda$ 1193.3, 1194, 5 and Si III $\lambda\lambda$ 1206.5, 1207.5 (Schaerer & Verhamme 2008) and possibly to Galactic and intergalactic HI absorption, since these are not taken into account in our model.

The reason for the resulting broad damped Lyα absorption is as follows: because of the high HI column density, even a small amount of dust destroys almost all photons in and around the Lyα line center. Scattering on hydrogen atoms with such a high column density greatly increases the mean path of Lyα photons, hence the probability of being absorbed by dust. Therefore, the net absorption is only caused by dust absorption, since in the present case, we observe all the scattered photons escaping from the shell, without any line-of-sight effect.

Influence of $V_{\rm exp}$: we adopted a static shell in our model to fit the Lyα absorption profile. As discussed in Verhamme et al. (2006), for increasing $v_{\rm exp}$ more Lyα photons will escape from the red part of the line, because Lyα photons are already seen redshifted by hydrogen atoms. However, since the high column density reduces the escape probability, we can vary the expansion velocity in a certain range without affecting the quality of the fit. The highest velocity allowed is around 50 km s^{-1}, which already exceeds the observed outflow velocity of IZw 18.

Influence of $EW_{\rm Ly\alpha}$: we can show that $EW_{\rm Ly\alpha}$ close to the maximum value expected by synthesis models (Schaerer 2003), for normal IMF populations, are allowed in our model to fit IZw 18 profile. Indeed, when we use an input Lyα line with $EW_{\rm Ly\alpha}$ = 200 Å the fit remains globally unchanged. Again, in spite the large damped absorption, high intrinsic $EW_{\rm Ly\alpha}$ is not excluded by radiation transfer simulations because of the high HI column density.

Other solutions: we need to invoke a relatively high column density ($N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}) to obtain a good fit of the absorption wings. On the other hand, all photons that, in reality, will scatter away from the observer's line of sight are recovered in our simulation, since we integrate over the entire surface of the shell. Relaxing this assumption, i.e. considering different geometries, would in particular also allow us to lower $N_{\rm HI}$.

The solution proposed here to fit IZw 18 profile is not unique, and different combinations of $N_{\rm HI}$ and $\tau_{\rm a}$ can reproduce the absorption. For instance, the use of a higher value for the extinction ($\tau_{\rm a} = 1$) and a lower HI column density ($N_{\rm HI} = 5 \times 10^{21}$ cm^{-2}) produce the same fit quality. Overall, this somewhat academic case of a shell model for IZw 18 serves to show that even low dust quantities may suffice to transform Lyα emission into a broad absorption profile, provided a sufficiently high column density and/or sufficiently low outflow velocity, as also discussed in Sect. 4. In any case, the radio observations of IZw 18 very clearly show a large spatial extension of HI compared to the size of the NW region (and to that of the spectroscopic apertures). The effect of such geometries on Lyα are addressed now.

3.2.3. Extended geometries and line of sight effects

The galaxy spectrum we observe in reality, could deviate significantly from the simple homogeneous shell model presented here, since the source is spatially resolved and the spectrum is not integrated over the whole shell surface. Furthermore, the spectrum can depend on viewing angle and on the geometry of the ISM.

We show in Fig. 8 that IZw 18 absorption can be adjusted with lower HI column density than required for the shell model and without any dust ($E(B-V) = 0$). This result is achieved by taking a slab geometry with a static gas and applying sight-line selection criterium, where only photons in the observer's direction are collected. Then the absorption is caused not by dust destruction, but by diffusion of the photons out of the observer's direction. Strictly speaking, no photon is destroyed. This demonstrates even better that Lyα absorption can be observed in dust-free galaxies (cf. Fig. 6 for a schematic overview). Only a nearly static neutral ISM is required, with $N_{\rm HI} \sim 3 \times 10^{21}$ cm^{-2} in this case.

We expect to recover the diffused photons in other directions and/or farther from the source. On the other hand, in the presence of dust, this diffuse part would be attenuated or suppressed. For example, for models with homogeneous gas and dust distributions, our Lyα transfer simulations (see Hayes et al. 2009) already predict quite low escape fractions for Lyα line photons, with $f_{\rm esc}$ typically 5–10% for column densities $N_{\rm HI} \gtrsim 10^{21}$ cm^{-2}, dust optical depths $\tau_{\rm a} = 0.2$, and low expansion velocities ($v_{\rm exp} \lesssim 50$ km s^{-1}). Much lower escape fractions ($f_{\rm esc} \sim 10^{-3...-4}$) are predicted for larger amounts of dust, such as for the average value adopted for the NW region; therefore, we expect relatively small amounts of diffuse emission from Lyα line photons.

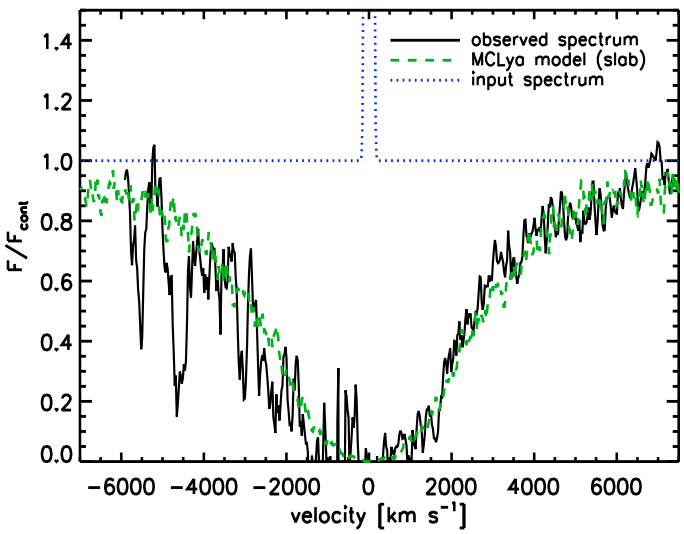


Fig. 8. Lyα absorption fitting II. The observed spectrum (STIS MH03) is represented by the dark line. A slab geometry is used for the model spectrum and only photons in the observer's sightline are collected. It is plotted with green dashed line and the parameters used are $N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2}, $\tau = 0$ (no dust), $v = 0$ km s^{-1}, $b = 20$ km s^{-1}. The blue dotted line represents the input spectrum of the simulation. It consists of a flat UV continuum plus a Gaussian Lyα emission line with $FWHM = 100$ km s^{-1}. The intrinsic equivalent width adopted is EW(Lyα) = 60 Å.

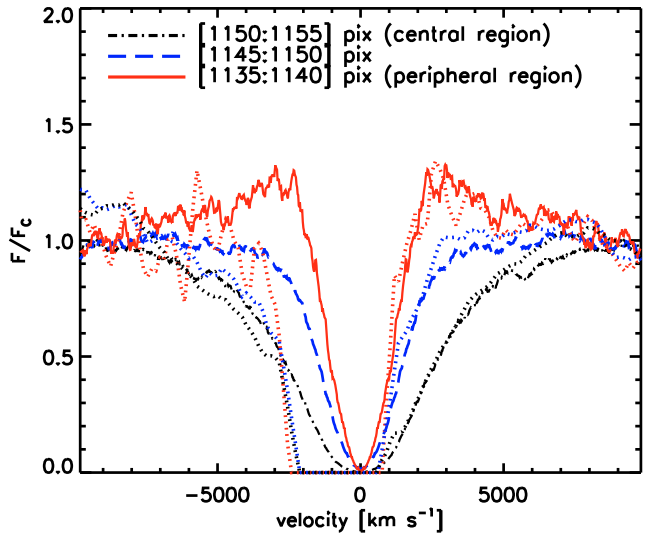


Fig. 9. Predicted spatial variations of the Lyα profile. The simulation consists of an homogeneous HI slab with $N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2} and $\tau_{\rm a} = 0.5$ illuminated with an isotropic, extended, UV source emitting a flat continuum. The emission strength spatially varies from the center to the edge to reproduce the observed UV surface brightness of IZw 18. An observer line-of-sight perpendicular to the cube is chosen ($\theta = 0$). The different plotted profiles then correspond to different regions at the surface of the slab and are marked in units of pixels corresponding to the position of the slits in Fig. 5. The observed profiles (cf. Fig. 2) are plotted with dotted lines. The blue wing of the profiles is not well-fitted because it is affected by geocoronal emission and HI Galactic absorption, which the model does not account for.

3.2.4. Spatial variations of Lyα profile

In Sect. 2.1 (Fig. 2) we have shown that the Lyα profile shows spatial variations between the different STIS slits. We now demonstrate that, given the observational constraints, the Lyα radiation transport explain these variations fairly well. We consider a large, static, and uniform cloud of HI ($N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2}, $b = 20$ km s^{-1}, $\tau_{\rm a} = 0.5$) represented by a slab geometry, covering the NW star-forming region. We then simulate the observed spatial variations of the emission strength by using weighted point sources located in front of the HI slab, emitting a flat UV continuum, as input to our radiation transfer code following the observed UV profile of Fig. 5. The addition of Lyα line emission will be discussed below.

The result of this simulation is shown in Fig. 9. The output spectrum is what an observer would see when his line-of-sight is perpendicular to the slab surface. At the center (1150 ≤ pixel ≤ 1155), in the direction of the brightest source, we observe the strongest (largest) Lyα absorption profile. The profile proves increasingly narrower as one moves away from the center, what reproduces the trend observed in IZw 18. The double-peak contribution, characteristic of diffused photons, can even be seen in the peripheral region (1135 ≤ pixel ≤ 1140).

To understand these results, let us decipher the different contributions in the simulation. Figure 6 depicts the situation for this purpose. It shows the observed spectra in a simulation using a point source and isotropic emission behind a uniform slab of neutral gas. Observing the slab face-on, toward the source, we obtain an absorption profile. Only photons far from the line center are transmitted directly, forming the "continuum". Photons in the line center are resonantly absorbed and reemitted, diffusing in frequency and in space, and leading to the lack of emission at and around the line core. These photons will be collected if we look at the cube at a position far from the source. A double-peak profile is then observed consisting of the diffused photons and the absence of photons that would have escape directly, without scattering, in this direction.

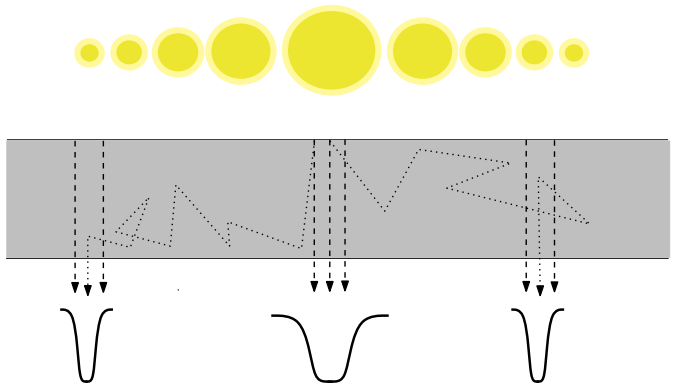


Fig. 10. Geometrical effects on the Lyα profile shape: homogeneous, static, and dust-free slab of neutral gas illuminated by a series of isotropic point sources emitting UV continuum radiation centered on Lyα wavelength. An extended source is simulated in this case with a varying emission strength, symbolized by the size of the individual point sources. The output spectra represent the observed profiles in different regions and in the observer's line of sight perpendicular to the slab.

Figure 10 now shows a combination of these single sources but with different intensities, illustrating the extended source simulation of Fig. 9. As for the single source, the spectrum of the central region shows a typical damped absorption. At the positions of the fainter peripheral sources, two contributions lead to a narrower absorption profile: a) the transmitted flux that is fainter than in the central region; and b) photons that have diffused from the brighter sources to escape farther (double-peak emission), contributing to"filling the wing". In the central region

the direct transmission is stronger and the diffuse part is weaker. In this way spatial variations of the UV continuum combined with the resonant transport effects of Lyα radiation, can explain qualitatively the observed Lyα profile variations in IZw 18. The observed profile in slit 7 (Fig. 2) may even show a hint of the predicted double-peak profile in its red wing, although the S/N is quite low in this region.

For the effect of adding Lyα line emission on top of the UV continuum emission, one could naively expect a very different behavior given the very large Lyα equivalent width of the source in the peripheral parts of the NW region (cf. Fig. 5). However, the final spectrum remains unchanged despite the high Lyα equivalent width used. It appears that the photons emitted at the core of the line are either destroyed by dust ($\tau_a = 0.5$ here) or backscattered, and only photons with higher frequency shift diffuse and contribute to the double-peak emission. Therefore, increasing $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ has no incidence on the output spectrum since with $FWHM(\mathrm{Ly}\alpha) = 100$ km s^{-1}, all photons are emitted close to the center. This is easily confirmed by looking at the reflected spectrum (cf. Fig. 6) which increases with higher $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$. We need to use unreasonably high $FWHM(\mathrm{Ly}\alpha)$ ($\gtrsim$1000 km s^{-1}) to affect our result and see the double-peak contribution increasing (in the profile wings). This implies in particular that our model predictions are insensitive to the observed spatial variations of $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ (cf. Fig. 5).

In short, we conclude that the observed variations in the Lyα profile across the NW region can be understood by a combination of the line-of-sight effects discussed earlier and by radiation transfer effects related to an extended source.

3.3. Discussion

For the first attempt to reproduce the damped absorption profile of IZw 18, we used a simple expanding-shell model (Sect. 3.2.2). If line-of-sight arguments could not be invoked, we would need a relatively high column density ($N_{\mathrm{HI}} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}) and a minimum amount of dust ($E(B-V) \sim 0.05$), which in this case is the only way to lose Lyα photons. However, when we spatially selected photons in the observer's sightline, we showed (Fig. 8) that one may observe Lyα in absorption even without any dust ($E(B-V) = 0$). These conclusions also held for the SE region of IZw 18 for which the integrated spectrum show slightly more Lyα absorption (a Voigt fit yields $N_{\mathrm{HI}} \sim 4 \times 10^{21}$ cm^{-2}).

Martin (1996) finds evidence of supergiant shell in IZw 18 expanding at a speed of 35–60 km s^{-1}. The geometry proposed is a bipolar shell seen almost perpendicularly to its main axis (cf. their Fig. 4). This configuration is comparable to the shell geometry adopted here (Sect. 3.2.2) given the negligible effects of such small expansion velocities on our model spectrum. However, the output spectrum of the shell model would be significantly affected if the HI coverage is inhomogeneous and low column densities are observed in some sightlines, which is still unclear here. For the same reasons (low velocity and large HI coverage), applying our extended geometry scenario (Sect. 3.2.3) to this configuration would yield the same results, because our sightline selection is still compatible with this ISM morphology.

From our shell model we derived an HI column density of 6.5×10^{21} cm^{-2} that is higher than any independent measurements of $N_{\mathrm{HI}} \sim 2.6 \times 10^{21}$ cm^{-2} from radio data by van Zee et al. (1998). Since radio observations measure the total HI content, our model would imply, for symetrical reasons, a value twice higher than given. However, with a typical beam size of 5″, the radio observations are not able to resolve the potential subparsec-size HI clumps in the NW region, and the smoothing effects could lead easily to an underestimation by a factor of 2–4. Therefore, in the absence of higher resolution observations, we cannot rule out the supershell geometry.

The second model adopted led to a good fit with $N_{\mathrm{HI}} = 3 \times 10^{21}$ and without dust comparable to observational constraints, and also explained the spatial variations of the absorption profile. It is therefore more likely that, if the emission region is embedded in an HI region, the geometry would be not symmetric, with a higher column density in the front and/or ionized holes in the back. Finally, it is worth noting that the geometry proposed by Martin (1996) is not an embedded-like source, and the expanding shell is bipolar and asymmetric with an axis inclined by $i \sim 10°$ to our line of sight (see their Fig. 4), while van Zee et al. (1998) find a higher inclination of $i \sim 55°$.

4. Comparison of IZw 18 with other nearby and high-z starbursts

We have just shown how with a low extinction or even no dust at all it is possible to explain by radiation transfer and geometrical effects the transformation of a strong intrinsic Lyα emission into the broad Lyα absorption profile observed in IZw 18. We need now to understand whether this galaxy is unique or representative of a certain class of objects and what our results imply for other studies, including Lyα observations of high-z objects in particular.

4.1. Comparison with local starbursts

Four of the eight HII galaxies observed with GHRS/HST by Kunth et al. (1998) show broad Lyα absorption profiles: II Zw 70, Mrk 36, SBS 0335-052, and IZw 18. As already noted by these authors, these objects clearly differ from those with Lyα in emission by very low velocity shifts between the interstellar absorption lines and the systemic velocity[2]. An essentially static ISM appears therefore as one of the main factors leading to Lyα absorption, as already concluded by these authors and as supported by our radiation transfer modeling.

Furthermore, among the Lyα absorbers, SBS 0335-052 and II Zw 70 clearly show higher extinction, with $E(B-V) = 0.18$ and 0.15, respectively (less than 0.02 for Mrk 36, Izotov & Thuan 1998). Hence the ISM properties of these objects should fulfill the same conditions, which have allowed us to explain the Lyα absorption of IZw 18, and the dust destruction of Lyα photons should be equally or more important. Although very likely, we cannot fully prove this until HI column density measurements from the radio are available for all of them. For SBS 0335-052 N_{HI} reaches high values up to $\lesssim 9.4 \times 10^{20}$ cm^{-2} (Pustilnik et al. 2001). Similarly, Mrk 36 shows a high column-density peak up to 2.4×10^{21} cm^{-2} (Bravo-Alfaro et al. 2004). Of course, depending on the efficiency of dust destruction, some spatial regions with diffuse Lyα emission may be expected; however, this is not necessarily the case. For example, for SBS 0335-052 we know that Lyα absorption is observed over a large area, showing that absorption by dust must be important (Atek et al. 2008).

The other half of the HST sample of Kunth et al. (1998) shows Lyα profiles in emission and varying amounts of dust

[2] Two of the objects with Lyα in absorption, IZw 18 and SBS 0335-052, have also been observed with FUSE. with a large aperture. The measurements of Grimes et al. (2009) confirm the earlier finding of low velocity shifts, now also on a much larger aperture.

($E(B-V)$ ranging from ~0.02 to 0.18). As already mentioned by these authors, the main difference with the other part of the sample showing Lyα absorption appears to be the clear signature of ISM outflows in the former. A continuity of ISM velocities between "static" and "outflowing" is expected and observed (see e.g. Martin 2005; Grimes et al. 2009), mostly correlated with galaxy luminosity, stellar mass, and star formation rate (SFR). A more detailed analysis of the full sample of nearby starbursts observed in Lyα will be presented elsewhere (Atek et al. 2009).

4.2. Comparison with distant galaxies

Compared to distant galaxies, it is clear that IZw 18 and SBS 0335-052, or at least the regions of these objects showing intense star formation, show very high HI column density. For example, with $N_{\rm HI} \sim (0.9–3) \times 10^{21}$ cm^{-2}, these two regions would correspond to the high $N_{\rm HI}$ tail of all DLA systems found in the SDSS DR3 survey (cf. Prochaska et al. 2005).

Also, few high-z starbursts with Lyα absorption as broad as in IZw 18 and SBS 0335-052 are known. While ~25% of the LBGs of Shapley et al. (2003) show Lyα absorption, their stacked spectrum shows a narrower absorption profile. Among the broadest Lyα profiles of $z \gtrsim 3$ LBGs are the two lensed galaxies MS 1512–cB58 and FORJ0332-3557, whose absorption profiles corresponds to ~$(0.7–2.5)\times10^{21}$ cm^{-2} (Pettini et al. 2000; Cabanac et al. 2008).

