

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de doctorat

de l'UNIVERSITÉ PARIS VII

Spécialité ASTROPHYSIQUE & TECHNIQUES SPATIALES

par **Joël Vernet**

ÉTUDE SPECTROPOLARIMÉTRIQUE DES PREMIÈRES PHASES DE L'ÉVOLUTION DES GALAXIES LES PLUS MASSIVES

Soutenue le 4 décembre 2001 devant le jury composé de :

P. Léna	Président
S. Collin	Rapporteur
C. N. Tadhunter	Rapporteur
R. A. E. Fosbury	Directeur de thèse
D. Valls-Gabaud	Directeur de thèse
J.-P. Kneib	Examineur

Thèse préparée au sein de l'Observatoire Européen pour des Recherches Astronomiques
dans l'Hémisphère Austral (ESO - Garching bei München - Allemagne).

ÉTUDE SPECTROPOLARIMÉTRIQUE
DES PREMIÈRES PHASES DE L'ÉVOLUTION
DES GALAXIES LES PLUS MASSIVES

Joël Vernet

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	L'observation de l'Univers lointain et la formation des galaxies	6
1.1.1	Un aperçu historique	6
1.1.2	Le contexte actuel	10
1.2	Problématique générale et organisation de la thèse	14
2	Spectropolarimétrie : technique d'observation et estimation des erreurs	19
2.1	Introduction	19
2.2	Définitions	21
2.3	Mesure de la polarisation linéaire	24
2.3.1	Principe général	24
	Mesure à l'aide d'un polariseur linéaire	24
	Utilisation d'un prisme biréfringent	25
	Introduction d'une lame demi-onde	26
2.3.2	Les instruments utilisés au cours de cette étude	27
	Le polarimètre de LRIS (LRISp)	27
	Le polarimètre de FORS1 (modes IMOS/PMOS)	29
2.3.3	Méthode d'observation	29
2.4	Mesure de la polarisation en présence de bruit	35
2.4.1	Position du problème	35
2.4.2	Formulation analytique	35
	P : un estimateur biaisé	35
	Meilleur estimateur de P	36
	Distribution de l'angle de polarisation θ	38
	Intervalles de confiance	38
	Comportement de Q et U	39
2.4.3	Construction d'un modèle stochastique	39
	Justification de l'approche numérique	39
	Méthode	40
2.4.4	Conclusions et conséquences pratiques	41
2.5	Réduction des données spectropolarimétriques	41

2.5.1	Etapes classiques de la réduction	41
2.5.2	Obtention des mesures de polarisation	43
2.5.3	Limitations du calcul des erreurs	50
2.5.4	Calibrations	50
	Degré de polarisation	50
	Chromaticité de la lame demi-onde	51
	Calibration absolue de l'angle de polarisation	52
2.6	Simulateur d'observations	52
2.6.1	Intérêt d'un simulateur	52
2.6.2	Les différentes composantes du simulateur	53
	L'interface graphique	53
	Caractéristiques de l'instrument	55
	Brillance et polarisation du fond du ciel	55
	Simulations	56
2.7	Conclusions	56
3	La structure de l'émission optique de Cygnus A	57
3.1	Introduction	57
3.2	Fosbury, Vernet, Villar-Martín et al., 2001, à soumettre à MNRAS	60
	Résumé en français	60
	Article	60
3.3	Conclusions	73
4	Radiogalaxies à grand décalage spectral vers le rouge	75
4.1	Introduction	75
4.2	Vernet, Fosbury, Villar-Martín et al. 2001, A&A, 366, 7–25	78
	Résumé en français	78
	Article	78
4.3	Discussion	119
4.3.1	Abondance en azote et évolution chimique	119
	La production d'azote	119
	Modèles d'évolution chimique	120
4.3.2	La raie Ly α	123
	Effet de la poussière	123
	Influence de la structure géométrique	124
	Effets cinématiques	124
4.3.3	Continu diffusé et polarisation	127
4.3.4	Scénarios	130

5	Étude spectropolarimétrique d’une galaxie infrarouge hyperlumineuse : SMM J02399–0136	133
5.1	Introduction	133
5.2	Vernet & Cimatti, 2001, A&A, sous presse	137
	Résumé en français	137
	Article	137
5.3	Conclusion	154
6	Conclusions et perspectives	157
6.1	Résumé des principaux résultats	157
6.2	Projets	159
6.2.1	Spectroscopie infrarouge de radiogalaxies à $z \sim 2,5$	159
	Le contenu stellaire	159
	Diagnostics spectraux et composition chimique	159
6.2.2	Étude cinématique du gaz dans les radiogalaxies à grand redshift .	160
6.2.3	Étude aux longueurs d’ondes submillimétriques	161
A	Étude de la contribution des étoiles massives au fond diffus ionisant extra- galactique	163
	Résumé en français	163
	Article	163
B	Observations HST/FOC de la radiogalaxie NGC 6251	171
B.1	Crane & Vernet, ApJ Letters, v. 486, L91	171
	Résumé en français	171
	Article	171
B.2	Compte rendu de presse	178
C	Cimatti, di Serego Alighieri, Vernet et al. ApJ Letters, v. 499, L21	183
	Résumé en français	183
	Article	183
	Liste de publications	191
	Bibliographie	193

Chapitre 1

Introduction

*Regardez le ciel. Demandez-vous :
« Le mouton oui ou non a-t-il mangé la fleur ? »
Et vous verrez comme tout change...
(A. de Saint-Exupéry, 1945)*

Lorsque l'on observe le ciel à l'œil nu, la structure la plus étendue que l'on puisse voir est la Voie Lactée. Ce spectacle, familier des observateurs du ciel nocturne depuis des millénaires, a trouvé sa véritable explication il y a seulement environ 75 ans lorsque l'astronome américain Edwin Hubble, grâce à l'observation de céphéides¹ dans les nébuleuses d'Andromède (M31) et du Triangle (M33), prouve de façon définitive que les objets que l'on appelait alors les « nébuleuses spirales » sont en réalité des systèmes stellaires distincts de notre Galaxie (Hubble 1925, 1926, 1929)². La Voie Lactée devient alors une galaxie comme il en existe des millions d'autres dans l'Univers.

Au début des années trente, Edwin Hubble montre par des études spectroscopiques menées au télescope de 2,5 mètres de diamètre du mont Wilson en Californie – le plus grand télescope du monde à cette époque – que les galaxies s'éloignent de nous d'autant plus vite qu'elles sont loin. L'abbé Georges Lemaître interprète rapidement ces résultats à l'aide des modèles développés entre autre par de Sitter (1917) et formule alors l'idée d'un Univers en expansion, né à partir d'un état extrêmement dense (« l'atome primordial », Lemaître 1927,1931). En 1965, Arno Penzias et Robert Wilson découvrent – fortuite-

¹Les céphéides sont des étoiles dont la luminosité varie rapidement au cours du temps et dont la période des variations est proportionnelle à leur luminosité intrinsèque. L'étude de ces variations permet donc de calculer leur luminosité et par conséquent leur distance. Cette relation a été découverte par H. Leavitt en 1912.

²Cette idée n'est formulée par la première fois par Hubble. Au XVIII^e siècle déjà, Kant, Lambert, Swedenborg et Wright proposent, à partir d'arguments philosophiques que ces nébuleuses sont des « univers-îles », sans pouvoir le prouver. Au début des années vingt, la question de savoir si les nébuleuses spirales sont systèmes stellaires extérieurs à la Voie Lactée agite fortement la communauté scientifique. La mesure de la distance des galaxies par Hubble clos ce débat.

ment – le fond diffus cosmologique³, preuve qu'à un moment donné de son histoire passée l'Univers a été extrêmement chaud, comme l'avait postulé quinze années auparavant George Gamow. Cette découverte conforte ainsi la théorie cosmologique du Big-Bang.

L'idée d'un Univers statique et immuable a fait place à la notion d'un Univers dynamique, très différent aujourd'hui de ce qu'il était il y a 15 milliards d'années. La question est inévitable : que s'est-il passé pendant ces quelques milliards d'années ? Suivant quels processus physiques l'Univers a-t-il évolué pour aboutir aux structures que nous observons maintenant ? Tels des archéologues cherchant à reconstituer l'histoire de civilisations anciennes, les astrophysiciens, en observant toujours plus profondément, fouillent le passé de l'Univers à la recherche des moindres indices permettant de reconstituer son histoire – notre histoire.

Les galaxies sont les briques de l'Univers à grande échelle. Elles sont essentiellement formées d'étoiles, de gaz et de poussières et montrent une variété étonnante de tailles et de formes. Des naines aux géantes, elles sont irrégulières, spirales ou elliptiques (voir la figure 1.1). Quand et comment ces galaxies se sont-elles formées ? Quelle est l'origine des différentes morphologies observées ? Comment *notre* Galaxie, la Voie-Lactée, s'est-elle formée ? Ces problèmes sont au cœur de l'astrophysique extragalactique et de la cosmologie depuis plusieurs décennies. La formation et les premières phases de l'évolution des galaxies les plus massives sont au centre du travail présenté dans cette thèse.

1.1 L'observation de l'Univers lointain et la formation des galaxies

1.1.1 Un aperçu historique

Les découvertes de Hubble au milieu des années vingt marquent le début de l'astrophysique extragalactique. Au cours des années trente et quarante, les travaux accomplis avec les télescopes optiques de 2 mètres permettent d'établir des catalogues de galaxies (par ex. Shapley & Ames 1932), de mesurer à l'aide des céphéides la distance des galaxies du Groupe Local et de déterminer le décalage spectral vers le rouge (redshift, noté z) grâce aux observations spectroscopiques des raies d'absorption stellaires (Ca K, Na D).