However, LBGs in general and these two objects in particular differ in many properties compared to IZw 18. The objects with strong Lyα absorption show significant dust extinction ($E_\star(B-V) \sim 0.169 \pm 0.006$, where $E_\star(B-V)$ is the color excess determined from stellar light), and high SFR (dust-corrected $SFR \sim 52 \pm 5\ M_\odot$ yr^{-1}). Furthermore outflows with significant velocities ($v_{\rm exp} \sim$ 100–300 km s^{-1}) are generally observed in LBGs. In comparison, IZw 18 is a very low-luminosity, low-SFR object (with a UV luminosity lower than that of LBGs by 2–3 orders of magnitude, SFR(UV) ~ 0.3 $M_\odot$ yr^{-1} (Grimes et al. 2009) with a low extinction ($E(B-V) \lesssim 0.05$), which shows a static ISM.

For LBGs, Schaerer & Verhamme (2008) have shown with radiation transfer models that the absorption profile of MS 1512–cB58 stems from the relatively large amount of dust and the high column density; with the observed ISM conditions, this suffices to transform intrinsic Lyα emission expected from the ongoing starburst to broad Lyα absorption, despite the relatively high outflow velocity ($v_{\rm exp} \sim 220$ km s^{-1}). In IZw 18 geometrical effects or a static high $N_{\rm HI}$ ISM with small amounts of dust are sufficient to do a similar "transformation".

In short, we suggest schematically the following two explanations for Lyα absorption in nearby and distant starbursts. 1) On average the cold ISM (relevant for Lyα transfer) of LBGs shows the geometry of a spherically expanding shell with relatively high velocities and small variations ($v_{\rm exp} \sim$ 100–300 km s^{-1}) (cf. Shapley et al. 2003; Schaerer & Verhamme 2008; Verhamme et al. 2008). In such cases the main factors determining the escape fraction of Lyα photons are $N_{\rm HI}$ and $\tau_{\rm a}$, as shown by radiation transfer models (Verhamme et al. 2008; Hayes et al. 2009), and significant amounts of dust are required to obtain broad Lyα absorption profiles. 2) In nearby galaxies, small amounts of dust in a static/low velocity ISM with a high HI column density suffice to create Lyα absorption. Furthermore, the occurrence of Lyα absorption is most probably metallicity independent, at least to first order. In addition, geometrical effects due to small apertures may also increase the observed Lyα absorption.

The distinction between groups 1) and 2) is most likely simply due to the outflow properties, i.e. the wind velocity, which is known to increase with SFR, galaxy mass, and specific SFR (e.g. Martin 2005; Rupke et al. 2005; Schwartz et al. 2006; Grimes et al. 2009). Qualitatively, this increase in the outflow velocity is understood by increasing mechanical feedback on the ISM related to stronger SF activity (SFR) in galaxies with increasing mass or luminosity. At the low-luminosity (SFR) end, feedback appears to be insufficient to "ignite" outflows, hence the nearly static ISM in IZw 18 and alike objects. What ultimately settles the ISM geometry, $N_{\rm HI}$ and dust-to-gas ratio, and this assures in particular a high HI column density in IZw 18 and other local objects remains to be explained.

Clearly, the observed trends and diversity need to be examined further both qualitatively and quantitatively. This will be the scope of subsequent publications.

5. Summary and conclusion

Archival HST/STIS UV spectroscopy and imaging, and HST/WFPC2 optical imaging data of the nearby star-forming galaxy IZw 18, were obtained. We applied the 3D Monte Carlo Lyα radiative transfer code MCLya (Verhamme et al. 2006) to quantitatively explain the intriguing Lyα absorption in this galaxy and the apparent spatial variation of the Lyα profile. Then, using the example of IZw 18, we discussed under which physical conditions one observes Lyα in emission or absorption both in nearby or high-z galaxies. Our main results can be summarized as follows.

- We first examined the predictions of a spherical shell model to reproduce the integrated spectrum of the NW region of IZw 18. This model described a static shell of HI mixed with dust grains, surrounding a central point source emitting UV continuum plus a Lyα emission line. Adopting dust extinction derived from observations ($E(B-V) = 0.05$) and $b = 20$ km s^{-1}, we were able to fit the Lyα profile with HI column density of $N_{\rm HI} = 6.5 \times 10^{21}$ cm^{-2}. Even with a strong intrinsic Lyα emission $EW_{\rm Ly\alpha}$ (up to 200 Å), a small amount of dust is enough to cause strong damped Lyα emission, since the probability of absorption by dust is greatly increased by the high column density and by a nearly static ISM. In this model, the loss of Lyα photons is only possible by means of true dust absorption, since we spatially recover all photons.
- Given the large spatial extension of HI covering the NW region (van Zee et al. 1998), we also explored the slab geometry of neutral gas in front of the UV source. We have shown that considering only emission along the observer's line-of-sight can reproduce the strong Lyα absorption without any dust ($E(B-V) = 0$). This is achieved by the diffusion of the photons out of the observer's sightline provided a sufficiently high column density (at least $N_{\rm HI} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2}) and a nearly static ISM configuration.
- We observed spatial variations in the Lyα profile shape in the different STIS slits. From observations we constructed the 1D profile variations of the UV continuum and $EW_{\rm Ly\alpha}$ across the NW region. Despite strong UV emission at the center and high $EW_{\rm Ly\alpha}$ around, the Lyα profile is still in absorption in all the NW region and proves narrower toward the peripheral region. To understand these variations we simulated an extended source with a spatially varying UV emission strength by following the 1D spatial profile, in front of a slab of neutral gas with $N_{\rm HI} = 3\times10^{21}$ cm^{-2} and $E(B-V) = 0.05$. Then,

by observing the slab at different distances from the center, we were able to reproduce the observed spatial variations. We demonstrated qualitatively that this comes from radiative transfer effects, in particular, to the diffusion of Lyα photons and to the spatial variation of the UV continuum source. Finally, adding a Lyα recombination line to the source simulating the observed $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ profile does not affect the final spectrum.

Other nearby galaxies with intense SF, such as II Zw 70, Mrk 36 and SBS 0335-052, also show strong Lyα absorption (Kunth et al. 1998). They appear to show a nearly static cold ISM and more or less significant amounts of dust. At least two of these objects exhibit very high HI column density (up to 2.4×10^{21} cm^{-2}). We suggest that Lyα absorption in these objects stems from the same reasons as for IZw 18: a very large number of scatterings in static, high column density gas leading to an efficient destruction of Lyα photons by even small amounts of dust. Furthermore line-of-sight effects can also be responsible for or increase Lyα absorption.

The distinction between Lyα emission and absorption in local starbursts seems to be mainly related to the presence or not of ISM outflows. Since high-z objects (LBGs, LAEs) generally show outflows with high, but relatively similar velocities (with bulk velocity typically ~100–200 km s^{-1}), the transition from Lyα absorption to emission in these objects is, on the other hand, mostly determined by the dust content and HI column density (cf. Schaerer & Verhamme 2008; Verhamme et al. 2008).

These results and the global trends observed between Lyα strength and profile diversity, and their relevant parameters now need to be tested with larger samples of galaxies. This is the main objective of upcoming publications (e.g. Atek et al. 2009).

Acknowledgements. We would like to warmly thank Anne Verhamme, Matthew Hayes, Sally Heap, and Françoise Combes for useful discussions. We are also grateful to Miguel Mas-Hesse for providing us with his UV spectra and for useful comments. Simulations were done on the `regor` PC cluster at the Geneva Observatory co-funded by grants to Georges Meynet, Daniel Pfenniger, and DS. H.A. and D.K. are supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES). The work of D.S. is supported by the Swiss National Science Foundation.

References

Ajiki, M., Taniguchi, Y., Fujita, S. S., et al. 2003, AJ, 126, 2091
Atek, H., Kunth, D., Hayes, M., Östlin, G., & Mas-Hesse, J. M. 2008, A&A, 488, 491
Atek, H., Kunth, D., Schaerer, D., & Deharveng, J. M. 2009, A&A, in preparation
Bravo-Alfaro, H., Brinks, E., Baker, A. J., Walter, F., & Kunth, D. 2004, AJ, 127, 264
Brocklehurst, M. 1971, MNRAS, 153, 471
Brown, T. M., Heap, S. R., Hubeny, I., Lanz, T., & Lindler, D. 2002, ApJ, 579, L75
Cabanac, R. A., Valls-Gabaud, D., & Lidman, C. 2008, MNRAS, 386, 2065
Cannon, J. M., Skillman, E. D., Garnett, D. R., & Dufour, R. J. 2002, ApJ, 565, 931
Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
Charlot, S., & Fall, S. M. 1993, ApJ, 415, 580
de Mello, D. F., Schaerer, D., Heldmann, J., & Leitherer, C. 1998, ApJ, 507, 199
Deharveng, J. M., Joubert, M., & Kunth, D. 1985, in Star-Forming Dwarf Galaxies and Related Objects, ed. D. Kunth, T. X. Thuan, & J. Tran Thanh van, 431
Deharveng, J.-M., Small, T., Barlow, T. A., et al. 2008, ApJ, 680, 1072
Dijkstra, M., & Loeb, A. 2008, MNRAS, 386, 492
Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006, ApJ, 649, 14
Dufour, R. J., Garnett, D. R., & Shields, G. A. 1988, ApJ, 332, 752
Engelbracht, C. W., Rieke, G. H., Gordon, K. D., et al. 2008, ApJ, 678, 804
Giavalisco, M., Koratkar, A., & Calzetti, D. 1996, ApJ, 466, 831
Grimes, J. P., Heckman, T., Aloisi, A., et al. 2009, ApJS, 181, 272
Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, ApJ, 667, 79
Hansen, M., & Peng Oh, S. 2006, New Astron. Rev., 50, 58
Hartmann, L. W., Huchra, J. P., & Geller, M. J. 1984, ApJ, 287, 487
Hartmann, L. W., Huchra, J. P., Geller, M. J., O'Brien, P., & Wilson, R. 1988, ApJ, 326, 101
Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., et al. 2005, A&A, 438, 71
Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., & Kunth, D. 2008, AJ, submitted
Hayes, M., Schaerer, D., & Verhamme, A. 2009, A&A, in preparation
Houck, J. R., Charmandaris, V., Brandl, B. R., et al. 2004, ApJS, 154, 211
Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. G. 1998, ApJ, 502, L99
Hunter, D. A., & Thronson, Jr., H. A. 1995, ApJ, 452, 238
Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 1998, ApJ, 500, 188
Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 1999, ApJ, 511, 639
Izotov, Y. I., Foltz, C. B., Green, R. F., Guseva, N. G., & Thuan, T. X. 1997, ApJ, 487, L37
Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., et al. 2006, ApJ, 648, 7
Kudritzki, R.-P., Méndez, R. H., Feldmeier, J. J., et al. 2000, ApJ, 536, 19
Kunth, D., Lequeux, J., Sargent, W. L. W., & Viallefond, F. 1994, A&A, 282, 709
Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., Terlevich, E., et al. 1998, A&A, 334, 11
Kunth, D., Leitherer, C., Mas-Hesse, J. M., Östlin, G., & Petrosian, A. 2003, ApJ, 597, 263
Lequeux, J., Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., & Sargent, W. L. W. 1995, A&A, 301, 18
Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2002, ApJ, 565, L71
Martin, C. L. 1996, ApJ, 465, 680
Martin, C. L. 2005, ApJ, 621, 227
Mas-Hesse, J. M. 1990, Galaxias con formacion ESTELAR violenta, Madrid: Universidad
Mas-Hesse, J. M., Kunth, D., Tenorio-Tagle, G., et al. 2003, ApJ, 598, 858
Meier, D. L., & Terlevich, R. 1981, ApJ, 246, L109
Neufeld, D. A. 1990, ApJ, 350, 216
Neufeld, D. A. 1991, ApJ, 370, L85
Nilsson, K. K., Tapken, C., Møller, P., et al. 2009, A&A, 498, 13
Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, ApJS, 176, 301
Partridge, R. B., & Peebles, P. J. E. 1967, ApJ, 147, 868
Péquignot, D. 2008, A&A, 478, 371
Pettini, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., & Giavalisco, M. 2000, ApJ, 528, 96
Prochaska, J. X., Herbert-Fort, S., & Wolfe, A. M. 2005, ApJ, 635, 123
Pustilnik, S. A., Brinks, E., Thuan, T. X., Lipovetsky, V. A., & Izotov, Y. I. 2001, AJ, 121, 1413
Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2005, ApJS, 160, 115
Schaerer, D. 2003, A&A, 397, 527
Schaerer, D. 2007, ArXiv e-prints
Schaerer, D., & Verhamme, A. 2008, A&A, 480, 369
Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
Schwartz, C. M., Martin, C. L., Chandar, R., et al. 2006, ApJ, 646, 858
Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, ApJ, 588, 65
Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., et al. 2006, PASJ, 58, 313
Skillman, E. D., & Kennicutt, Jr., R. C. 1993, ApJ, 411, 655
Stenflo, J. O. 1980, A&A, 84, 68
Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, PASJ, 57, 165
Tapken, C., Appenzeller, I., Gabasch, A., et al. 2006, A&A, 455, 145
Tenorio-Tagle, G., Silich, S. A., Kunth, D., Terlevich, E., & Terlevich, R. 1999, MNRAS, 309, 332
Terlevich, E., Diaz, A. I., Terlevich, R., & Vargas, M. L. G. 1993, MNRAS, 260, 3
Thuan, T. X., & Izotov, Y. I. 1997, ApJ, 489, 623
Thuan, T. X., Izotov, Y. I., & Lipovetsky, V. A. 1997, ApJ, 477, 661
Thuan, T. X., Sauvage, M., & Madden, S. 1999, ApJ, 516, 783
Valls-Gabaud, D. 1993, ApJ, 419, 7
van Zee, L., Westpfahl, D., Haynes, M. P., & Salzer, J. J. 1998, AJ, 115, 1000
Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, A&A, 460, 397
Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2008, A&A, 491, 89
Vílchez, J. M., & Iglesias-Páramo, J. 1998, ApJ, 508, 248
Witt, A. N., & Gordon, K. D. 2000, ApJ, 528, 799
Wu, Y., Charmandaris, V., Hunt, L. K., et al. 2007, ApJ, 662, 952
Zheng, Z., & Miralda-Escudé, J. 2002, ApJ, 578, 33
Zwicky, F. 1966, ApJ, 143, 192

1

A&A 488, 491–509 (2008)
DOI: 10.1051/0004-6361:200809527
© ESO 2008

Astronomy & Astrophysics

On the detectability of Lyα emission in star forming galaxies

The role of dust⋆,⋆⋆,⋆⋆⋆

H. Atek[1], D. Kunth[1], M. Hayes[2,†], G. Östlin[2], and J. M. Mas-Hesse[3]

[1] Institut d'Astrophysique de Paris (IAP), 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France
e-mail: atek@iap.fr
[2] Stockholm Observatory, AlbaNova University Centre, 106 91 Stockholm, Sweden
[3] Centro de Astrobiología (CSIC–INTA), 28850 Torrejón de Ardoz, Spain

Received 6 February 2008 / Accepted 20 May 2008

ABSTRACT

Context. Lyman-alpha (Lyα) radiation is now widely used to investigate the galaxy formation and evolution in the high redshift universe. However, without a rigorous understanding of the processes regulating the Lyα escape fraction, physical interpretations of high-z observations remain questionable.

Aims. We examine six nearby star forming galaxies to disentangle the role of the dust from other parameters such as gas kinematics, geometry, and ISM morphology in the obscuration of Lyα. Thereby, we attempt to understand the Lyα escape physics and infer the implications for high-redshift studies.

Methods. We use HST/ACS imaging to produce continuum-subtracted Lyα maps, and ground-based observations (ESO/NTT and NOT) to map the Hα emission and the extinction $E(B-V)$ in the gas phase derived from the Balmer decrement Hα/Hβ.

Results. When large outflows are present, the Lyα emission does not appear to be correlated with the dust content, confirming the role of the HI kinematics in the escape of Lyα photons. In the case of a dense, static HI covering, we observe a damped absorption with a negative correlation between Lyα and $E(B-V)$. We found that the Lyα escape fraction does not exceed 10% in all our galaxies and is mostly about 3% or below. Finally, because of the radiative transfer complexity of the Lyα line, star formation rate based on Lyα luminosity is underestimated with respect to that derived from UV luminosity. Simple reddening correction does not reconcile SFR(Lyα) with the total star formation rate.

Conclusions. The dust is not necessarily the main Lyα escape regulatory factor. ISM kinematics and geometry may play a more significant role. The failure of simple dust correction to recover the intrinsic Lyα/Hα ratio or the total star formation rate should prompt us to be more cautious when interpreting high-z observations and related properties, such as SFRs based on Lyα alone. To this end, we propose a more realistic calibration for SFR(Lyα), which accounts for dust attenuation and resonant scattering effects via the Lyα escape fraction.

Key words. galaxies: starburst – galaxies: ISM – ultraviolet: galaxies – ISM: dust, extinction – galaxies: general

1. Introduction

The Lyman-alpha emission (Lyα) has become the most powerful tracer of star formation in the high redshift universe. It is the strongest emission line at optical and near infrared (NIR) wavelengths at redshift $z \geq 2.1$, and is likely to remain a competitive tool, even with the advent of extremely large telescopes (ELTs) and the James Webb Space Telescope (JWST). It is widely used as an efficient detection and redshift confirmation tool for distant galaxies, to derive star formation rates (SFRs), as well as to probe the ionization state of the intergalactic medium (IGM) at the final stage of the reionization epoch. In this way, the past decade has been the *high-redshift era*, in which the development of new techniques and facilities have enabled galaxy physical properties to be measured directly, providing a major improvement in our understanding of the distant Universe.

The importance of the Lyα emission line in the cosmological context was predicted initially by Partridge & Peebles (1967), who suggested that young high-z galaxies, undergoing their first star formation events, should be detectable because of their strong Lyα emission. Unfortunately, the first attempts to detect such objects contradicted those predictions. Initial surveys (e.g. Pritchet & Hartwick 1989; Djorgovski & Thompson 1992; de Propris et al. 1993) failed to discover the predicted space density of Lyα emitters. These unsuccessful campaigns and the faint measured Lyα fluxes were attributed to the dust attenuation coupled to the resonant scattering of the Lyα line (see Pritchet 1994, for a review). The first breakthrough was achieved by the observations of Cowie & Hu (1998) and Hu et al. (1998), which led to the development of high-efficiency surveys for high-z LAEs detection. Two techniques are now used routinely to detect high-z galaxies. Firstly, the Lyman Break Technique (Steidel et al. 1996) uses the absorption bluewards of the Lyα absorption edge to detect the so-called Lyman Break Galaxies (LBGs).

⋆ This work was supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES). It is based on observations made 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, Incorporated under NASA contract NAS 5-26555. These observations are associated with programs #GO 9470 and #GO 10575.
⋆⋆ Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Observatories under programme IDs 073.B-0785 and 70.B-0639.
⋆⋆⋆ A part of data presented here have been taken using ALFOSC, which is owned by the Instituto de Astrofisica de Andalucia (IAA) and operated at the Nordic Optical Telescope under agreement between IAA and the NBIfAFG of the Astronomical Observatory of Copenhagen.
† *Present address*: observatoire de Genève, 51, Ch. des Maillettes, 1290, Sauverny, Switzerland.

Secondly, narrow-band imaging surveys use the Lyα recombination line emission produced by the reprocessed absorbed radiation to target Lyman-Alpha Emitters (LAEs). These successful techniques now provide a central role in our attempts to understand the distant universe. Besides its use in the identification of galaxies, it is used to place constraints on the cosmic reionization (Malhotra & Rhoads 2004; Kashikawa et al. 2006; Dijkstra et al. 2007), and to study the clustering properties and morphology of galaxies to the highest redshifts (Hamana et al. 2004; Ouchi et al. 2005; Murayama et al. 2007). In addition, it enables star formation rates to be measured to high redshift (Kudritzki et al. 2000; Fujita et al. 2003; Pirzkal et al. 2007).

The Lyα star formation rate is derived typically by applying the Hα calibration relation (Kennicutt 1998) and assuming a case B recombination theory for the Lyα/Hα line ratio. Nevertheless, SFRs inferred from the UV continuum are found to be inconsistent with SFR(Lyα). It appears that SFR(Lyα) is typically lower than SFR(UV) by a factor of several (Ajiki et al. 2003; Taniguchi et al. 2005; Tapken et al. 2007; Gronwall et al. 2007). In principle, correction for internal reddening could reconcile these two indicators. Different extinctions experienced by the continuum and emission line radiation may, however, arise due to geometrical effects (Calzetti et al. 1994; Giavalisco et al. 1996); in addition, radiative transfer effects of the Lyα line imply that this issue is far from being resolved. In applying such a calibration, caution should therefore be taken. This need for caution is demonstrated further in cosmological studies where only a fraction of UV-selected galaxies show Lyα in emission (Shapley et al. 2003). Furthermore, some high-z studies have unveiled very high rest frame Lyα equivalent widths (*EW*s, Rhoads et al. 2003; Finkelstein et al. 2007) and it appears unlikely that such high *EW*s can result from the ionizing output of a normal stellar population. In the case of an inhomogeneous ISM where dust is distributed in neutral gas clouds Neufeld (1991) and Hansen & Peng Oh (2006) showed that Lyα photons could escape more easiy than continuum radiation. In this scenario, intrinsic Lyα *EW*s are expected to increase, which would explain the high values observed in those studies.

With respect to its importance for cosmology, many studies have attempted to understand the physical processes governing the fraction of escaping Lyα photons. Early observations at low redshift (Meier & Terlevich 1981; Deharveng et al. 1985; Terlevich et al. 1993) indicated that Lyα was either far weaker than predicted or even absent from starburst galaxies. Initially, this weakening was attributed to dust attenuation, which was confirmed by a correlation observed between $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ and metallicity (Charlot & Fall 1993). These interpretations notwithstanding, Giavalisco et al. (1996) reached the opposite conclusion, finding no clear correlation between $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ or Lyα/Hβ and $E(B-V)$. Furthermore, dust correction failed to reconcile the observed with the intrinsic Lyα/Hβ ratio predicted by case B recombination theory. Spectroscopic studies have outlined the Lyα observational puzzle. Kunth et al. (1994) and Thuan & Izotov (1997), with the Goddard High Resolution Spectrograph (GHRS) and Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS), have observed damped Lyα absorption in IZw 18 and SBS 0335-052, the most metal-deficient galaxies known at low-z. In the purely dust-regulated model, a prominent Lyα emission feature would be expected. On the other hand, Lequeux et al. (1995) detected strong Lyα emission in a far more metal- and dust-rich starburst Haro 2. Further studies have shed light on the mechanisms by which Lyα photons may escape their host. Kunth et al. (1998) observed the Lyα morphology for 8 low-z starbursts ranging from emission to absorption. They measured systematic blueshifts between the Lyα feature and Low ionization State (LIS) metal absorption features in the ISM when Lyα was observed in emission, indicative of an outflowing neutral medium. P Cygni profiles, with a redshifted emission peak with respect to the systemic velocity, were also found in these spectra. Furthermore, Mas-Hesse et al. (2003) applied hydrodynamic models (Tenorio-Tagle et al. 1999) in interpreting the different observed Lyα profiles as a function of starburst evolution and viewing geometry. They found that the Lyα emission visibility and shape were driven mostly by the kinematical configuration of the neutral gas. Over the past few years, theoretical studies and numerical simulations were developed for the same purpose. Ahn et al. (2003) and Verhamme et al. (2006) showed how the variety of Lyα profiles were created by the expansion of a superbubble of neutral gas and the properties of the ISM (HI column density and dust content). Hansen & Peng Oh (2006) utilized the original idea of Neufeld (1991) to investigate the effects of a multi-phase ISM. More cosmological-orientated simulations (Tasitsiomi 2006) were completed, although the effects of dust remain to be treated. The simulations can now attempt to model arbitrary intrinsic emission characteristics, hydrogen density, velocity fields and dust distributions (Verhamme et al. 2006), and reproduce consistently the Lyα profiles observed in $z \sim 3$ LBGs (Verhamme et al. 2007; Schaerer & Verhamme 2008).

The complex nature of the Lyα escape probability revealed by low-z spectroscopic studies rises further questions. The resonant scattering phenomenon of Lyα line may cause Lyα photons to travel and be emitted far from their production sites, and hence be spatially uncorrelated with non-resonant radiation (Hα or continuum photons). UV-targeted spectroscopic studies may therefore miss a significant fraction of the Lyα emission if it is scattered away from the aperture. Ionized holes in the ISM may also allow the escape of Lyα photons in a spatially limited region and transmission may vary significantly on small scales across the starburst region. These considerations are the motivation for our Lyα imaging survey with the Advanced Camera for Survey (ACS) onboard the Hubble Space Telescope (HST). We observed a hand-picked sample of six nearby star forming galaxies to explore a large range of relevant parameters. Preliminary results were presented in Kunth et al. (2003); more detailed studies were published independently for ESO 338-04 (Hayes et al. 2005) and Haro 11 (Hayes et al. 2007). Emission and absorption were found on very small scales in central regions of the starburst, while absorption is observed in front of many of the brightest UV sources.

Besides the HST observations, we use ground-based observations from the ESO New Technology Telescope (NTT) and the Nordic Optical Telescope (NOT) to map Hα and Hβ emission and derive extinction from the Balmer decrement (Hα/Hβ). Investigating correlations between $E(B-V)$ and Lyα emission enables us to disentangle the role of the dust from other parameters in the Lyα escape mechanism and investigate the implications of proper dust correction on high-redshift studies. The paper is structured as follows: in Sect. 2 we describe the observations and the data reduction, in Sect. 3 we present the results, Sect. 4 is dedicated to the discussion of these results, and finally in Sect. 5 we present our conclusions. We assume throughout this paper a cosmology of $H_0 = 72$ km s^{-1} Mpc^{-1}, $\Omega_{\mathrm{M}} = 0.3$ and $\Omega_{\Lambda} = 0.7$.

2. Observations and data reduction

Our sample contains six local starburst galaxies that were hand-picked to cover a range of relevant intrinsic parameters. Based

Table 1. Targets general properties. $E(B-V)_{\rm MW}$ is the Galactic extinction given by Schlegel et al. (1998) and $M_{\rm B}$ magnitudes are in AB system. References: 1: Bergvall & Östlin (2002), 2: Papaderos et al. (2006), 3: Gonzalez Delgado et al. (1998), 4: Izotov et al. (2001).

Target name	Other name	RA(2000)	Dec(2000)	$E(B-V)_{\rm MW}$	z	12 + log(O/H)	$M_{\rm B}$	Ref.
Haro 11	ESO 350-38	00:36:52.5	–33:33:19	0.049	0.020598	7.9	–20	1
SBS 0335-052	SBS 0335-052E	03:37:44.0	–05:02:40	0.047	0.013486	7.3	–17	2
IRAS 08339+6517	PGC 024283	08:38:23.2	+65:07:15	0.092	0.019113	8.7	–21	3
Tololo 65	ESO 380-27	12:25:46.9	–36:14:01	0.074	0.009	7.6	–15	4
NGC 6090	Mrk 496	16:11:40.7	+52:27:24	0.020	0.029304	8.8	–21	3
ESO 338-04	Tol 1924-416	19:27:58.2	–41:34:32	0.087	0.009633	7.9	–19	1

upon UV-properties, the selection covers a range of dust content, luminosity, and the variety of observed Lyα profiles: firstly, the sample consists of four Lyα emitters from Calzetti & Kinney (1992), among which candidates representing a range in line profiles are selected (Kunth et al. 1998; Mas-Hesse et al. 2003). Two known Lyα absorbers are included from Thuan & Izotov (1997). General information and properties of our targets are given in Table 1.

2.1. HST observations

Two general observer programmes, with the Hubble Space Telescope (HST), were devoted to observations of the six targets: GO9470 which uses the Solar Blind Channel (SBC) of the Advanced Camera for Surveys (ACS) to observe Lyα online (F122M) and continuum (F140LP), and GO10575 using the High Resolution Camera (HRC) and Wide Field Camera (WFC) to obtain Hα, near-UV, and optical continuum broadband observations. Detailed description of these observations is presented in Östlin et al. (2008).

All images were drizzled using the MULTIDRIZZLE task in STSDAS package under NOAO/IRAF onto the same pixel scale ($0.025''\,{\rm pix}^{-1}$) and the same orientation. Remaining shifts were corrected with GEOMAP and GEOTRAN, and cosmic rays removed using CREDIT task. The images for each target were then convolved to the same Point Spread Function (PSF) using DIGIPHOT/DAOPHOT, using the lowest quality PSF image as reference.

The production of continuum subtracted Lyα images from F122M (online) and F140LP (offline) is untrivial and requires sophisticated techniques for many reasons. The effective wavelength of the continuum filter is rather far from the online filter ($\Delta\lambda/\lambda \simeq 0.22$) and the UV continuum between the two filters deviates significantly from a power law ($f_\lambda \propto \lambda^\beta$) and is sensitive to age and $E(B-V)$. By neglecting these considerations and describing the behavior of the UV continuum near Lyα with a power law, we would obtain results ranging from absorption to strong emission according to the values set to β. Preliminary results, by Kunth et al. (2003), pointed out these limitations and the need for an elaborated subtraction method. Subsequently, Hayes et al. (2005) and, in more detail, Hayes et al. (2008) presented a reliable extrapolation from F140LP to F120M described by the Continuum Throughput Normalization factor (CTN). To estimate the CTN in each pixel, all images from F122M to F814W are used to fit the *Starburst99* spectral evolutionary models (Leitherer et al. 1999; Vázquez & Leitherer 2005); the method uses filters that sample the UV continuum slope and the 4000 Å break to fit burst age and stellar $E(B-V)$ using χ^2 minimisation. The nebular contribution and the stellar components are then treated independently. The Hα image is used to constrain the nebular gas contribution to the total SED, while V and I images allow us to estimate the stellar part. The gas spectrum is subtracted and age and mass are fitted in two stellar components.

To generate Starburst99 models, we set the metallicity as derived from observations of each object: for IRAS 08339+6517 and NGC 6090 $Z = 0.02$, for Haro 11 and ESO 338-04 $Z = 0.004$, and for SBS 335-052 and Tololo 65 $Z = 0.001$. Although Hayes et al. (2008) show that an error below 50% on the metallicity does not affect significantly the continuum subtraction, the metallicity estimate remains the factor driving the accuracy of the subtraction method.

A standard Salpeter (1955) IMF is used ($\alpha = 2.35, {\rm d}N = M^{-\alpha}{\rm d}M$) in the range 0.1 $M_\odot$ to 120 $M_\odot$. Multi-stellar component fitting, used for continuum subtraction, is almost completely insensitive to the IMF slope and mass range. Finally, an instantaneous burst scenario is adopted because it is more appropriate for individual pixels but the choice of a constant star formation scenario would not affect global photometry of the galaxies or the contribution of the underlying stellar population.

2.2. Ground-based observations

The southern targets of our sample (cf. Table 2) were observed using the New Technology Telescope (NTT) at La Silla (ESO) during the nights of 18, 19, and 20 September 2004 (apart from Tololo 65, which was observed in service mode on 28 January 2003). Narrow-band imaging was performed for all targets in Hα, Hβ, and [OIII]λ5007 Å, and the nearby continuum of each line. The first night of the run, 18th Sept., the seeing was consistently below 1.2″, yet the presence of thin cirrus prevents a direct calibration using standard stars. Observational conditions on the night of 19 Sept. were excellent: photometric sky and sub-arcsec seeing. On the final night, the seeing was poorer, exceeding 2″, although the photometric quality was still good. Spectrophotometric standard stars Feige110, LDS749B, GD50, and GD108, selected from the Oke (1990) catalog, were observed at regular intervals during each night and in each filter. Both the ESO Multi-Mode Instrument (EMMI) (Dekker et al. 1986) and Super Seeing Imager 2 (SuSI2) (D'Odorico et al. 1998) were used interchangeably. A binning of 2×2 pixels was used, providing plate-scales of $0.332''\,{\rm pix}^{-1}$ and $0.161''\,{\rm pix}^{-1}$, and fields-of-view of $9.1 \times 9.9'$ and $5.5 \times 5.5'$ for EMMI-R and SuSI2 respectively. NTT observations are summarized in Table 2 with ESO filter codes. The good seeing observations of the night Sept. 18, 2004 are calibrated using secondary standard stars in the field from the photometric night 19 and/or Sept. 20, 2004.

The remaining northern targets (IRAS 08339+6517 and NGC 6090) were observed with the Nordic Optical Telescope (NOT) at La Palma during the nights of 14, 15, and 16 February

Table 2. Ground-based observations of our six targets. Northern targets have been observed with the Nordic Optical Telescope and southern ones with ESO New Technology Telescope. Hα, Hβ online and respective continuum observations are listed with the instrument and filter name and the exposure time (in seconds) in each band.

Target	Hα		Hα continuum		Hβ		Hβ continuum	
	Camera/Filter	Exp.	Camera/Filter	Exp.	Camera/Filter	Exp.	Camera/Filter	Exp.
ESO/NTT observations								
Haro 11	EMMI-R/598	900	EMMI-R/597	1200	SuSI2/549	2866	EMMI-R/770	1800
SBS 0335-052	EMMI-R/598	1800	EMMI-R/596	4800	SuSI2/548	900	EMMI-R/771	4500
ESO 338-04	EMMI-R/597	1800	SuSI2/778	3600	SuSI2/719	2400	EMMI-R/771	4500
Tololo 65	SuSI2/709	1200	SuSI2/778	1200	SuSI2/719	3600	SuSI2/717	1800
NOT observations								
IRAS 08339+6517	ALFOSC/70	2400	ALFOSC/78	3000	ALFOSC/113	5000	ALFOSC/17	3300
NGC 6090	ALFOSC/53	4200	ALFOSC/78	2400	ALFOSC/40	3600	ALFOSC/17	2100

2004, using the Andalucia Faint Object Spectrograph and Camera (ALFOSC). Unfortunately, the observational conditions were not photometric during the observing run. For NGC 6090, we used observations taken on March 28th 2006 under photometric conditions. The calibration was performed by adopting BD33 as the standard star. Our science images were then calibrated using field stars from the 2006 observations in each filter. For IRAS 08339+6517, we made use of HST images for the same purpose. Firstly, calibrated Hα images were rescaled to the ALFOSC pixel-plate ($0.19''$ pix^{-1}). Aperture photometry was then obtained and used for the calibration of the ground-based Hα observations. The Hβ continuum images were calibrated using rescaled F435W images and Hβ online images were then calibrated with respect to the continuum images using photometry of several stars in the field of view. Global estimates for IRAS 08339+6517 are the least accurate of the galaxy sample due to the less-than-ideal calibration of Hβ. However, pixel-to-pixel measurements suffer from similar uncertainties, therefore pixel-to-pixel trends are as reliable as they are in any other target, irrespective of whether the value of $E(B-V)$ is perfect.

Data were first reduced using standard NOAO/IRAF procedures. Images were bias-subtracted, and flat-field corrected using well exposed sky and dome flats. Images were registered using field stars and the GEOMAP and GEOTRAN tasks, and images from the same bands were coadded with inverse variance weighting. Finally, reduced frames for each target were smoothed to the PSF of the lowest quality seeing image using GAUSS.

Hα images were corrected for [NII] contamination and both Hα and Hβ images corrected for underlying stellar absorption. [NII] contamination was estimated from NII λ6583 Å/Hα found in literature (see Table 3) and the ratio NII λ6584Å/NII λ6548 Å $\simeq$ 3 (Osterbrock 1989).

Stellar absorption was estimated using the best-fitting *Starburst99* spectrum given by the procedure described in Sect. 2.1. The most updated available stellar atmosphere models were used with *Starburst99* stellar libraries (Martins et al. 2005), including full line-blanketing, to obtain the most accurate estimate of equivalent width for the Hα and Hβ stellar absorption features.

Finally, using the Balmer decrement Hα/Hβ and assuming a case B intrinsic line ratio of 2.86 (Osterbrock 1989) at a temperature of 10 000 K, we derived the $E(B-V)$ in the gas phase using the parameterization of Cardelli et al. (1989) and the equation:

$$E(B-V)_{\mathrm{H}\alpha/\mathrm{H}\beta} = \frac{2.5 \times \log(2.86/R_{\mathrm{obs}})}{k(\lambda_\alpha) - k(\lambda_\beta)} \quad (1)$$

Table 3. Hα correction for NII contamination with references where the ratio has been taken from.

Target	$\frac{[\mathrm{NII}]\ \lambda 6583\ \mathrm{Å}}{\mathrm{H}\alpha}$	Reference
Haro 11	0.189	Bergvall & Östlin (2002)
ESO 338-04	0.031	Bergvall & Östlin (2002)
NGC 6090	0.411	Moustakas & Kennicutt (2006)
IRAS 08339+6517	0.25	Margon et al. (1988)
SBS 0335-052	0.003	Izotov et al. (1997)
Tololo 65	0.005	Izotov et al. (2004)

where $R_{\mathrm{obs}} = f_{\mathrm{H}\alpha}/f_{\mathrm{H}\beta}$ is the absolute observed flux ratio, and $k(\lambda_\alpha)$, $k(\lambda_\beta)$ are the extinction curves at Hα and Hβ wavelengths respectively. According to Cardelli et al. (1989), $k(\lambda_\alpha) \sim 2.63$ and $k(\lambda_\beta) \sim 3.71$.

2.3. Uncertainties

The calibration of individual images in Hα and Hβ lines are affected by the typical sources of noise and uncertainty during the data reduction procedure. The principal source of uncertainty originates in the flux measurement of the calibration standard stars. This accounts for about 5% in our observations. Errors of approximatively few percent may be produced by other effects, such as residuals in the flat-field corrections, residuals in the sky background, and continuum subtraction. We assume that all of these effects produce an error in the flux measurement of approximatively 10%. We produce extinction maps by dividing Hα images into Hβ images, and, for some galaxies, these images were obtained with different instruments (i.e. different plate-scales and orientations); the errors in image alignment and registration may lead to quite significant uncertainties, since we aim, in our science analysis, to investigate the Lyα and dust amount variations on a pixel scale. The procedure to estimate the impact of such misalignments was the following.