L'essor des techniques d'observation dans le domaine des ondes radio à la fin de la seconde guerre mondiale ainsi que l'entrée en service du télescope de Hale de cinq mètres à l'observatoire du mont Palomar en 1949 révolutionnent l'astronomie extragalactique. Au cours des années cinquante, plusieurs groupes, principalement en Grande-Bretagne, en Australie et aux États-Unis, établissent de précieux catalogues de sources d'émission radio couvrant l'ensemble du ciel (le 3^e catalogue révisé de Cambridge, 3CR, réalisé à 178

³Le prix Nobel de physique leur est décerné pour cette découverte en 1978.

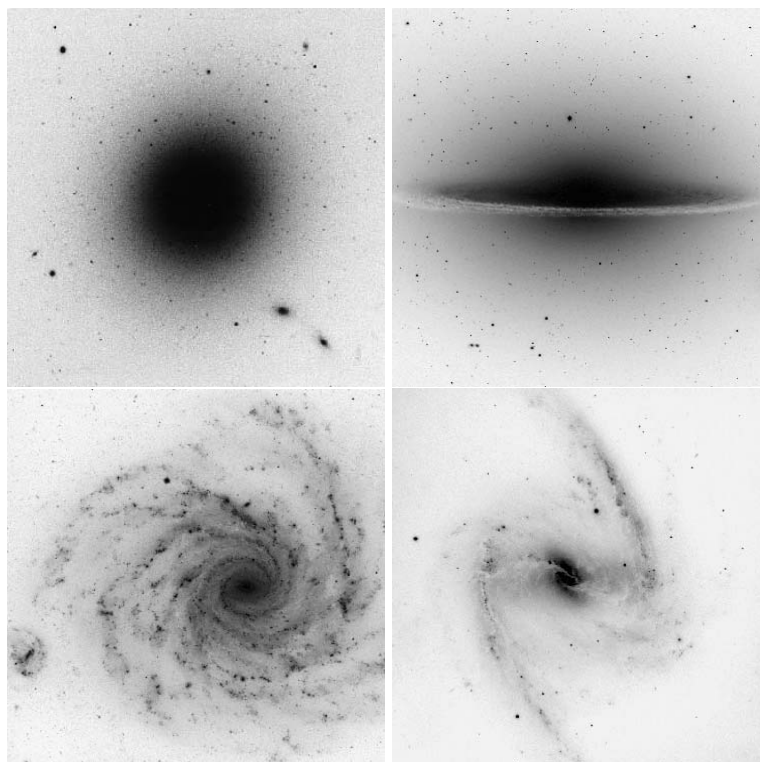


FIG. 1.1 – Exemples illustrant la variété des morphologies que l'on rencontre chez les galaxies. De gauche à droite et de haut en bas : la galaxie elliptique géante M 87 (image AAT), le galaxie lenticulaire M 104 appelée aussi galaxie du Sombrero (image VLT/FORS1), la galaxie spirale NGC 1232 (image VLT/FORS1), la galaxie spirale barrée NGC 1365 (image VLT/FORS1).

MHz est le plus célèbre d'entre eux, Bennett 1962). L'identification des contre-parties de ces objets aux longueurs d'ondes visibles accessibles aux télescopes optiques s'avère toutefois difficile à cause de la faible précision astrométrique des premiers radio-télescopes (de l'ordre de la minute d'arc). Au milieu des années cinquante, la mise au point des techniques interférométriques⁴ améliore la détermination de la position des radiosources jusqu'à quelques secondes d'arc et permet à Baade & Minkowski (1954) d'identifier sans ambiguïté une des plus puissantes sources d'émission radio du ciel, Cygnus A (3C 405), à un système extragalactique à l'aide du télescope de Hale (Cygnus A est étudiée au chapitre 3). L'identification des radiogalaxies progresse rapidement et permet de découvrir des objets de plus en plus distants : en 1960, Baum et Minkowski mesurent un redshift de 0,462 pour la radiogalaxie 3C 295.

Alors que la plupart des contreparties optiques des sources radio extragalactiques sont identifiées à des galaxies elliptiques distantes (Matthews et al., 1964), certaines d'entre elles sont des sources ponctuelles (par exemple, 3C 48 observée par Matthews & Sandage 1963). Leur couleur et les raies extrêmement larges de leur spectre font cependant douter

⁴Sir Martin Ryle reçoit le prix Nobel de physique en 1974 pour ces travaux pionniers sur la synthèse d'ouverture.