The rms of the alignment fit provided by GEOMAP is about 0.2 pixel. Consequently, to estimate the misalignment (and only to that purpose), we rebinned Hα and Hβ images to a new pixel size, 1/5 of the original pixel size. We then created new images with artificial shifts of +1, 0 or −1 pixel in x and y directions. This provided a 9-image data cube for both Hα and Hβ. Using all combinations of Hα and Hβ shifted images, we derived the ratio Hα/Hβ and constructed an $E(B-V)$ data cube. We eventually computed the standard deviation of the extinction, $\sigma_{E(B-V)}$, at each pixel [x, y].

Misalignment errors were also a concern for the Lyα image with respect to Hα and online images with respect to continuum ones. These could produce errors in the Lyα/Hα ratio and the equivalent widths. The estimation of these quantities takes account of this uncertainty. We accounted for uncertainties in the Lyα continuum subtraction procedure by assuming a statistical error of 10% of the Lyα flux. This uncertainty depends, in reality, on the signal-to-noise in each resolution element where the continuum is fitted, and the value adopted here corresponds to $S/N = 5\%$. The final error bars are shown in the scatter plots in Sect. 3. For the sake of readability, we plot the mean errors instead of the individual errors of each point. When the emission is dominated by the conglomerate points of the diffuse halo (which is the case for most of the plots), we show the mean computed between only the maximum and minimum values, to cover the full range of error variations.

3. Analysis

3.1. Individual galaxies

We describe in this section our imaging results and perform a detailed analysis for each individual object of our sample. We examine the potential correlations between Lyα and the different physical parameters on a pixel scale. This allow us to tackle the complex physics of Lyα radiation.

3.1.1. HARO 11

The Hα image in Fig. 1 in the first column shows a complex morphology with three main star-forming condensations (Kunth et al. 2003). The continuum subtracted Lyα image does not delineate this morphology, showing Lyα in emission in only knot C, whereas it is seen in absorption in knot A and B. The decoupling of Lyα from the continuum is clearly observable in the bottom frame, which represents a Lyα map at HST resolution overlayed by FUV (1500 Å) contours. The emission exhibits two different components, consisting of a central bright knot and a low surface brightness diffuse emission. By examining the extinction map, it appears that the diffuse component is not regulated by the amount of dust. Moreover, the bright Lyα emission in knot C, corresponds to a high extinction region.

This galaxy is a well known Lyα emitter (Kunth et al. 1998), while the detection of Lyman continuum leakage by Bergvall et al. (2006) is still controversial (Grimes et al. 2007). It was studied in more detail by Hayes et al. (2007).

3.1.2. ESO 338-04

In the second column of Fig. 1, the Lyα image shows three main absorption regions and a surrounding bright emission. The absorption sites correspond to relatively dusty regions of the galaxy seen in the extinction map, which traps Lyα photons, while the emission is not correlated with the dust content. The last component is, again, the diffuse emission around and overall the galaxy, with a low surface brightness, which corresponds to the resonant decoupling of Lyα photons. Many dust features are clearly visible in the $E(B-V)$ map with a clumpy-like structure, which follows roughly the Hα structure.

The Lyα image is produced by matching the HST/ACS image to the NTT resolution. This process disperses the light from the central absorption region to more extended regions, reveals small absorption features, and dims the surface brightness of the emission component. The bottom frame shows again how Lyα is uncorrelated with the FUV continuum, which traces unobscured star formation sites.

3.1.3. NGC 6090

The third column in Fig. 1 indicates that the interacting system NGC 6090 exhibits Lyα emission from each component, at a distance of about 6″ from each other. The emission peaks around low extinction regions and the overlapping region between the two components appears very dusty. The extinction map of NGC 6090 illustrates dust pattern similar to that of a spiral structure that has no evident correlation with the ionized gas traced by Hα emission.

The main Hα structures correspond to the Lyα emission components, although the largest Lyα emission represents a small region in Hα, and vice-versa. This discrepancy may be due to the large amount of dust in the upper left component that could destroy a significant fraction of Lyα photons. Knot A appears also dustier ($E_{B-V,\mathrm{gas}} \sim 0.75$) than knot B ($E_{B-V,\mathrm{gas}} \sim 0.55$).

3.1.4. IRAS 08339+6517

This nuclear starburst shows a spiral structure that is conspicuous in the Hα (Fig. 2) and FUV continuum images, the latter of which is not shown here). However the Lyα image does not resemble any other image, showing central bright emission and an ubiquitous halo component. The FUV contours exhibit far more detail in the arms of the galaxy, which consist of many star clusters for which Lyα is absent.

In the extinction map, a dust-free central spot is clearly evident. The dust distribution has no clear relationship with the emission maps.

3.1.5. SBS 335-052

The dust distribution appears to be correlated with the Hα emission of this galaxy. In Fig. 2, the brightest region in Hα corresponds to the most significant concentration of dust. A shell structure and dust-free region toward the S-E of the bright region are also visible in both images. The bright dusty spot corresponds to a relatively high Lyα absorption region. The galaxy shows Lyα only in absorption surrounded by faint diffuse emission. Despite the significant Hα or FUV continuum emission, it appears that no Lyα photons escape directly without scattering on neutral hydrogen.

3.1.6. Tololo 65

In the rightmost column of Fig. 2, no Lyα structure is observed for this galaxy. Athough the HST image indicates some emission features (bottom frame), they have been smoothed to the NTT resolution. Degrading the resolution of an HST image can produce ghost features since the emission becomes as weak as and can no longer be distinguished from the background level. These artefacts in the background, although less dramatic, are also present in other galaxies. The Hα map presents two components emission that resembles the structure of the dust content in the $E(B-V)$ map.

To investigate Lyα emission variations and possible correlations with dust or other parameters on the smallest possible scale, we produced scatter plots for the images. In the extinction maps presented in Fig. 1, each point represents one pixel in the galaxy region that has been isolated by masking the background

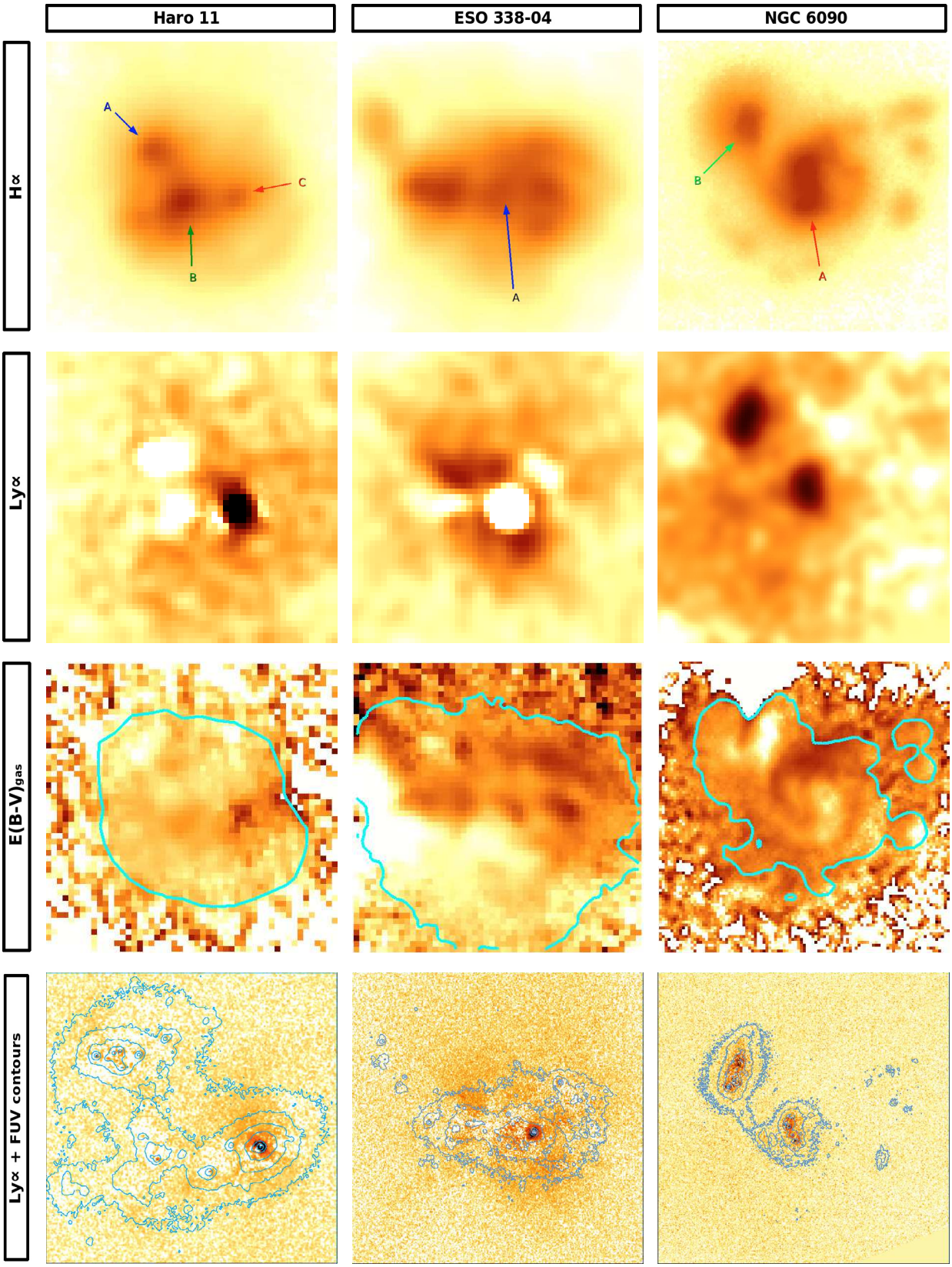


Fig. 1. Galaxy imaging (Part 1): *from top to bottom*: Hα Lyα, $E(B-V)_{\rm gas}$ map, and Lyα as seen by HST overlayed with FUV contours. Inverted logarithmic scale is used, showing emission in black and absorption in white. The extinction map is overlayed with the mask generated following the description in Sect. 4. Regions out of the contour are excluded from our study. The dustiest regions are in black. *From left to right* with the FoV and spatial scale in parentheses: ground-based images (*top three rows*): Haro 11 (17″, 0.4 kpc/″), ESO 338-04 (17″, 0.2 kpc/″), and NGC 6090 (19″, 0.57 kpc/″); HST images (last row): Haro 11 (13″), ESO 338-04 (15″), and NGC 6090 (21″). North is down and East to the right.

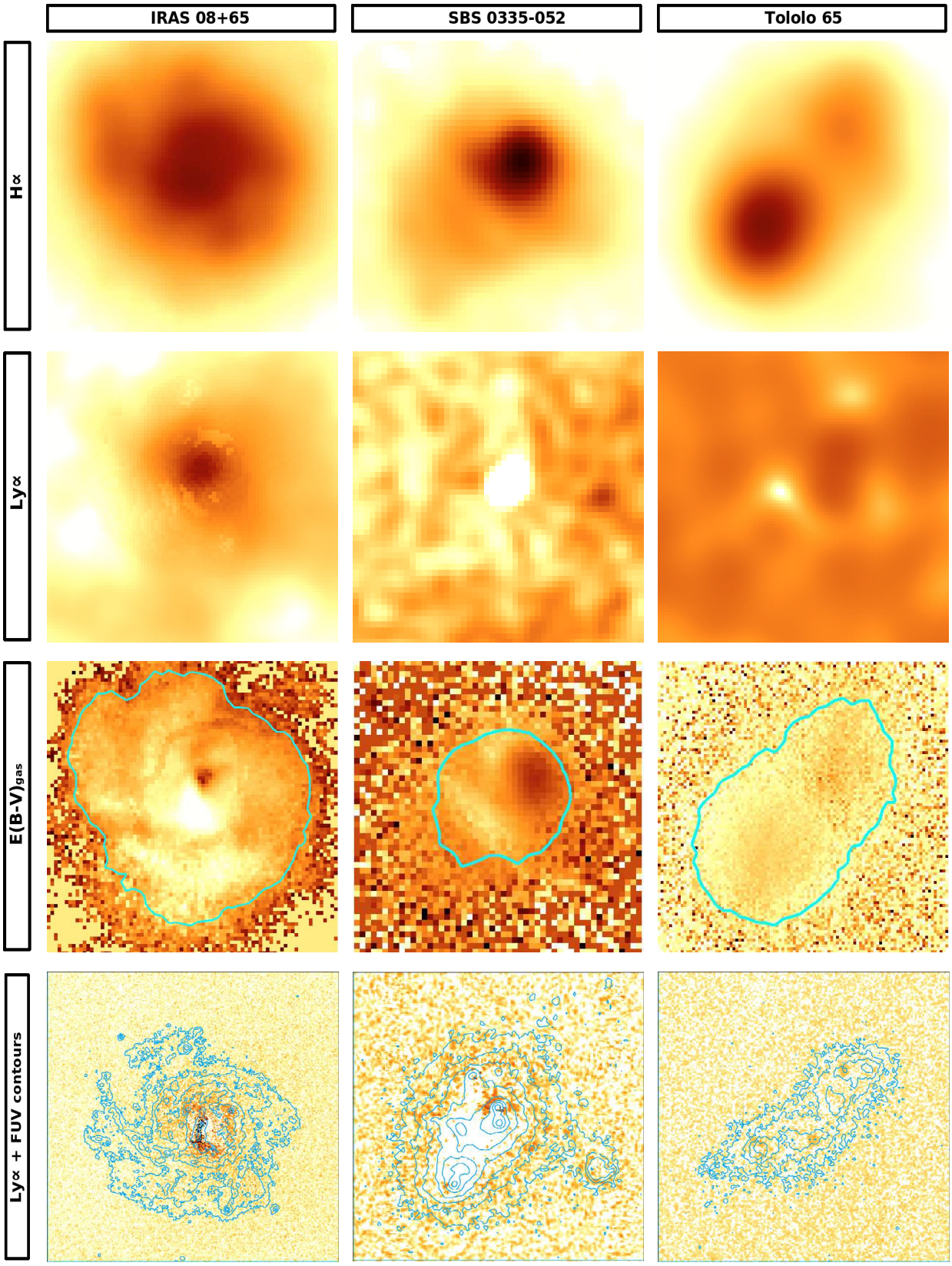


Fig. 2. Galaxy imaging (Part 2): *from top to bottom*: Hα, Lyα, $E(B-V)_{\rm gas}$ map, and Lyα as seen by HST overlayed with FUV contours. Inverted logarithmic scale is used, showing emission in black and absorption in white. The extinction map is overlayed with the mask generated following the description in Sect. 4. Regions out of the contour are excluded from our study. The dustiest regions are in black. *From left to right* with the FoV in parentheses: ground-based images (*top three rows*): IRAS 08339+6517 (15″, 0.38 kpc/″), SBS 335-052 (4″, 0.27 kpc/″), Tololo 65 (8″, 0.18 kpc/″); HST images (last row): IRAS 08339+6517 (14″), SBS 335-052 (5″), Tololo 65 (8″). North is up and East to the left.

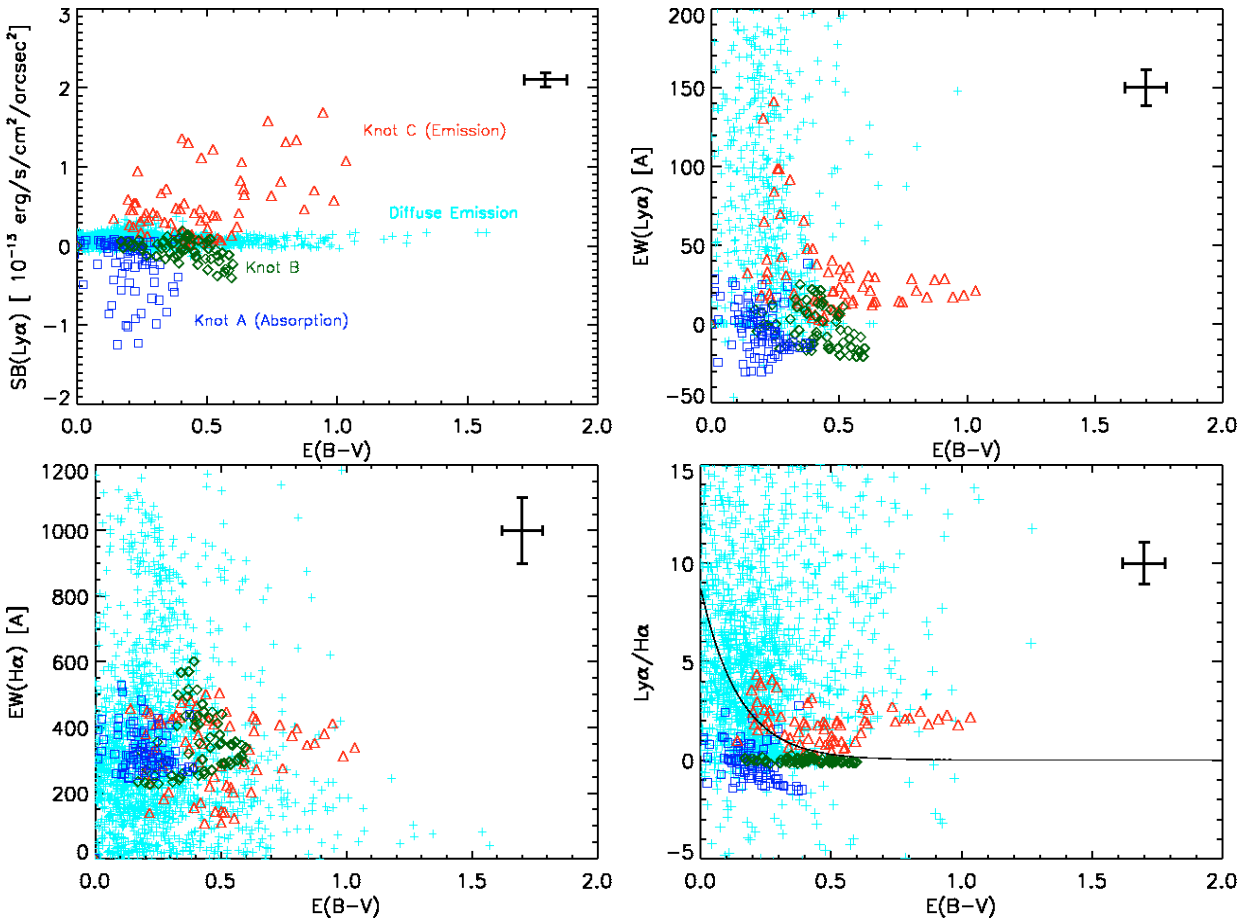


Fig. 3. Haro 11 scatter plots. *Top-left*: Lyα surface brightness as a function of the extinction determined from the Balmer decrement. Regions of knots A, B, C and the diffuse emission are marked in the figure and represented with different colors and different symbols: emission is in red, absorption is in blue (knot A) and green (knot B), and the diffuse emission component is in cyan. For the remaining plots, the same color code is used for the respective regions. *Top-right*: Lyα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-left*: Hα equivalent width *vs.* $E(B-V)$. *Bottom-right*: Lyα/Hα ratio *vs.* $E(B-V)$. Overplotted on all figures the error bars corresponding to the uncertainties estimated in Sect. 2.3.

at the 5σ level. Regions of interest, such as star-forming knots and emission or absorption features, are highlighted using circular apertures and represented with different colors and symbols on the figures.

3.2. Blended emission and absorption systems

Haro 11 – The first plot in Fig. 3 presents the correlation between the Lyα emission and the extinction determined from the Balmer decrement tracing the dust in the gas phase ($E_{B-V,\mathrm{gas}}$). The color-code represents different regions of interest consisting of circular apertures centered on the three main knots of the galaxy, which are marked on the Lyα image. We can see a diffuse emission component extending up to $E_{B-V} \sim 1.5$. Knot C shows a bright, dispersed emission with a mean extinction of 0.48, while the absorption is localized essentially around knots A and B. The mean extinctions in each knot are derived using the ratio of integrated Hα and Hβ fluxes within the corresponding apertures.

The presence of two distinct emission components indicates that two different physical processes control the escape of Lyα photons. Firstly, there is the diffuse component that shows the resonant decoupling of Lyα photons scattered resonantly by hydrogen atoms until they escape far away from their production sites (and therefore, experiencing a significant range of extinction). On the other hand, the emission from knot C is more concentrated and represents photons escaping directly from this small region with a mean extinction $E_{B-V} \sim 0.48$. The Lyα resonant decoupling is also visible in Fig. 4, which illustrates

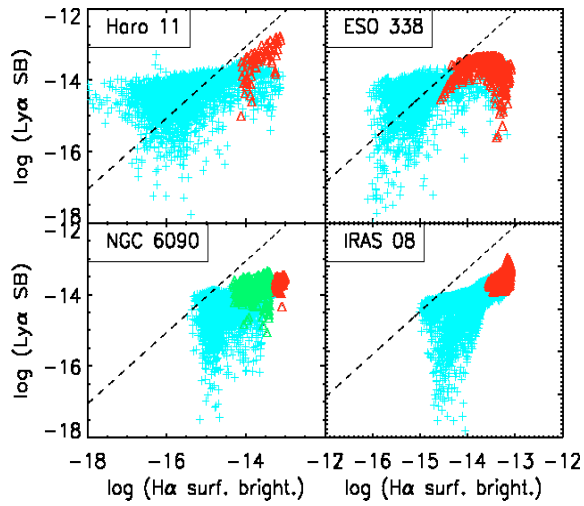


Fig. 4. Pixel distribution of the Lyα against Hα surface brightness. A logarithmic scale is used and hence shows only positive contribution (emission). The dashed line represents the case B recombination ratio. The galaxy name is given in each plot.

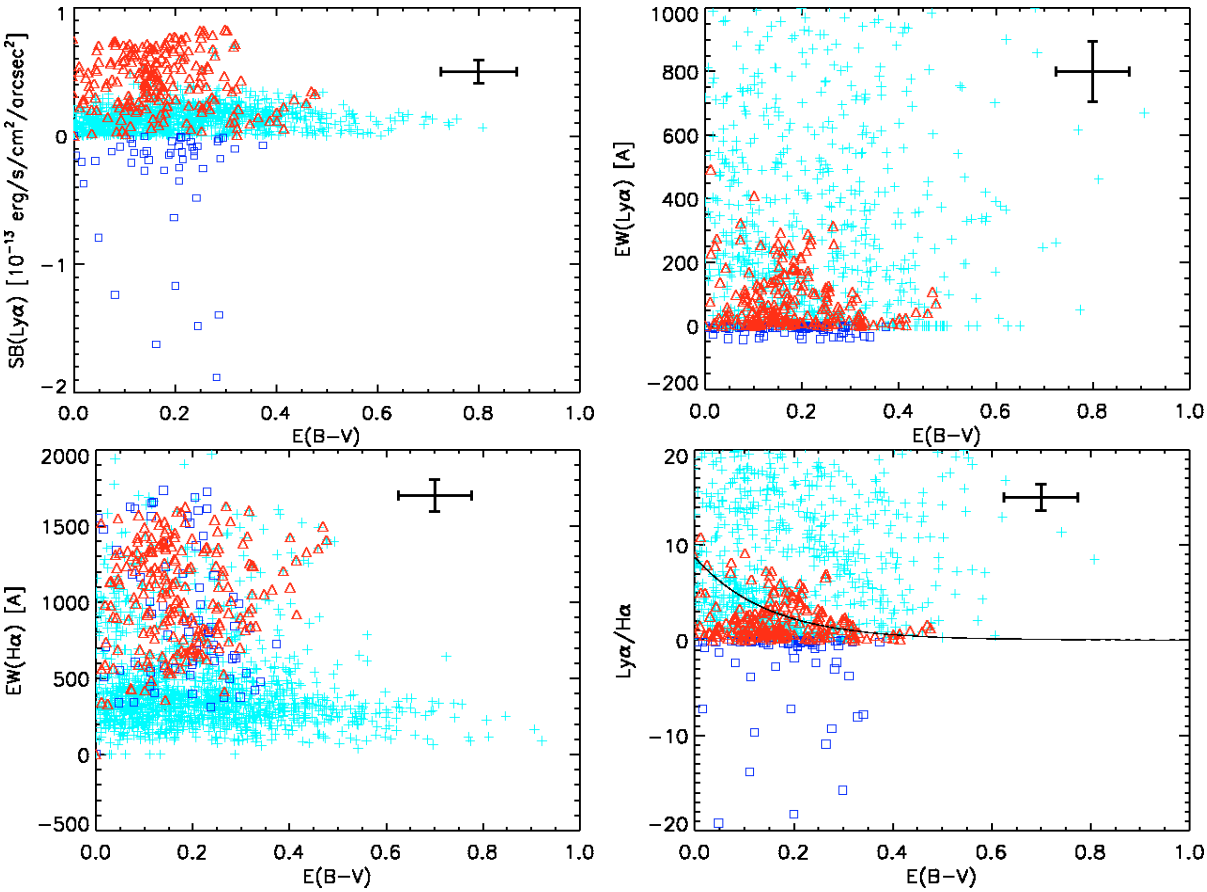


Fig. 5. ESO 338-04 scatter plots. *Top-left*: Lyα surface brightness vs. $E(B-V)$. Emission from the central region is in red, Absorption in the central region (knot A) is represented in blue (knot A), the surrounding emission is in red, and the diffuse emission component is in cyan. Same color code applied in all the plots. *Top-right*: Lyα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-left*: Hα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-right*: Lyα/Hα ratio vs. $E(B-V)$. Error bars correspond to the uncertainties estimated in Sect. 2.3.

the correlation between the Lyα and the Hα fluxes in log-scale and therefore showing only positive pixels (in emission). We observe a first component at a low and almost constant Lyα surface brightness (around 10^{-14} erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2}), independent of Hα emission. Due to their resonant scattering on HI atoms, Lyα photons reach regions where non-resonant photons, such as Hα, are absent, which increase the Lyα/Hα ratio to higher than the Case B level (represented by a dashed line in the figure). The second component at higher Lyα and Hα fluxes ($f_{\mathrm{Ly}\alpha} \geq 10^{-14}$ erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2}) is always below the predicted recombination value. These pixels represent regions where Lyα photons escape directly from their production site where Hα is also produced.

It is interesting that we observe Lyα in emission from knot C with $E_{B-V} \sim 0.48$, while only absorption is detected in knots A and B, which have $E_{B-V} \sim 0.2$ and 0.41, respectively. Indeed Lyα photons escape regions at higher extinction than those corresponding to pure absorption. The dust content is clearly not the main driver in the escape process of Lyα photons. A significant cover of static HI column density in knot A and an expanding neutral ISM and/or ionized HII holes in knot C may produce this observation.

By studying the Lyα equivalent width, we observe that the diffuse emission shows relatively high $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$, whereas the pure emission equivalent width in knot C (in red) is far weaker. This suggests that hard FUV radiation could create ionized holes through which Lyα photons may escape, in a inhomogeneous distribution of HI and dust. In this case of multi-phase ISM, it has been shown (Neufeld 1991; Hansen & Peng Oh 2006) that, due to their scattering off the dusty HI clumps, Lyα escapes in an easier way than non-resonant photons. We also observe that the diffuse emission (in cyan) corresponds to the highest equivalent width observed ($EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ higher than 200 Å), since it represents photons that have been scattered far away from their production sites and escaped regions where the Lyα continuum is lower. This decline in emission is, again, symptomatic of the resonant nature of Lyα photons. Indeed, when we plot the equivalent width of Hα against extinction, we do not observe a correlation, which we would expect for non-resonant lines, since the online and continuum photons are regulated by the same physical processes, which are controlled by the dust content. The last figure shows how the Lyα/Hα ratio evolves according to the amount of dust. With a classical perspective, we expect to have an exponential decline represented by the dark curve when considering only selective extinction at two wavelengths and a case B intrinsic ratio of 8.7 (Brocklehurst 1971). The resonant nature of the Lyα photons produces a different result. We observe a high dispersion for the halo component and an emission from knot C above the predicted level at higher extinction, which might support the view of scattering in an inhomogeneous ionized ISM that favors preferentially the escape of Lyα photons.

ESO 338-04 – This galaxy shows a similar pixel distribution in Lyα-E_{B-V} space to that of Haro 11 (Fig. 5). We see both emission and pure absorption features at, approximately, the same

extinction (mean $E_{B-V} \sim 0.22$ and 0.23 for absorption and global emission respectively). The different regions are marked in the scatter plots with different colors consisting of a central absorption (in blue) surrounded by emission features (red). We also observe a halo of diffuse emission surrounding the starburst regions and independent of the extinction. However, the diffuse emission does not exceed 5×10^{-14} erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2} and accounts for about 70% of the total Lyα emission from the galaxy. The same value was found by Hayes et al. (2005), although a different masking was used.

The absorption is seen only in the knot A (following the nomenclature of Hayes et al. 2005), superimposed on a region with an average extinction of $E_{B-V} \sim 0.2$ (mean extinction calculated, as for Haro 11, using integrated Hα and Hβ fluxes over this knot). Using longslit spectroscopy measurement of Hα/Hβ in which the slit was positioned along the East-West direction), Östlin et al. (2003) found $E(B-V)$ values within a range comparable to our result ($E_{B-V,\mathrm{gas}} \sim 0$–0.25), apart from toward the east edge of the galaxy where a dustier region is seen in our extinction map ($E_{B-V,\mathrm{gas}} \sim 0.4$). We measure the same values of extinction in the surrounding regions as for knot A, where Lyα is found in emission. There is a trend of decline in the emission (though, with high dispersion) (until $E_{B-V} \sim 0.6$). The radiative transfer of Lyα photons in a static (or almost static) ISM may produce the present situation: in the central region (knot A), Lyα photons are produced and immediately absorbed by neutral hydrogen. They are re-emitted according to space and frequency redistribution probability. Eventually, Lyα photons scatter resonantly in the wings until they reach a frequency that is sufficiently far away from the line center (where the absorption probability is close to unity) to be able to escape from the neutral medium. This also leads to a diffusion in space, which explains the emission seen around the central absorption at the same extinction. This effect is also seen in Haro 11 at HST resolution (Fig. 1), but does not appear at the NTT resolution due to smoothing effects. As shown by Lyα radiative transfer models (e.g. Verhamme et al. 2006), it seems that Lyα photons do not easily escape from their site of origin but scatter in space and frequency avoiding absorption by HI atoms at line center ($\nu_0 = 2.46 \times 10^{15}$ Hz).

In Fig. 5 we note a high Lyα equivalent width, ranging from –10 Å for absorption (blue measurement) to ~250 Å in the surrounding emission (red measurement). Such high measurement of *EW* for emission may be due to either the resonant scattering mechanism, which enables Ly photons to travel when continuum photons cannot, or a multi-phase ISM configuration, for which Hansen & Peng Oh (2006) noted that, for a reasonable HI column density and amount of dust, the continuum is preferentially extinguished, boosting the initial *EW* measurement easily by a factor of 2–5. This configuration may also explain the high $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ observed in some high-redshift galaxies, extending up to 150 Å in LALA $z \sim 5.7$ sources (Rhoads et al. 2003) in the case of spectroscopically confirmed candidates (higher possible equivalent widths were found in the imaging survey). On the other hand, Hα equivalent width map shows similar distribution to that of Haro 11 without any correlation.

The last frame shows the evolution of the Lyα/Hα ratio with extinction. In the central region around knot A, Lyα/Hα follows loosely the theoretical curve (marked in black). However, the absorption region does not appear show any trend of decrease in Lyα/Hα ratio with E_{B-V}. Instead, we observe a dispersion, as seen in the Lyα – E_{B-V} plot, ranging from $E_{B-V} \sim 0$ to 0.5.

3.3. Emission systems: NGC 6090 and IRAS 08339+6517

Both of these galaxies exhibit Lyα only in emission, with little signs of direct absorption, as seen in Figs. 1 and 2. As usual, the first plot in Figs. 6 and 7 shows Lyα flux function of the color excess E_{B-V}. In both systems, we observe that the diffuse component is independent of E_{B-V} at low Lyα flux. Although the calibration procedure used for IRAS 08339+6517 data is not accurate (see Sect. 2.2), the average extinction found for this galaxy ($E_{B-V} \sim 0.12$) is close to the value estimated by Gonzalez Delgado et al. (1998). STIS spectroscopy (Mas-Hesse et al. 2003) revealed a P Cygni profile, with a red wing shifted by ~300 km s^{-1} with respect to the HII region velocity determined from the optical emission lines. The extension of the neutral gas shell is found to be large with a diameter of around 10 kpc, which is larger than the aperture used here to isolate the emission region in the center of the galaxy (~2 kpc). Thus, the central emission (red component) is observed through an expanding shell approaching us at a velocity of ~300 km s^{-1}. Same Lyα profile has been observed for *NGC 6090* by Gonzalez Delgado et al. (1998), with a velocity offset with respect to blueshifted interstellar absorption lines, indicative of large scale high-velocity outflows of gas, of several hundred km s^{-1}. We differentiate two emission blobs (red for A and green for B in Fig. 7). Component A appears at a mean $E(B-V)$ around 0.74 whereas the second one at $E(B-V) \sim 0.54$. The diffuse emission, also in this galaxy, is the only component that attains the recombination level (Fig. 4), while the bulk of the emission remains below. Again, regarding these two galaxies, the ISM kinematics must play an important role in the escape of Lyα photons through neutral gas shells, making Lyα *less sensitive* to the dust content. It leads to the observed dispersion in the emission over a large range of extinction for these two galaxies. To confirm the results of this visual inspection, we performed a Spearman's statistical test to measure the probability that a correlation between Lyα and E_{B-V} exists. The Spearman's correlation coefficient ρ can take values from –1 to +1. A value of +1 shows that the variables are perfectly correlated with a positive slope, a value of –1 indicates that the variables are anti-correlated (negative slope), and a value of 0 implies that the variables are completely independent. While we would expect an anti-correlation between these two variables, we found $\rho \sim 0.15$ for both galaxies (whereas $\rho \sim -0.2$ and –0.05 for Haro 11 and ESO 338-04 respectively), confirming that Lyα is less sensitive to dust in these systems. For SBS 335-052 we measured $\rho \sim -0.56$.

In IRAS 08339+6517, the Lyα equivalent width does not appear to be correlated with dust. This absence of correlation is evident from the evolution of the line ratio Lyα/Hα, which is about 2 and remains constant as extinction increases supporting the importance of the ISM kinematics. The situation is slightly different for NGC 6090, where in knot A values are clearly above the theoretical Lyα/Hα curve (as seen for Haro 11). In addition to kinematics, we may be in presence of clumpy ISM configuration as well (as suggested by the images), that allows Lyα to escape the ionized inter-cloud medium. Furthermore, the two knots show different equivalent widths: $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim 54$ Å in knot A and 20 Å in knot B. We note that the diffuse emission has higher values because of the numerous resonant scatterings experienced by these photons. This is also valid for Lyα/Hα ratio.

3.4. Damped absorption system: SBS 335-052

HST/GHRS spectroscopy (Thuan et al. 1997) has revealed that these metal-deficient BCDs are damped Lyα absorbers. In our

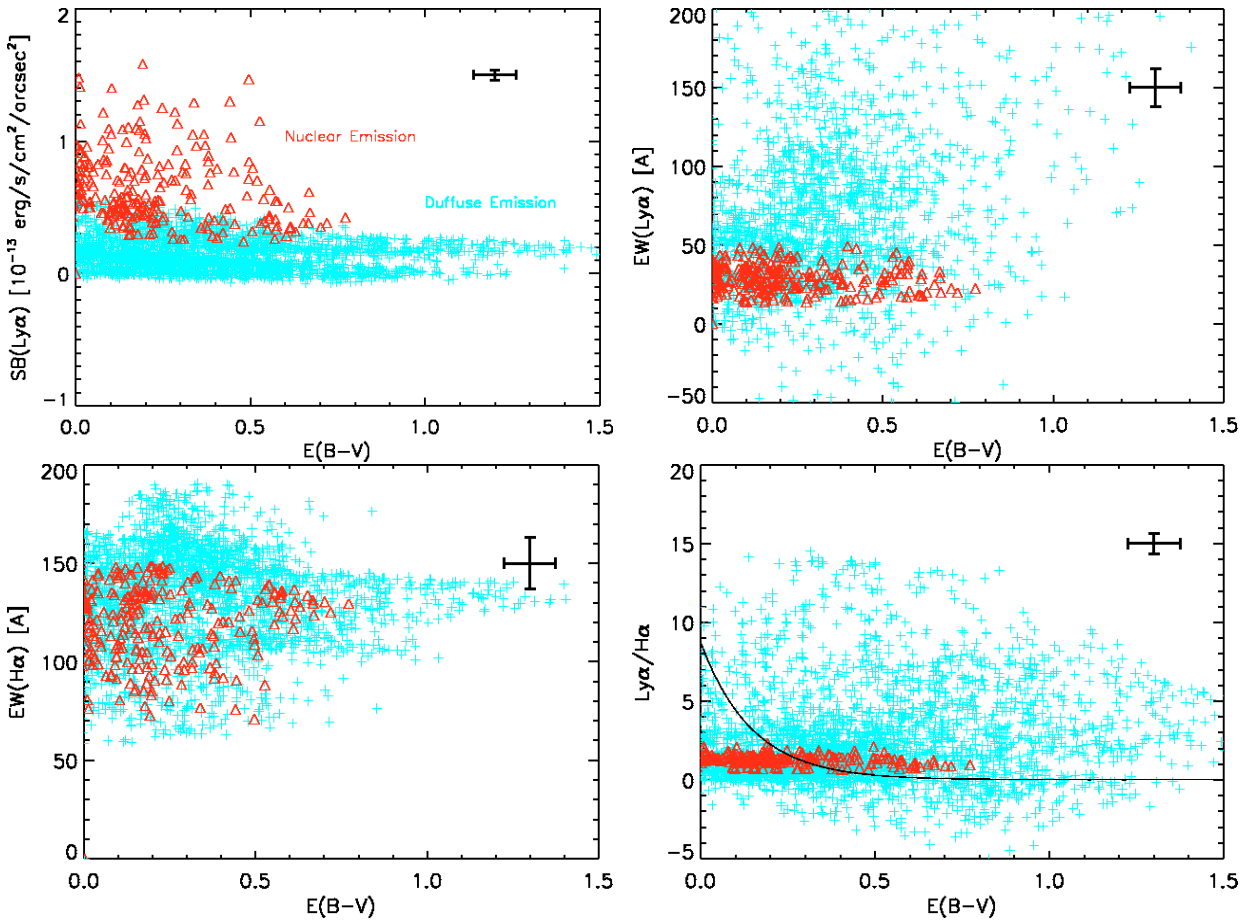


Fig. 6. IRAS 08339+6517 scatter plots. *Top-left*: Lyα surface brightness vs. $E(B-V)$. The nuclear Lyα emission component is represented in red, and the diffuse emission component is in cyan. Same color code applied in all the plots. *Top-right*: Lyα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-left*: Hα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-right*: Lyα/Hα ratio vs. $E(B-V)$. Error bars correspond to the uncertainties estimated in Sect. 2.3.

images, they do not show any direct emission but a low surface brightness diffuse halo. The Lyα photons manage to escape from these galaxies after multiple scattering events. Figure 8 shows how Lyα is related to different physical parameters. For *SBS 335-052*, we see a weak diffuse component in the first frame, which accounts for the entire Lyα emission. Where dust is the main parameter responsible for the destruction of Lyα photons, we expect to measure a negative correlation between Lyα flux and dust extinction. It is precisely what we observe in this galaxy. A significant absorption ($f_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim -3 \times 10^{-12}$ erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2}) is observed, with a weak declining trend in the range $0 \lesssim E_{B-V} \lesssim 0.7$. This result suggests that the dust is playing, in this case, an important role in the escape of Lyα photons. Very Large Array 21 cm observations (Thuan & Izotov 1997) indicate that the BCD is embedded in a large HI cloud. The HI column density in the GHRS aperture derived by these authors is large, $N(\mathrm{HI}) = 7.0 \times 10^{21}$ cm^{-2}. According to Mas-Hesse et al. (2003) and the evolutionary models of Tenorio-Tagle et al. (1999), this galaxy is a very young starburst of stellar population age that is too small to have ionized the entire surrounding medium, which implies a great amount of neutral gas covering the massive stars. In addition, since the 21 cm and emission line velocities agree well, the HI cloud is static with respect to the central HII region. Follobing significant scattering by hydrogen atoms, the Lyα photons increase their mean path and probability of being absorbed by dust grains. The combination of a high HI column density in front of the Lyα production sites and the absence of gas kinematics in this neutral envelope ensures that Lyα photons have a high probability of being destroyed by dust, which implies that dust extinction is an important Lyα escape regulator. This configuration and its related dust correlations were observed for the knot A in Haro 11. It also appears that the Lyα equivalent width is decreases with extinction.