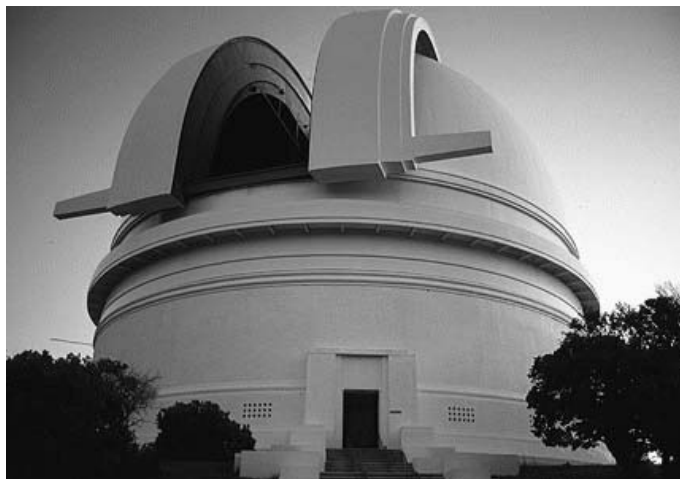


FIG. 1.2 – Le télescope de 5 mètres de diamètre de l’observatoire du mont Palomar en Californie.

de leur nature stellaire. En identifiant les raies d’hydrogène décalées vers le rouge dans un des ces objets, 3C 273, Schmidt (1963) montre que ce sont en réalité des sources d’origine extragalactique et découvre ainsi le premier quasar^{5,6}. L’incroyable luminosité intrinsèque des ces objets ($L > 10^{11}L_{\odot}$) ainsi que leur variabilité montrent qu’une quantité d’énergie colossale est produite dans un volume très petit, ce qui pose alors le problème du type de source à l’origine d’une telle débauche d’énergie. Zel’dovich & Novikov (1964) et Salpeter (1964) suggèrent rapidement l’hypothèse de l’accrétion autour d’un objet compact et Lynden-Bell (1969) propose l’idée que les quasars renferment un trou noir massif, modèle aujourd’hui largement accepté (voir par ex. l’article de revue par Rees, 1984).

Au milieu des années soixante, plusieurs auteurs calculent l’effet de la présence de gaz intergalactique neutre réparti de façon homogène sur le spectre ultraviolet des quasars (cet effet est aujourd’hui appelé « effet Gunn-Peterson » mais il a été découvert de manière indépendante par Gunn & Peterson 1965, Scheuer 1965 et Shklovskii 1965). Gunn & Peterson 1965 tentent aussi de mesurer cet effet sur le spectre du quasar 3C 9 à $z \sim 2$ et proposent pour la première fois que l’hydrogène intergalactique est fortement ionisé. Bahcall & Salpeter (1965) suggèrent aussi que la présence d’une composante inhomogène du gaz intergalactique devrait produire des raies d’absorption discrètes. Ce phénomène, appelé aujourd’hui « forêt Lyman α », est observé peu après par Burbidge et al. (1966), Stockton & Lynds (1966) et Kinman (1966). Ces découvertes marquent l’ouverture d’un champ d’investigation d’une puissance remarquable permettant d’analyser de façon ex-

⁵Contraction de l’anglais *QUASi stellar object* parfois aussi abrégé par QSO.

⁶On attribue souvent à Schmidt la découverte du premier redshift « cosmologique ». Cela n’est cependant pas correct. L’avancée majeure réalisée par Schmidt (1963) est de placer les radiosources brillantes ponctuelles à une distance cosmologique avec les conséquences que l’on connaît. Par contre il est clair qu’en 1963 plusieurs radiogalaxies étaient déjà connues à des décalages spectraux vers le rouge significativement plus élevés (mesurés sur les fortes raies d’émission de leur spectre et identifiées par analogie au spectre de Cygnus A, voir par exemple Baum & Minkowski 1960).

trêmement précise le contenu gazeux de l'Univers et en particulier d'étudier l'évolution de sa composition chimique et de son état physique.

Au cours des années soixante-dix, l'étude de la rotation du gaz dans les galaxies spirales grâce à l'observation de la raie d'hydrogène atomique à 21 cm (voir par ex. Roberts & Whitehurst, 1975) ainsi que le travail sur la stabilité des disques par Ostriker & Peebles (1973) et l'accroissement apparent de la masse des galaxies avec le rayon par Ostriker, Peebles & Yahil (1974) permettent d'établir fermement l'existence de matière noire et son importance d'un point de vue cosmologique. Il était déjà suspecté qu'une fraction importante de la matière existante n'émet pas de radiation électromagnétique détectable et n'est par conséquent pas observable directement depuis les mesures de la dispersion des vitesses des galaxies dans les amas de Coma par Zwicky (1933) et Virgo par Smith (1936). La nature de cette matière noire est toujours vivement débattue. L'hypothèse qui remporte le plus de succès quant à la formation des structures est celle de la matière noire froide (CDM, de l'anglais *Cold Dark Matter*) c'est à dire qui n'est pas relativiste au moment de la recombinaison (Peebles 1982). Actuellement, il semble que la matière normale (baryonique), sous forme de naines brunes, de naines blanches, d'étoiles à neutron ou encore de trous noirs (regroupés sous l'appellation MACHOs⁷), ne représente qu'une faible fraction de cette matière noire, l'essentiel étant constitué de particules plus exotiques (non-baryoniques) interagissant faiblement avec le reste la matière (ces particules sont souvent regroupées sous le nom générique de WIMPs⁸).