In the same way, *TOLOLO 65* shows weak Lyα emission from a diffuse component without any direct emission. For an acceptable signal-to-noise ratio although poorer than that of SBS 335-052, GHRS spectrum (Thuan & Izotov 1997) shows that this galaxy is a pure Lyα absorber. This is consistent with the very faint and diffuse emission found here, which is not significantly higher than the background level when the degradation in resolution removes the absorption seen in the original HST/ACS image by Östlin et al. (2008).

4. Discussion

We discuss the global characteristics of the galaxies studied, based on integrated quantities in clearly defined apertures. This is in contrast to the detailed description of each galaxy presented in the previous section, which enables us to investigate how Lyα emission is related to other parameters, such as dust, on small scales. For all galaxies, these apertures are defined by masking regions that show $f(\mathrm{H}\beta)$ below a threshold of 5 times the standard deviation of the background in the Hβ image. Since we study only six galaxies, we are unable of course to obtain

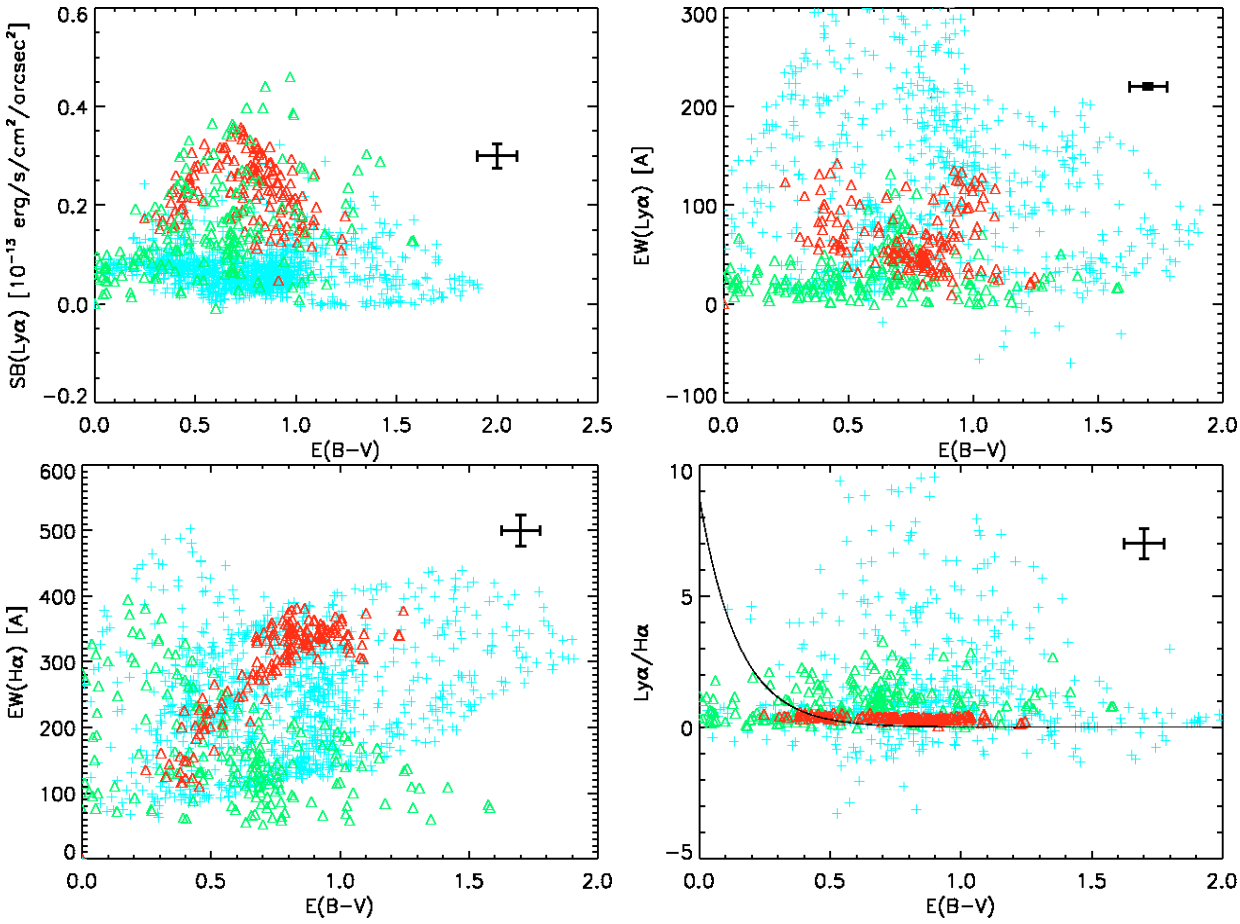


Fig. 7. NGC 6090 scatter plots. *Top-left*: Lyα surface brightness vs. $E(B-V)$. Emission from knot A is in red, and from knot B is in green. Diffuse emission component is represented as usual in cyan. Same color code applied in all the plots. *Top-right*: Lyα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-left*: Hα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-right*: Lyα/Hα ratio vs. $E(B-V)$. Error bars correspond to the uncertainties estimated in Sect. 2.3.

statistically meaningful results, even though our galaxies were selected to cover the widest possible range of starburst physical parameters. Nevertheless, we outline some interesting trends in comparison with the small-scale approach and determine how significantly some properties could be smoothed, or not, on the galaxy scale.

4.1. The role of the dust in Lyα obscuration

We show in Table 4 the photometric properties of our sample; these represent measurements integrated in an aperture defined by a mask based upon a Hβ flux threshold above the sky level, which correspond to the extended emission of the Balmer lines and the Lyα diffuse emission. As mentioned before, all quantities presented were corrected for galactic extinction using the methodology of Schlegel et al. (1998) method. By integrating of the Lyα flux within the mask aperture, we detect five candidates in our sample that are emitters and only one net absorber (SBS 335-052). Defining this galaxy as a net absorber implies that the sum of the flux emitted by the entire galaxy corresponds to a negative measurement, although emission is observed in some regions. The flux and the measurements derived are, however, sensitive to the aperture size. We expect that we lose some of the weak diffuse Lyα emission and the most extended Hα or Hβ emission, which could be attained by deeper observations. Thus, measurements such as the escape fraction of Lyα may change according to the adopted mask size since Lyα can scatter further from the production sites than Balmer or continuum photons.

The Lyα/Hα ratio ranges from –1.12 to 1.36, showing Lyα emission far weaker than predicted by recombination theory even, in most cases, when corrected for the differential extinction at these different wavelengths. Previous observations (Terlevich et al. 1993; Giavalisco et al. 1996) yielded the same conclusions. The dust is just the final stage of the process responsible for the obscuring Lyα photons, after resonant scattering in an homogeneous medium increases their mean path implying that the recombination ratio is not only regulated by the dust (as seen from the Hα/Hβ ratio, which traces the nebular dust). By searching for correlations between the Lyα equivalent width and the different parameters of Table 4, we find no clear trends.

Plotting the Lyα equivalent width against $E(B-V)$ allows us to probe the difference in extinction between resonant and non-resonant radiations, with the knowledge that $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ is unaffected by selective extinction (i.e. independent of the dust extinction curve). We see, indeed, in Fig. 9, a rather scattered set of data points and no well-observed correlation. Since we are dealing with resonant radiation investigated from only one line-of-sight, we expect that the geometry and the distribution of the dust layers around the emitting regions may affect the observed scatter of $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ according to the extinction. This relation depends also on the intrinsic *EW*s.

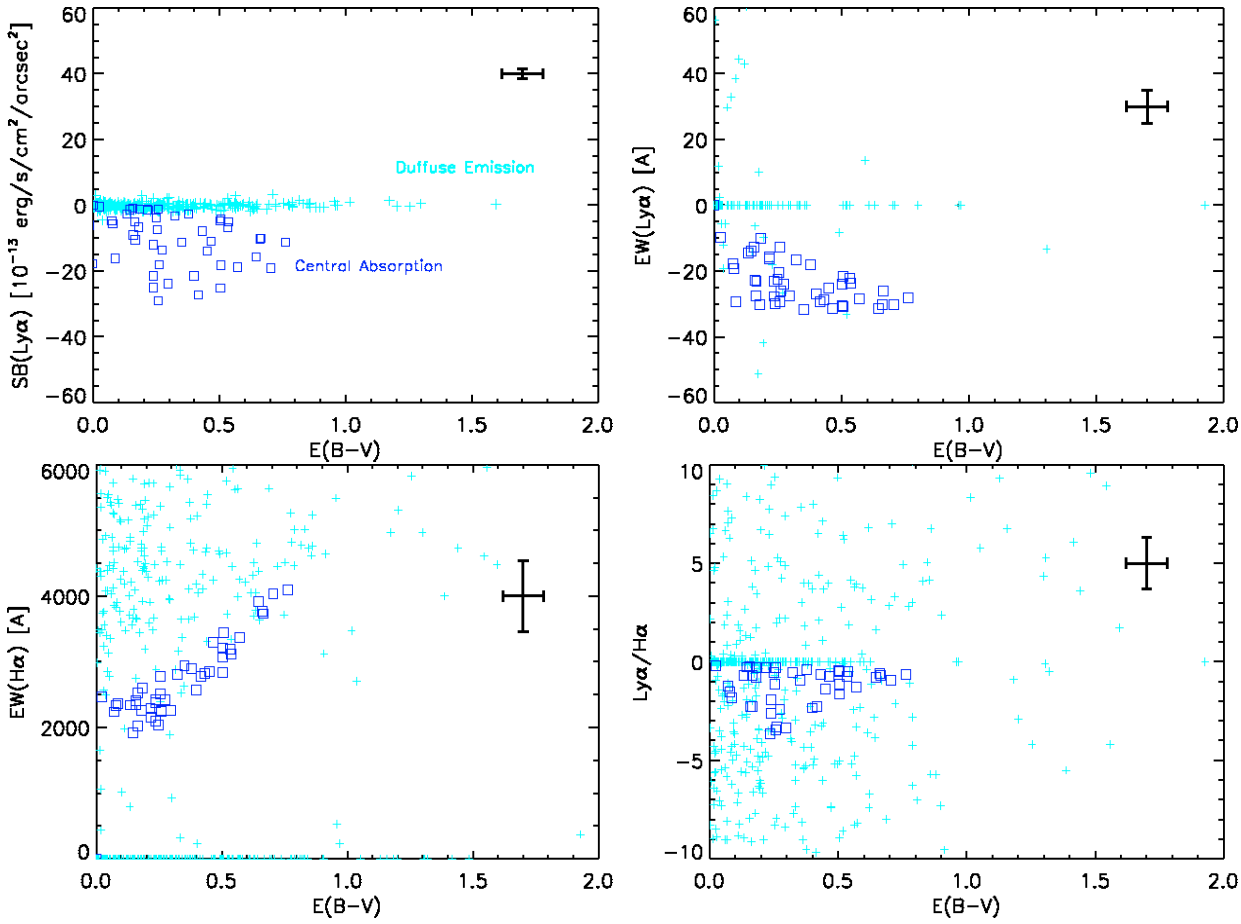


Fig. 8. SBS 335-052 scatter plots. *Top-left*: Lyα surface brightness vs. $E(B-V)$. The damped central absorption is represented in red, and the diffuse emission component is in cyan. Same color code applied in all the plots. *Top-right*: Lyα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-left*: Hα equivalent width vs. $E(B-V)$. *Bottom-right*: Lyα/Hα ratio vs. $E(B-V)$. Error bars correspond to the uncertainties described in Sect. 2.3.

Table 4. Integrated fluxes and equivalent widths for the six galaxies in the sample. The integration aperture is defined by masking regions below a certain threshold based upon Hβ flux ($f_{\mathrm{H}\beta} \geq 5\sigma$, where σ is the background standard deviation in the same line). The aperture size is given in the first column in $(''')^2$ and in kpc^2 in parentheses. The quantities are corrected for galactic extinction (Schlegel et al. 1998) but not for internal reddening, except for $(\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{H}\alpha)_{\mathrm{C}}$, which has been dereddened with $E_{B-V,\mathrm{gas}}$ using Cardelli et al. (1989) parameterization.

Target	Aperture size	$f_{\mathrm{Ly}\alpha}$ (erg s^{-1} cm^{-2})	$f_{\mathrm{H}\alpha}$ (erg s^{-1} cm^{-2})	$f_{\mathrm{H}\beta}$ (erg s^{-1} cm^{-2})	Lyα/Hα	$(\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{H}\alpha)_{\mathrm{C}}$	Hα/Hβ	EW(Lyα) (Å)	EW(Hα) (Å)
Haro 11	143 (23)	1.3e–12	2.3e–12	5.48e–13	0.57	5.48	4.14	22.8	523
ESO 338-IG04	267 (10)	2.5e–12	2.5e–12	8.1e–13	0.98	1.69	3.12	15.8	479
SBS 0335-052	3.40 (0.23)	–4.0e–13	3.6e–13	9.9e–14	–1.12	–4.8	3.62	–27	808
NGC 6090	147 (49)	6.6e–13	1.4e–12	2.1e–13	0.46	82	6.66	62	180
IRAS 08339+6517	157 (23)	3.1e–12	2.3e–13	6.9e–13	1.36	3	3.26	45.6	140
Tololo 65	22.7 (0.75)	5.e–14	1.8e–13	4.9e–14	0.28	1.15	3.6	9.1	1153

When we calculate the dereddened ratio $(\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{H}\alpha)_{\mathrm{C}}$, rather than $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$, in Table 4, we observe that it is below the recombination value (8.7), which is expected if the extinction is only due to dust, for five galaxies. Only NGC 6090 has a measured value of $(\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{H}\alpha)_{\mathrm{C}}$ that exceeds this recombination level. Since the resonant Lyα radiation is spatially decoupled from continuum or Balmer lines, the Lyα photons may experience different extinction than traced by the Balmer decrement and lead to this overestimation of the reddening correction. In other words, the detected Lyα photons that have survived numerous scattering and extinction events, have travelled through ISM regions where the amount of dust departs locally from the average. Including a large part of the Lyα diffuse emission in the integration aperture could, for the same reason, contribute to this effect.

We retain from the above analysis that the assumption of simple dust extinction correction fails to recover the intrinsic Lyα/Hα ratio, where the role of the dust is, in most cases, underestimated because of the resonant scattering phenomenon of Lyα.

4.2. Galaxy sample and Lyα emission morphology

We present a comparison of our sample properties with those of their high redshift counterparts, such as Lyman Break

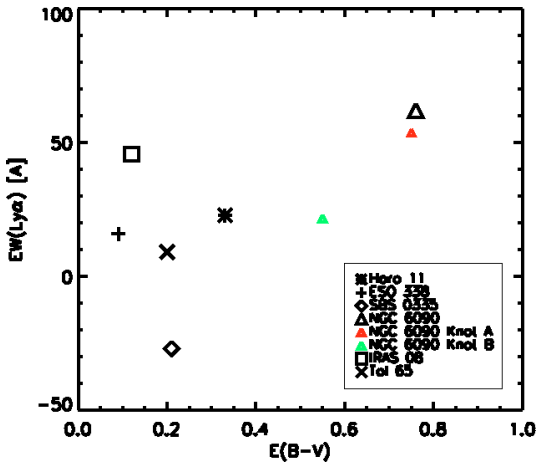


Fig. 9. Scatter plot of integrated quantities, representing in each galaxy the Lyα equivalent width as a function of the extinction. $E(B-V)$ is derived from the ratio between the integrated Hα and Hβ fluxes. The legend of symbols assigned to the galaxies are showed in the inset. We have included in this plot the two components of NGC 6090 that we have considered separately.

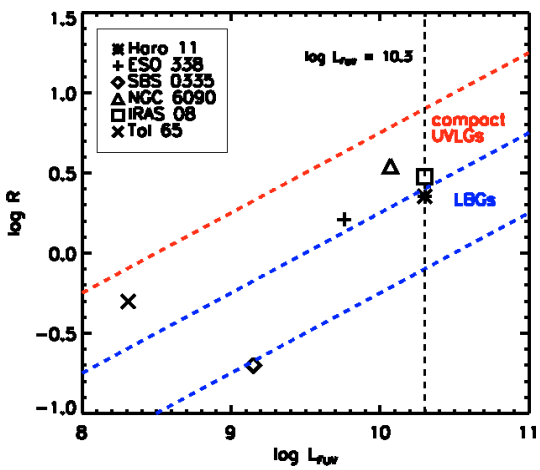


Fig. 10. FUV luminosity derived from F140LP flux (1500 Å) in units of $L_\odot$ versus galaxy radius (in kpc). The masking technique based on the FUV background is applied to derive integrated $L_{\rm FUV}$ and the equivalent radius $R_{\rm UV} = \sqrt{\rm area/\pi}$. The upper dotted line corresponds to compact-large UVLGs threshold and lower ones are LBG limits in terms of $l_{\rm FUV}$ (see text). LBGS and UVLGs spaces are marked on the figure.