Au cours des années quatre-vingt et jusqu'au milieu des années quatre-vingt-dix, la recherche observationnelle sur l'Univers lointain ($z > 1$) se concentre principalement autour de deux pôles : les travaux sur les galaxies actives (radiogalaxies, quasars) d'une part et l'étude des absorbants sur la ligne de visée des quasars d'autre part. Le développement des dispositifs à transfert de charge (CCD⁹) permet de gagner plus d'un ordre de grandeur en sensibilité par rapport aux plaques photographiques principalement utilisées jusqu'alors. L'installation des tels systèmes sur les télescopes de 4(\pm 1)m de diamètre entraîne des progrès considérables, tant pour l'imagerie que les études spectroscopiques des objets faibles. La découverte de galaxies de plus en plus lointaines progresse rapidement : Spinrad (1982) découvre la première radiogalaxie à un redshift plus grand que 1 et Lacy et al. (1994) dépasse un redshift de 4. Une avancée majeure dans la compréhension des galaxies actives est l'élaboration progressive du modèle d'unification dans lequel notamment radioquasars et radiogalaxies sont deux manifestations du même phénomène vu sous un angle différent (voir par ex. l'article de revue paru en 1993 par R. Antonucci). L'étude de l'alignement de l'émission ultraviolette des radiogalaxies avec l'axe de leur

⁷De l'anglais *Massive Astrophysical Compact Halo Objects*.

⁸Abréviation de l'anglais *Weakly Interacting Massive Particles*.

⁹Abréviation de l'anglais *Charge Coupled Device*.

jet radio (appelé « effet d'alignement », Chambers et al. 1987 ; McCarthy et al. 1987) et l'interprétation du spectre de ces objets occupent une place importante (voir l'article de revue par McCarthy 1993). Un effort considérable est mené pour obtenir des échantillons complets des galaxies jusqu'à un redshift de 1 (par exemple le *Canada-France Redshift Survey* ou CFRS, Lilly et al. 1996). Plusieurs programmes d'observation importants s'attachent à détecter des « galaxies primordiales » mais sans réel succès (ces programmes recherchent principalement des objets à forte émission $\text{Ly}\alpha$, voir par ex. l'article de revue par Pritchet 1994¹⁰).

1.1.2 Le contexte actuel

La réparation des défauts optiques du télescope spatial Hubble (TSH) en décembre 1993 ainsi que l'entrée en service du premier télescope Keck de 10 mètres de diamètre (figure 1.4) en mai 1993 ont véritablement marqué le début d'une nouvelle ère dans l'observation de l'Univers lointain. En effet, la détection et l'étude des objets faibles que sont les galaxies à grand redshift nécessite à la fois la haute résolution angulaire obtenue avec le TSH et la surface collectrice importante d'un télescope de 10 mètres de diamètre. Un des exemples sans doute le plus frappant du succès de l'utilisation combinée de ces deux télescopes est le travail mené sur le *Hubble Deep Field* (HDF, Williams et al. 1996) réalisé à l'aide de la WFPC 2¹¹ à bord du TSH suivi de la détermination des redshifts spectroscopiques avec LRIS¹² sur le télescope Keck (voir figure 1.3).

Les techniques de sélection photométrique exploitant l'absorption de la radiation des objets lointains par le gaz intergalactique aux longueurs d'ondes inférieures à la limite de Lyman (912 Å) décalée vers le rouge ont permis de mettre à jour une population importante de galaxies formant des étoiles jusqu'à un redshift approchant 6 (les galaxies ainsi sélectionnées sont appelées « Lyman Break Galaxies » [LBG]). Près d'un millier d'objets ainsi sélectionnés ont été trouvés au delà de $z \simeq 2,5$ (voir par ex. Steidel et al. 1996, 1999)¹³. La découverte d'une population importante de galaxies « normales » (par opposition aux rares galaxies actives comme les radiogalaxies) représente une avancée majeure dans l'observation de l'Univers lointain. Le grand nombre de LBG autorise l'étude de leur distribution spatiale (leur groupement), de leur fonction de luminosité ou encore de l'histoire de la densité globale du taux de formation d'étoiles ce qui permet de commencer les

¹⁰Nous savons maintenant que la cause principale de l'échec de ces programmes était essentiellement due à leur limitation en largeur équivalente. La preuve en est que la largeur équivalente de la raie d'émission $\text{Ly}\alpha$ des LBG, inférieure à 50Å, est trop petite pour être détectée par les méthodes qui étaient alors utilisées.

¹¹De l'anglais *Wide Field Planetary Camera 2*.

¹²De l'anglais *Low Resolution Imaging Spectrograph*.

¹³Différentes techniques de recherche d'objets à forte émission $\text{Ly}\alpha$ ont aussi récemment permis – quoiqu'à une moindre échelle – de trouver des galaxies distantes (voir par exemple Petitjean, Pécontal, Valls-Gabaud & Charlot 1996, Cowie & Hu 1998). Certains des objets les plus lointains ont été découverts par hasard au cours de longues expositions spectroscopiques avec le Keck (par exemple Dey et al. 1998).

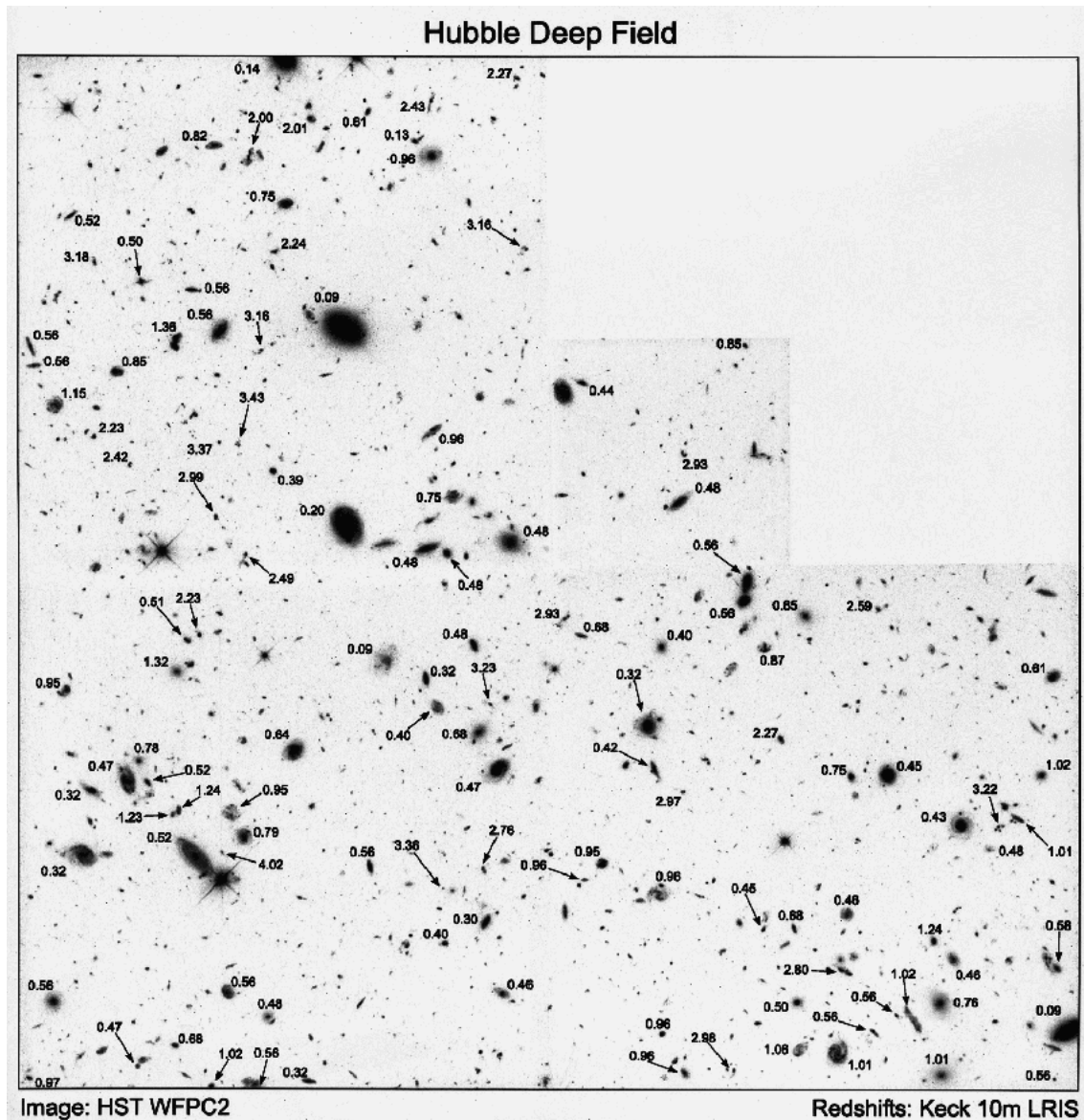


FIG. 1.3 – Le Hubble Deep Field Nord avec les mesures spectroscopiques de redshifts effectuées avec LRIS au Keck. Ces résultats remarquables illustrent la synergie entre les grands télescopes au sol et l'instrumentation spatiale.

comparaisons directes avec les modèles de formation et d'évolution des structures (voir par ex. Baugh et al. 1998).