Galaxies (LBGs). The FUV luminosity is that derived by integrating within the apertures based on FUV background mask and the radius corresponds to $R_{\rm UV} = \sqrt{\rm area/\pi}$. The galaxies span a large range in FUV luminosity $8.3 \leq \log(L_{\rm FUV}/L_\odot) \leq 10.3$ that reaches, for two galaxies, the characteristic LBGs luminosity, and are relatively compact systems, similar to LBGs radii range ($\log(R_{\rm UV}({\rm kpc})) \sim 0$–$0.5$). Accordingly, the FUV surface brightness $l_{\rm FUV}$ of the sample corresponds to that observed in Ultraviolet Luminous Galaxies (UVLGs), as defined by Heckman et al. (2005), with $l_{\rm FUV} \geq 10^8\ L_\odot\ {\rm kpc}^{-2}$ that classifies them in the "compact" category. Figure 10 illustrates the compacity of our galaxies among the UVLGs and LBGS, with their respective classification criteria on $L_{\rm FUV}$ and $l_{\rm FUV}$ overplotted. With reference to discussions about local objects and the implications for high-z observations discussed later, we note that Haro 11 and IRAS 08339+6517, could, according to their SFR and metallicity, be considered to be UVLGs and LBG analogs.

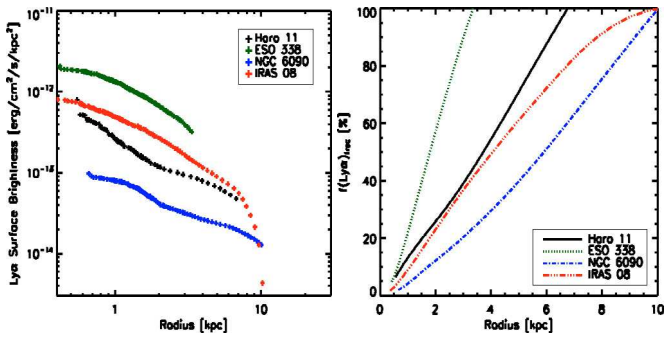


Fig. 11. Lyα emission morphology. The *left plot* shows the Lyα surface brightness integrated in radius bins against the distance from the brightest emission center. On the *right plot*, we see the evolution of the Lyα emission fraction cumulated in varying apertures, as a function of the equivalent radius of these apertures. It shows what fraction of Lyα is emitted within a given aperture around the bright emission center. SBS 335-052 and Tololo 65, which show no direct bright but only weak diffuse emission, are not represented.

One of the consequences of the decoupling of Lyα from non-resonant radiation is the diffuse emission halo observed in all our sample. We present in Fig. 11 the fraction of this diffuse component with respect to the total Lyα flux as a function of the equivalent radius from the brightest emission source which has been isolated in each galaxy to produce the scatter plots of Sect. 3. The radius is derived from the surface size covered by the emission. SBS 335-052 and Tololo 65 are not represented in the figure since they do not show any bright (direct) emission that might be identified as photon production sources and are only dominated by weak diffuse emission. At a distance of 2 kpc, the Lyα emission reaches 40% of the total galaxy emission in only one galaxy, and for the remaining galaxies, it is still around 20% or below. We need to integrate until 3–10 kpc (depending on galaxies) to account for the complete Lyα flux. These considerations are relative to the threshold level reached by the observations. Because of the masking technique, we consider that above 80% of the total emission we are background limited. However, we can infer from these plots that the bulk of Lyα emission originates in a low surface brightness region.

The situation is slightly different for galaxies not plotted in which the decrease of the surface brightness with radius is less steep for reasons stated above. This illustrates the domination of the photon diffusion mechanism in the escape of Lyα photons, which appears at low surface brightness and extends to large physical scales (several kpc).

4.3. Age and evolutionary effects

We computed the mean age of each galaxy from the SED fitting output in each resolution element with two stellar components as free parameters assuming in both of them an instantaneous burst, and averaging over the entire integration aperture by weighting the age in each resolution element by the corresponding Hα luminosity:

$$\text{mean age} = \frac{\sum_i L_{{\rm H}\alpha,\,i} \times \text{age}_i}{\sum_i L_{{\rm H}\alpha,\,i}} \tag{2}$$

apart from Tololo 65, for which no HST Hα image is available and the luminosity in the B band is used for weighting. We also completed Monte Carlo simulations to estimate the errors in the weighted age. Each pixel was resampled with a set of 1000 data points and the fitting procedure was applied to this new sample.

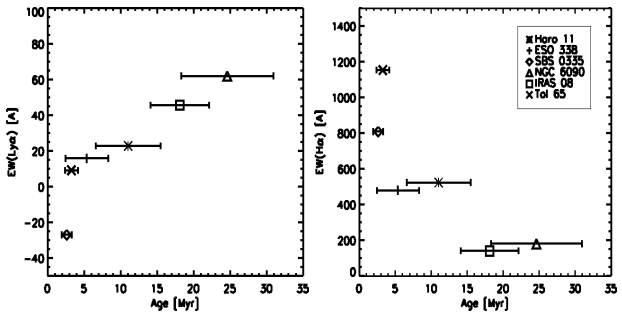


Fig. 12. Age correlations: *the left plot* shows the integrated $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ against the mean age integrated over the galaxy. On the right, $EW_{\mathrm{H}\alpha}$ is plotted as a function of the age. 1-σ errors on the age fit are also shown. See text for age calculation and errors estimate. Each point represents a galaxy and the legend is given in the inset.

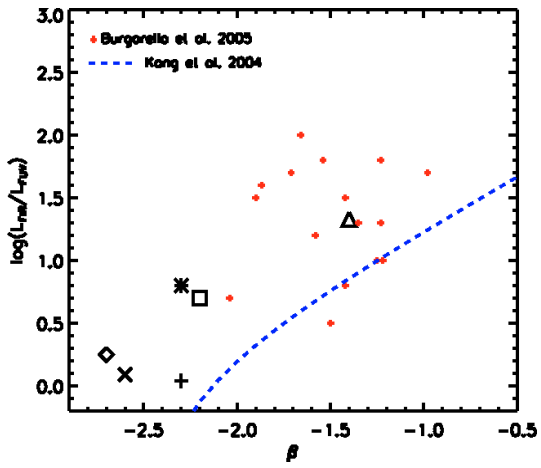


Fig. 13. L_{IR} to L_{FUV} ratio versus the UV slope β. Our galaxies are plotted with the same symbols as in previous figures. β is determined from the SED fitting. The remaining red points are galaxies from ELAIS S1 observations in Burgarella et al. (2005). The law describing the relationship between FIR to FUV luminosity ratio and the slope β, deduced from UV observations (Kong et al. 2004) is overplotted (dashed blue line).

The standard deviation corresponds to the 1-σ errors plotted in Fig. 12.

The equivalent widths of strong hydrogen recombination lines are known to be, in principle, good age indicators since they measure the ratio between young ionizing over old non-ionizing radiations (Leitherer 2005, and references therein). In Fig. 12, we observe an anticorrelation between Hα equivalent width and the age of the galaxy. This is what is expected from SED models (Starburst99 for instance) for both Hα and Lyα equivalent widths and ages $\geq$1 Myr and can be attributed to the decrease in number of ionizing photons quantity and increase in number of stars that contribute to increase in the continuum with time. However, the dispersion observed reflects the complexity of this indicator in practice. Among other effects, $EW_{\mathrm{H}\alpha}$ can be affected by the difference in reddening between nebular and continuum radiations and also radiation from underlying an older stellar population diluting the light of the continuum.

By considering the Lyα equivalent width, we derive a different result. WE are unable to find that $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ follows the evolutionary sequence in which an increase is observed as a function of the age. The present observations show the additional complexity of Lyα since we are comparing in the same plot different galaxies affected by different mechanisms, such as expanding shells or static media, and/or probably clumpy ISM, which explains the general difficulty in interpreting the measurement of Lyα. Large variations in the observed $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ are measured for LBGs which have almost identical intrinsic $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$. Schaerer & Verhamme (2008) showed that, for an extinction of $E(B-V) \sim 0.3$, an intrinsic emission with $EW_{\mathrm{Ly}\alpha} \geq 60$ Å is transformed into an absorption, and hence a negative measurement of $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$. Radiation transfer and dust effects can lead to large differences between intrinsic and observed Lyα equivalent widths. In addition, the appearance and evolution of superwinds is a function of age, and we expect that $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ rises in the presence of ISM kinematical effects. Because of the limited size of the data set that we analyze, this could be considered only as a first step toward a more detailed and significant investigation. It is however worth noting that the small age (~2.6 Myr) of SBS 335-052 agrees with our discussion about this galaxy as a young starburst embedded in a static HI cloud, which produces a damped absorption. This is also true for Tololo 65 (~3.3 Myr) where no direct emission is seen and for which damped absorption is detected in GHRS spectrum.

4.4. Reddening correction and star formation rate

By studying the evolution in the $L_{\mathrm{FIR}}/L_{\mathrm{FUV}}$ ratio, we develop an alternative way of evaluating the reddening estimate reliability. In Fig. 13, we observe a weak correlation between this luminosity ratio and the UV continuum slope derived from the SED fit. We plotted on the same figure (in blue) the predicted relationship (Kong et al. 2004) between $L_{\mathrm{FIR}}/L_{\mathrm{FUV}}$ and β, following Meurer et al. (1999). Our galaxies have the same dispersion behavior as those of Burgarella et al. (2005), overplotted as red points, which are more dusty and luminous in the IR. The data point for NGC 6090 is close to the red points because it is classified as a LIRG and is a very dusty starburst with $E_{B-V,\mathrm{gas}} \sim 0.75$. Three of our galaxies (NGC 6090, Haro 11, and IRAS 08339+6517) appear to be Luminous Infrared Galaxies (LIRGs, $\log(L_{\mathrm{FIR}}) > 11\ L_{\odot}$). In contrast to the IUE starburst sample of Meurer et al. (1999), Goldader et al. (2002) found, as for our galaxies, that the data for LIRGs and ULIRGs of their sample are above the line. Using a large sample of galaxy types, Seibert et al. (2005) derived a correction that lowers the empirical $L_{\mathrm{FIR}}/L_{\mathrm{FUV}}$-$\beta$ reddening relation and is in disagreement with our observations. The observed discrepancy suggests that a simple empirical law is not representative of the observations and the galaxies experience a higher attenuation than suggested by β.

Star-formation rate is an essential diagnostic tool of the evolution of galaxies. Since the high-redshift universe has become accessible observationally, star formation episodes and their evolution can be studied over a wide range of epochs (e.g. Madau et al. 1996; Giavalisco et al. 2004). Many indicators employing radiation from rest-frame UV to infrared are used to estimate the SFR. A commonly used toll for studying the distant universe is based on Lyα emission. One of the most critical issues related to estimating the SFR, from UV or optical indicators, is the correction for internal reddening. We need to estimate accurately the dust obscuration and hence the intrinsic flux to complete a correct conversion to star-formation rate. This issue is even more critical for the indicator based on Lyα emission, considering the radiative transfer complexity of this line discussed in this paper. Table 5 summarizes the SFRs computed from different indicators using Kennicutt (1998) calibrations. The conversion

Table 5. Star formation rates and luminosities. $L_{\rm FUV}$ is calculated with $\lambda \times f_\lambda$ where λ = 1525 Å. f_λ is the flux density in *F140LP* filter. $L_{\rm FIR}$ is from Östlin et al. (2008). Both are expressed in units of $L_{\odot,\rm Bol}$ (3.8×10^{33} erg s^{-1}). Star formation rates are derived from the integrated fluxes over apertures based on sky background threshold and using the calibration of Kennicutt (1998) (presented in units of $M_\odot$ yr^{-1}). All quantities are corrected for galactic foreground extinction. The last column ratio only is corrected for internal reddening using $E_{B-V,\rm stars}$ for SFR$_{\rm UV}$ correction and $E_{B-V,\rm gas}$ for SFR$_{\rm Ly\alpha}$ one.

Target	log($L_{\rm FUV}$)	log($L_{\rm FIR}$)	SFR(UV)	SFR(Lyα)	SFR(FIR)	SFR(Hα)	($SFR_{\rm UV}/SFR_{\rm Ly\alpha}$)	($SFR_{\rm UV}/SFR_{\rm Ly\alpha}$)$_{\rm COR}$
Haro 11	10.3	11.1	5.1	1.07	21.7	16.33	4.77	0.53
ESO 338-IG04	9.76	9.8	1.56	0.3	1.1	3.9	5.20	3.20
SBS 0335-052	9.1	9.4	0.34	...	0.4	1.1	...	...
NGC 6090	10.03	11.4	2.9	1.1	43.3	20.7	2.64	0.015
IRAS 08339+6517	10.3	11.0	4.4	2.2	17.3	14	2	0.85
Tololo 65	8.3	8.4	0.05	0.008	0.05	0.24	6.25	2.6

from flux to SFR using these calibrations assumes a continuous star formation regime in the equilibrium phase, whereas in our SED fitting procedure, used for the Lyα continuum subtraction or age estimation, we have assumed an instantaneous burst scenario. Nevertheless, translating our results into star-formation rates provides a useful comparison with previous works using these widely used calibrations.

UV emission from galaxies traces the young stellar population and a conversion from UV luminosity to SFR can be computed across the UV range (1250–2500 Å). This estimation is very sensitive to dust attenuation, because of the wavelength domain and the patchy ISM (Kennicutt 1998)[1]. Alternatively, nebular emission lines, such as Lyα, provide information on the ionizing flux of the young massive stellar population with lifetimes <20 Myr. Therefore, it provides a quasi-instantaneous estimation of the current star-formation rate. For case B recombination theory (Brocklehurst 1971), we have:

$$SFR_{\rm Ly\alpha}\left(M_\odot\ {\rm yr}^{-1}\right) = 9.1 \times 10^{-43}\ L({\rm Ly\alpha})\ \left({\rm erg\ s}^{-1}\right). \quad (3)$$

In addition to the dependence on the IMF, this method is highly sensitive to the extinction correction as we have mentioned before. Figure 14 is illustrative of the reddening correction issue. Figure 14a presents SFR(Lyα) versus SFR(UV): in the case of data shown by the dark points, neither value of SFR is corrected, and for the red points, SFR(Lyα) is corrected using $E_{B-V,\rm gas}$ and SFR(UV) using $E_{B-V,\rm stars}$. For the purpose of comparison, data from the literature are also included. It is interesting to note the consistent discrepancy between SFR(Lyα) and SFR(UV) (dark points) for both our sample and objects from literature, including low- (Giavalisco et al. 1996) and high-redshift galaxies (Taniguchi et al. 2005; Ajiki et al. 2003; Tapken et al. 2007). The lack of points under the line of equality at low SFR(Lyα) for high-z observations is a consequence of the completeness limit for LAEs in particular, excluding faint Lyα emitters. Due to the resonance effects of Lyα, we expect to observe a scattered distribution below the line of slope unity, provided that a statistically significant sample is used. Such a distribution would help to characterize a potential upper limit to the disagreement between resonant and non-resonant SFR indicators. Such a diagram could also serve as an important probe of galaxy evolution from damped and/or young systems for which $SFR_{\rm Ly\alpha} \sim 0$, to more evolved starburst events with higher ionized gas fraction and/or undergoing feedback outflows, and therefore approaching the line for which $SFR_{\rm Ly\alpha} \sim SFR_{\rm UV}$.

In the case of observed values, for our galaxies SFR(Lyα) is systematically below the equal value line, underestimating SFR by a factor of between 2 to 6 with respect to SFR(UV). Observed usually in high-z galaxies, this discrepancy emphasizes the highest attenuation of the Lyα emission line with respect to the UV continuum. Correcting for dust attenuation, a principle reason for the discrepancy, ensures that the two star formation rates agree more closely, apart from data for NGC 6090.

When SFR derived from the rest frame UV light is not corrected for absorption, the SFR measured from the infrared should, in principle, be complementary, since radiation that is strongly absorbed in the UV is re-emitted in the thermal IR[2].

Figure 14b shows the total SFR (SFR$_{\rm UV}$ + SFR$_{\rm FIR}$) where SFR$_{\rm UV}$ is not corrected, versus dereddened SFR$_{\rm Ly\alpha}$ and SFR$_{\rm H\alpha}$ with $E_{B-V,\rm gas}$ (dark and blue points), and SFR$_{\rm UV}$ with $E_{B-V,\rm stars}$ (red points). The corrected SFR(Lyα) remains below the total SFR for most galaxies apart from NGC 6090 for which the dust correction highly overestimates the total SFR (we have discussed possible reasons for this overestimation in Sect. 4.1). In contrast, SFR measurements derived from corrected Hα (blue points) luminosity are closer in value to the true measurements. Similarly, the dereddened UV estimator (red points) places the galaxy data points rather close to the line of equality. Differences in SFR measurements derived using Lyα radiation and other indicators such as Hα or UV and the failure of the Lyα indicator to recover the total SFR (UV + IR) even after correcting for reddening, are the result of the decoupling of resonant Lyα and non resonant (e.g. UV continuum or Balmer lines) radiation with respect to the dust obscuration, which explains the difficulty in using this line as a reliable star formation indicator.

As an alternative, we take advantage of the available information from our observations to improve our estimate of the star formation rate when only Lyα luminosity is known. We calculate the Lyα escape fraction using the corrected Hα flux and assuming the case B recombination ratio Lyα/Hα:

$$f_{\rm esc}({\rm Ly\alpha}) = f({\rm ly\alpha})/(8.7 \times f({\rm H\alpha})_{\rm C}) \quad (4)$$
$$f({\rm H\alpha})_{\rm C} = f({\rm H\alpha}) \times 10^{(1.048 \times E(B-V)_{\rm gas})} \quad (5)$$

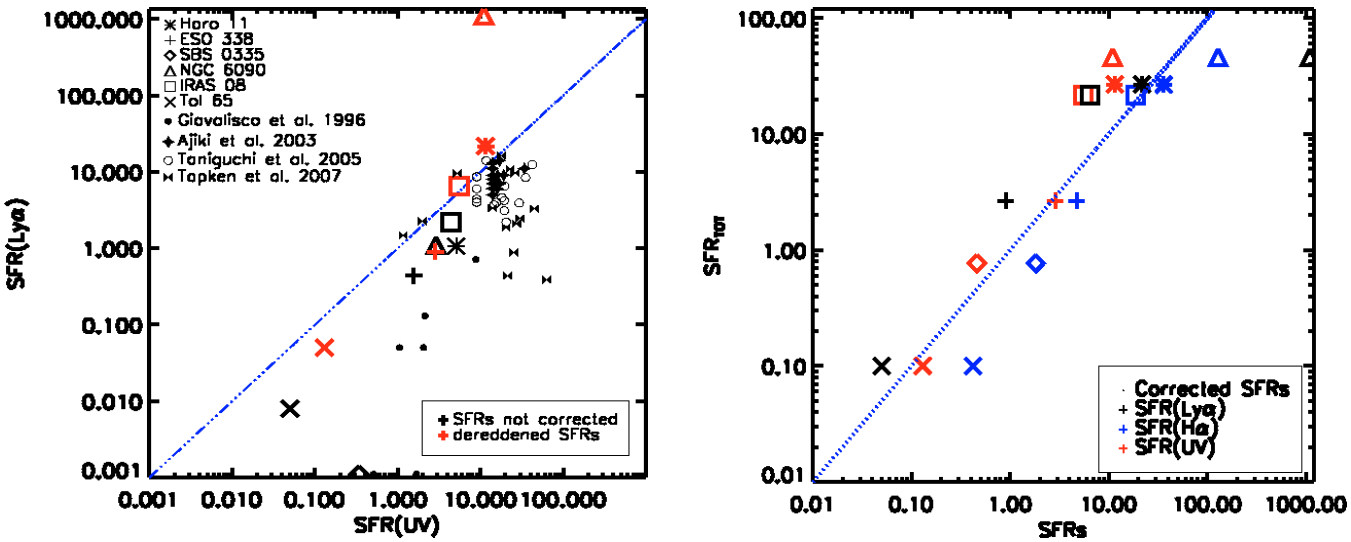
where f(lyα) is the observed flux and f(Hα)$_{\rm C}$ is the Hα flux corrected pixel by pixel for internal reddening using the Cardelli et al. (1989) extinction law. Unlike high-z observations for which only the global UV slope is known, our present study provides accurate extinction data. Therefore, $f_{\rm esc}$ is a good estimate of the intrinsic Lyα flux, since it takes into account both dust obscuration and resonant scattering mechanism and hence allows us to correct the SFR$_{\rm Ly\alpha}$ calibration (Eq. (3)) as follows:

$$SFR_{\rm Ly\alpha}(M_\odot\ {\rm yr}^{-1}) = (1/f_{\rm esc}) \times 9.1 \times 10^{-43}\ L({\rm Ly\alpha})\ ({\rm erg\ s}^{-1}). \quad (6)$$

The escape fractions obtained for the six galaxies are reported in Table 6. We can assume, in general terms, an escape fraction

[1] $SFR_{\rm UV}\ (M_\odot\ {\rm yr}^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28}\ L_\nu({\rm erg\ s}^{-1}\ {\rm Hz}^{-1})$.