Cependant la plupart de ces objets restent trop faibles ($I \sim 25$) pour permettre une étude spectroscopique détaillée, même avec les plus grands télescopes mis en service récemment. Seules quelques rares LBGs amplifiées par l'effet de lentille gravitationnelle d'un amas de galaxies peuvent être étudiées en détail (Pettini et al. 2000). Ceci nous empêche donc d'évaluer précisément les paramètres fondamentaux tel l'âge de leur population stellaire, leur enrichissement en métaux, leur contenu en poussières ou encore leur masse. Par conséquent il est actuellement difficile de déterminer précisément à quel stade de l'évo-



FIG. 1.4 – Les deux télescopes Keck de 10 mètres de diamètre au sommet du Mauna Kea à Hawaï. Les données analysées aux chapitres 3 et 4 ont été acquises avec le télescope Keck II, à gauche sur la photographie.



FIG. 1.5 – Les quatre télescopes de 8,2 mètres de diamètre du *Very Large Telescope* (VLT) au sommet du Cerro Paranal dans le désert d'Atacama au Chili. Le spectre étudié au chapitre 5 a été obtenu avec le premier télescope mis en service, Antu, au fond sur cette image.

lution galactique correspondent les LBGs et quel est leur rôle précis dans les scénarios de formation des galaxies.

L'installation de matrices de détecteurs bolométriques sur les radiotélescopes submillimétriques a récemment permis de dévoiler une population d'objets distants très lumineux dans l'infrarouge lointain à des longueurs d'ondes de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ (par ex. Hughes et al. 1998 ; Cimatti et al. 1998). L'essentiel de la puissance irradiée par ces objets ($\geq 10^{12} L_{\odot}$) est émise par une quantité importante de poussières chauffées par une in-

tense radiation ultraviolette dont l'origine est en général attribuée à une violente flambée de formation d'étoiles ($\sim 1000 M_{\odot} \text{an}^{-1}$). Cependant, on ne sait encore que peu de choses sur la nature de ces sources. L'identification de leurs contreparties optiques et la mesure de leur redshift sont rendues difficiles par la faible précision astrométrique des observations submillimétriques actuelles (plusieurs secondes d'arc), rappelant le problème de la localisation des radiosources à la fin des années cinquante. La compréhension de la nature de ces sources, de leur lien avec les autres populations de galaxies connues à grand redshift (LBG, quasars et radiogalaxies) et par conséquent de leur rôle dans la formation des galaxies est l'objet d'intenses recherches.

La mise en service de spectrographes à haute résolution sur les grands télescopes (HIRES¹⁴ sur le Keck I et plus récemment UVES¹⁵ sur Kueyen, le deuxième télescope du VLT) a aussi révolutionné l'étude du contenu gazeux de l'Univers à grand redshift. Alors que le lien précis entre les absorbants les plus denses – les systèmes dit saturés ou *Damped Lyman α Systems* (DLA), dont la colonne de densité N_{HI} est supérieure à $2 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-2}$ – et la population de galaxies dans son ensemble est toujours débattue (voir par ex. Rao & Turnshek 2000, Pettini et al. 1999), l'étude de ces systèmes reste le moyen le plus efficace pour sonder l'évolution générale des abondances en métaux du gaz contenu dans les galaxies. Les travaux les plus récents sur les absorbants de plus basse densité de colonne (forêt Ly α , $N_{HI} \leq 10^{16} \text{cm}^{-2}$) à très haute résolution spectrale (de l'ordre de 50000) et haut signal sur bruit ont révélé que le milieu intergalactique est lui aussi significativement enrichi en métaux à grand redshift (voir par ex. Cowie et al. 1995) jusqu'à des densités de colonne aussi basses que $\sim 10^{12} \text{cm}^{-2}$ (Ellison et al. 2000).