[2] $SFR_{\rm FIR}(M_\odot\ {\rm yr}^{-1}) = 4.5 \times 10^{-44}\ L_{\rm FIR}\ ({\rm erg\ s}^{-1})$.



(a) $SFR_{Ly\alpha}$ vs. SFR_{UV} (b) SFR_{TOT} vs. different SFRs

Fig. 14. Star formation rates: Fig. 14a shows SFR derived from nebular emission line Lyα versus SFR derived from UV continuum. The dark points represent undereddened SFRs. We note that because of the logarithmic scale and for the sake of readability, we have placed galaxies for which $SFR_{Ly\alpha} = 0$ at $SFR_{Ly\alpha} = 0.001$. Observed SFRs from literature at low-z (Giavalisco et al. 1996, and IUE data from NED) and high-z (Taniguchi et al. 2005; Ajiki et al. 2003, for LAEs) (Tapken et al. 2007, for LBGs) are also overplotted and explained in the legend. For our sample, the red points represent $SFR_{Ly\alpha}$ dereddened using $E_{B-V,\mathrm{gas}}$ and SFR_{UV} dereddened using $E_{B-V,\mathrm{stars}}$. The dashed line is for $SFR_{Ly\alpha} = SFR_{UV}$. Figure 14b represents SFR(UV+IR) (where SFR_{UV} is not corrected for extinction) versus different corrected SFRs. The legend is also marked on the figure. Units are in $M_\odot$ yr^{-1}.

Table 6. Integrated properties and Lyα emission characteristics. quantities are integrated over the same apertures defined in Table 4. The first column contains the escape fraction of Lyα photons for each galaxy assuming a case B Lyα/Hα recombination ratio (see text for details). For SBS 0335-052, only positive Lyα contribution is used to derive an upper limit for f_{esc}. Second column represents the contribution of the diffuse component in the whole Lyα emission determined by masking the bright "direct" emission sources if any. The mean nebular extinction $E_{B-V,\mathrm{gas}}$ is derived from the ratio of integrated Hα to Hβ fluxes and is showed in Col. 3. The fourth gives the continuum extinction determined from the SED fitting procedure. Last column shows the age issued from the SED fitting and averaged on the total galaxy pixels following Eq. (2).

Target	f_{esc} (%)	f_{diffuse} (%)	$E(B-V)$ gas	$E(B-V)$ stars	Age (Myr)
Haro 11	2.6	74	0.33	0.07	11
ESO 338-IG04	8	70	0.08	0.08	5.4
SBS 0335-052	0.25	~100	0.21	0.04	2.6
NGC 6090	0.56	73	0.76	0.18	25
IRAS 08339+6517	7	65	0.12	0.03	18
Tololo 65	1.7	~100	0.2	0.12	3.3

of 5% as a mean statistical value to deduce the appropriate SFR when f_{esc} is unavailable. This correction is evidently subject to uncertainties due to f_{esc} variations, but is in any case more representative of reality than standard calibrations (Kennicutt 1998, for instance).

According to the definition of the escape fraction in Eq. (4), the revised star formation rate based on L(Lyα) is equivalent to SFR(Hα) corrected for reddening. Hence, it is represented on the right plot of Fig. 14 by the blue points, which appears to provide a more accurate estimation of the total SFR than that given by the $SFR_{Ly\alpha}$ corrected only for dust obscuration.

4.5. Implications for high-redshift galaxies

We show in Fig. 15 how f_{esc} is a function of extinction. We observe that a correlation exists between the Lyα escape fraction and $E_{B-V,\mathrm{gas}}$ but with a significant dispersion in, moreover, a small sample. On the galaxy scale, we observe effects of dust obscuration on the emergent Lyα radiation; in a purely dust-regulated model however, this correlation would be more significant. We note that correcting the total Hα flux using the mean $E_{B-V,\mathrm{gas}}$ produces higher escape fractions by 15 to 40% than those calculated using pixel level corrections. In high redshift observations, only global corrections are possible when the spatial resolution is poor.

The rate of escaping Lyα photons does not exceed 10% in the galaxies we study. In addition, we have outlined the ubiquitous halo of diffuse emission present in all observed galaxies, and we determined the importance of the contribution in Sect. 4.2. The diffuse component represents the bulk of the Lyα emission (Table 6). It is probable that such low surface brightness emission remains undetectable in high-redshift galaxies. We note that caution should be taken when deriving physical quantities, such as star formation rates (SFRs), using Lyα line alone, since we are dealing with only a small fraction of escaping photons and probably missing the majority of this fraction. The simple correction of SFR for dust extinction could also be at fault because this method failed to recover the value determined by the recombination theory in most cases and the behavior of resonant radiation, according to the dust content, is unpredictable without any complementary information (HI distribution, gas kinematics, etc.). However a more accurate and realistic estimate could be obtained using the calibration proposed in Eq. (6).

Because of the difficulties discussed above, high-z star formation rates based on Lyα are generally underestimated with respect to those derived for instance from UV. Discrepancies were observed between the two estimation methods, where SFR based on the Lyα luminosity was smaller by a factor of two or

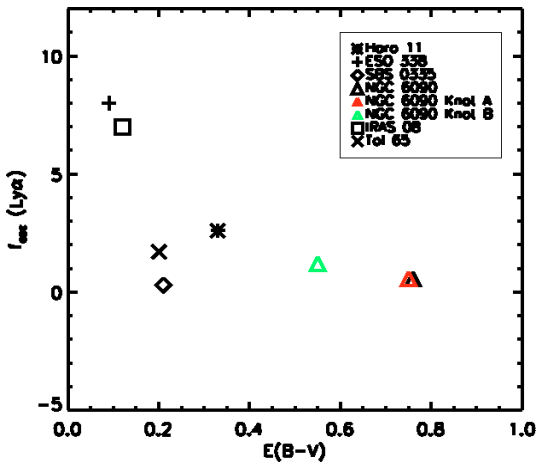


Fig. 15. Escape fraction of Lyα photons (in percent, see text for details on the f_{esc} determination) as a function of extinction $E(B-V)$ in the gas phase. We have included the two components (knots A and B) of the interacting system NGC 6090 and treated them separately by a masking procedure. We observe a decline in the amount of escaping photons when increasing the dust amount. We note also that most of the galaxies have a small f_{esc} around 3% or below.

more than that based on the UV continuum (Hu et al. 2002; Kodaira et al. 2003). Taniguchi et al. (2005) found that SFRs derived from Lyα for their sample of $z \sim 6.6$ LAEs lie a factor of 5, on average, below those based on UV continuum. Tapken et al. (2007) found similar discrepancies for their UV-selected galaxies. This is also observed at low redshift, where discrepancy equivalent to a factor of 2 to 6 is found (the present work, Sect. 4.4).

Lyα emission line has became a powerful tracer of star formation at high-redshift. However, it is clear that using only the Lyα luminosity or equivalent width for the characterization of star formation episodes leads to many uncertainties, which are inherent to the Lyα radiative transfer complexity and uncertainties in the SFR calibration methods. Despite differences due to obvious evolution effects between local and high-z star-forming galaxies (see Mas-Hesse et al. 2003), the physical processes governing the radiative transfer and the escape mechanism of Lyα photons should be the same, and support our present use of an extrapolation. Nevertheless, we emphasize again the limited number of galaxies in our sample that precludes any statistically significant study, and propose a further investigation with an extended sample of galaxies and complementary spectroscopic study.

5. Conclusions

Combining space (HST) and ground-based (NOT and NTT) observations, we have mapped the Lyα emission and the dust content in six nearby star-forming galaxies. We have compared the extinction $E(B-V)$ produced from the Balmer decrement Hα/Hβ to several parameters such as Lyα emission, equivalent width, or recombination ratio Lyα/Hα on small scales to disentangle the role of the dust from other parameters. Implications for high-z studies inferred from global properties of the galaxies have also been investigated.

Our galaxies exhibit different Lyα morphologies from emission to damped absorption or combination thereof:

- In systems with emission and absorption (namely Haro 11 and ESO 338-04), we found Lyα photons emerging from regions of similar or even higher extinction than those where Lyα is seen in absorption. We point out the role of the ISM distribution, where in the case of clumpyness morphology Lyα photons escape preferentially to Hα ones leading to an observed Lyα/Hα ratio higher than the theoretical level corrected for extinction.
- In objects that show no strong absorption (NGC 6090 and IRAS 08339+6517), we observe no clear correlation between Lyα and the dust content. The HI kinematics may play a more significant role in the escape of Lyα photons as confirmed by kinematics studies, which have shown large ISM outflows in both systems.
- SBS 335-052 is a Lyα absorber with a large HI column density coverage, which is believed to be static with respect to the emitting region. We estimate an age (<5 Myr) in agreement with the picture where the starburst is too young to have ionized the surrounding gas or driven an outflow. We observe precisely what is expected from the resonant nature of Lyα in a static neutral gas: a damped absorption with a declining relationship between Lyα and $E(B-V)$, indicating that the dust is, in this case, the main regulator of Lyα escape.

When investigating global parameters of our sample, we found that simple dust extinction correction fails to recover the intrinsic Lyα/Hα ratio, where the role of the dust is, in some cases, underestimated because of the resonant scattering, and in other cases, overestimated because of the clumpyness distribution of the ISM. We observe neither no evident correlation between $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$ and the reddening. The observed Lyα escape fraction is found not to exceed 10% in our sample and is, for most of our galaxies, about 3% or less.

The resonant decoupling of Lyα from non-resonant radiation leads also to an ubiquitous diffuse halo with low surface brightness. It represents the bulk of the Lyα emission and extend to regions at several kpc from emitting regions, which cannot be reached by Hα or continuum radiation yielding high $EW_{\mathrm{Ly}\alpha}$.

Because of the radiative transfer complexity of the Lyα line, star formation rates (SFR) measured using Lyα differ from SFRs derived using other indicators (from UV for instance), and fail to recover the total SFR (UV + IR), even when corrected for dust obscuration, preventing any determination of the intrinsic star formation rate. We therefore propose a more realistic calibration of the SFR when information on Lyα only is available (which is usually the case for high-redshift surveys), which accounts for dust attenuation and resonant scattering phenomenon by means of the Lyα escape fraction.

Acknowledgements. We are very grateful to Daniel Schaerer for thoughtful and valuable comments on the draft of this paper. We thank Anne Verhamme for useful discussions, Claus Leitherer and Artashes Petrosian for their work on the Lyα project. Filter 113 for ALFOSC observations was acquired thanks to a grant from Erik Holmberg foundation.

References

Ahn, S.-H., Lee, H.-W., & Lee, H. M. 2003, MNRAS, 340, 863
Ajiki, M., Taniguchi, Y., Fujita, S. S., et al. 2003, AJ, 126, 2091
Bergvall, N., & Östlin, G. 2002, A&A, 390, 891
Bergvall, N., Zackrisson, E., Andersson, B.-G., et al. 2006, A&A, 448, 513
Brocklehurst, M. 1971, MNRAS, 153, 471
Burgarella, D., Buat, V., Small, T., et al. 2005, ApJ, 619, L63
Calzetti, D., & Kinney, A. L. 1992, ApJ, 399, L39
Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, ApJ, 429, 582
Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
Charlot, S., & Fall, S. M. 1993, ApJ, 415, 580
Cowie, L. L., & Hu, E. M. 1998, AJ, 115, 1319

de Propris, R., Pritchet, C. J., Hartwick, F. D. A., & Hickson, P. 1993, AJ, 105, 1243
Deharveng, J. M., Joubert, M., & Kunth, D. 1985, in Star-Forming Dwarf Galaxies and Related Objects, ed. D. Kunth, T. X. Thuan, & J. Tran Thanh van, 431
Dekker, H., Delabre, B., & Dodorico, S. 1986, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Instrumentation in astronomy VI, Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Mar. 4–8, Part 1 (A87-36376 15-35), Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, ed. D. L. Crawford, 627, 339
Dijkstra, M., Wyithe, J. S. B., & Haiman, Z. 2007, MNRAS, 379, 253
Djorgovski, S., & Thompson, D. J. 1992, in The Stellar Populations of Galaxies, ed. B. Barbuy, & A. Renzini, IAU Symp., 149, 337
D'Odorico, S., Beletic, J. W., Amico, P., et al. 1998, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Optical Astronomical Instrumentation, ed. S. D'Odorico, Proc. SPIE, 3355, 507
Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Grogin, N., & Wang, J. 2007, ArXiv e-prints, 708
Fujita, S. S., Ajiki, M., Shioya, Y., et al. 2003, AJ, 125, 13
Giavalisco, M., Koratkar, A., & Calzetti, D. 1996, ApJ, 466, 831
Giavalisco, M., Dickinson, M., Ferguson, H. C., et al. 2004, ApJ, 600, L103
Goldader, J. D., Meurer, G., Heckman, T. M., et al. 2002, ApJ, 568, 651
Gonzalez Delgado, R. M., Leitherer, C., Heckman, T., et al. 1998, ApJ, 495, 698
Grimes, J. P., Heckman, T., Strickland, D., et al. 2007, ApJ, 668, 891
Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, ApJ, 667, 79
Hamana, T., Ouchi, M., Shimasaku, K., Kayo, I., & Suto, Y. 2004, MNRAS, 347, 813
Hansen, M., & Peng Oh, S. 2006, New A Rev., 50, 58
Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., et al. 2005, A&A, 438, 71
Hayes, M., Östlin, G., Atek, H., et al. 2007, MNRAS, 382, 1465
Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., & Kunth, D. 2008, AJ, submitted
Heckman, T. M., Hoopes, C. G., Seibert, M., et al. 2005, ApJ, 619, L35
Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. G. 1998, ApJ, 502, L99
Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., et al. 2002, ApJ, 568, L75
Izotov, Y. I., Lipovetsky, V. A., Chaffee, F. H., et al. 1997, ApJ, 476, 698
Izotov, Y. I., Chaffee, F. H., & Green, R. F. 2001, ApJ, 562, 727
Izotov, Y. I., Papaderos, P., Guseva, N. G., Fricke, K. J., & Thuan, T. X. 2004, A&A, 421, 539
Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., et al. 2006, ApJ, 648, 7
Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ARA&A, 36, 189
Kodaira, K., Taniguchi, Y., Kashikawa, N., et al. 2003, PASJ, 55, L17
Kong, X., Charlot, S., Brinchmann, J., & Fall, S. M. 2004, MNRAS, 349, 769
Kudritzki, R.-P., Méndez, R. H., Feldmeier, J. J., et al. 2000, ApJ, 536, 19
Kunth, D., Lequeux, J., Sargent, W. L. W., & Viallefond, F. 1994, A&A, 282, 709
Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., Terlevich, E., et al. 1998, A&A, 334, 11
Kunth, D., Leitherer, C., Mas-Hesse, J. M., Östlin, G., & Petrosian, A. 2003, ApJ, 597, 263
Leitherer, C. 2005, in The Evolution of Starbursts, ed. S. Hüttmeister, E. Manthey, D. Bomans, & K. Weis, AIP Conf. Ser., 783, 280
Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, ApJS, 123, 3
Lequeux, J., Kunth, D., Mas-Hesse, J. M., & Sargent, W. L. W. 1995, A&A, 301, 18
Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, MNRAS, 283, 1388
Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2004, ApJ, 617, L5
Margon, B., Anderson, S. F., Mateo, M., Fich, M., & Massey, P. 1988, ApJ, 334, 597
Martins, L. P., Delgado, R. M. G., Leitherer, C., Cerviño, M., & Hauschildt, P. 2005, MNRAS, 358, 49
Mas-Hesse, J. M., Kunth, D., Tenorio-Tagle, G., et al. 2003, ApJ, 598, 858
Meier, D. L., & Terlevich, R. 1981, ApJ, 246, L109
Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, ApJ, 521, 64
Moustakas, J., & Kennicutt, Jr., R. C. 2006, ApJS, 164, 81
Murayama, T., Taniguchi, Y., Scoville, N. Z., et al. 2007, ApJS, 172, 523
Neufeld, D. A. 1991, ApJ, 370, L85
Oke, J. B. 1990, AJ, 99, 1621
Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei, Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. (Mill Valley, CA, University Science Books), 422
Östlin, G., Zackrisson, E., Bergvall, N., & Rönnback, J. 2003, A&A, 408, 887
Östlin, G., Hayes, M., Kunth, D., et al. 2008, AJ, submitted
Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2005, ApJ, 620, L1
Papaderos, P., Izotov, Y. I., Guseva, N. G., Thuan, T. X., & Fricke, K. J. 2006, A&A, 454, 119
Partridge, R. B., & Peebles, P. J. E. 1967, ApJ, 147, 868
Pirzkal, N., Malhotra, S., Rhoads, J. E., & Xu, C. 2007, ApJ, 667, 49
Pritchet, C. J. 1994, PASP, 106, 1052
Pritchet, C., & Hartwick, D. 1989, JRASC, 83, 318
Rhoads, J. E., Dey, A., Malhotra, S., et al. 2003, AJ, 125, 1006
Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
Schaerer, D., & Verhamme, A. 2008, A&A, 480, 369
Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
Seibert, M., Martin, D. C., Heckman, T. M., et al. 2005, ApJ, 619, L55
Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, ApJ, 588, 65
Steidel, C. C., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, AJ, 112, 352
Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, PASJ, 57, 165
Tapken, C., Appenzeller, I., Noll, S., et al. 2007, A&A, 467, 63
Tenorio-Tagle, G., Silich, S. A., Kunth, D., Terlevich, E., & Terlevich, R. 1999, MNRAS, 309, 332
Terlevich, E., Diaz, A. I., Terlevich, R., & Vargas, M. L. G. 1993, MNRAS, 260, 3
Thuan, T. X., & Izotov, Y. I. 1997, ApJ, 489, 623
Thuan, T. X., Izotov, Y. I., & Lipovetsky, V. A. 1997, ApJ, 477, 661
Vázquez, G. A., & Leitherer, C. 2005, ApJ, 621, 695
Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, A&A, 460, 397
Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2007, A&A, submitted