La modélisation de la formation hiérarchique des structures dans le cadre d'un Univers dominé par de la matière noire froide (modèles CDM) est celle qui remporte le plus grand succès actuellement. Dans ces modèles, les petites fluctuations de densité de matière noire sont amplifiées sous l'action de la gravité et la coalescence successive des halos ainsi formés résulte en une distribution hiérarchique de masses. Ces simulations permettent de reproduire une part importante des observations. En particulier, les études hydrodynamiques ont fait énormément progresser notre compréhension de la nature de la forêt Ly α (voir par ex. Bi & Davidsen 1997 et l'article de revue par Efstathiou et al. 2000) et les modèles semi-analytiques permettent par exemple de reproduire les principales caractéristiques de la population de LBGs moyennant un ajustement relativement arbitraire de certains paramètres (par ex. Baugh et al. 1998). La principale limitation de ces modèles est due en grande partie au fait que le comportement de la matière baryonique (usuelle) est excessivement difficile à modéliser. Nos connaissances sur le processus de formation des étoiles lui-même et sa rétroaction sur le milieu interstellaire sont extrêmement incer-

¹⁴De l'anglais *High RESolution spectrograph*.

¹⁵De l'anglais *UltraViolet Echelle Spectrograph*.

taines. Ces éléments cruciaux sont actuellement traités de manière très simplifiée. Une autre question particulièrement difficile à laquelle les modélisateurs sont confrontés est celle du rôle des trous noirs dans la formation des galaxies (voir par ex. Monaco et al. 2000 ; Kauffmann & Haehnelt 2000).

1.2 Problématique générale et organisation de la thèse

Les objets que l'on connaît actuellement à grand redshift ($z \gtrsim 2$) se répartissent essentiellement dans cinq classes *observationnelles* principales évoquées plus haut : les radiogalaxies, les quasars, les galaxies ultralumineuses dans l'infrarouge, les LBGs et les différents types absorbants sur la ligne de visée des quasars. Afin d'établir un schéma cohérent du processus de formation et d'évolution des galaxies, il est important de considérer de façon conjointe les contraintes apportées par les observations de ces différentes populations. Comprendre la nature physique de chacune de ces classes d'objets est le premier pas dans cette direction. Plusieurs questions (interdépendantes) se posent de manière générale. Quelle est, par exemple, la relation – s'il en existe une – d'une population donnée avec le reste des objets connus ? Quelle est l'évolution de cette population en fonction du temps ? Quel est le rôle joué par cette catégorie d'objets dans le processus de formation des galaxies ? A quel stade de leur évolution se trouvent les objets que nous observons ? La réponse précise à ces questions passe inévitablement par l'étude spectroscopique détaillée, sur un intervalle de longueur d'onde le plus large possible, d'un nombre important d'objets de chaque classe. Il est important de noter que notre capacité à effectuer un tel exercice sur des objets de plus en plus faibles dépend fortement de l'état d'avancement des techniques instrumentales (par ex. : augmentation du diamètre des télescopes, amélioration de la sensibilité des détecteurs, accès à un plus grand domaine du spectre électromagnétique depuis l'espace, haute résolution angulaire).

La question qui est au centre de ce travail est celle des premières phases de l'évolution des galaxies les plus massives (elliptiques géantes, cD). Le processus de formation de cette classe particulière de galaxies est un élément fondamental et actuellement largement débattu en cosmologie. Plusieurs raisons rendent l'étude de ces objets particulièrement intéressante :

- alors que les modèles remportant le plus grand succès prévoient la formation progressive des galaxies elliptiques par fusion d'éléments de masse intermédiaire à bas redshift ($z \lesssim 1$, par ex. Baugh et al. 1996 ; Kauffmann et al. 1996), plusieurs indices observationnels semblent indiquer qu'au moins une fraction de cette population se soit formée par un processus rapide de l'ordre du milliard d'années à $z \gtrsim 3$ (voir par ex. Franx et al. 1997 ; Dey et al. 1998 ; Jimenez et al. 2000 ; Totani & Yoshii 1998 ; Dunlop 1999) ;

- les galaxies les plus massives dans l'Univers local sont les membres dominants qui siègent au centre du potentiel gravitationnel des amas de galaxies. Les (proto-)galaxies massives à grand redshift indiquent sans doute les régions de surdensité dans l'Univers lointain (Knopp & Chambers 1997 ; Pentericci et al. 2000) à partir desquelles se forment les amas observés aujourd'hui ;
- la formation de ces systèmes est associée aux phénomènes les plus violents que l'on connaisse : les quasars. Le lien entre quasars et formation des galaxies est suspecté depuis le début des années soixante (Burbidge, Burbidge & Sandage 1963). La preuve sans doute la plus directe de ce lien étroit, dont nous disposons actuellement, est la corrélation remarquable observée entre la masse du trou noir central et la masse de la population stellaire âgée et riche en métaux du bulbe des galaxies proches (Kormendy & Richstone 1995 ; Magorrian et al 1998 ; Ferrarese & Merrit 2000 ; Gebhardt et al. 2000). Cette corrélation suggère que la croissance des trous noirs massifs – qui se manifeste au moins dans certains cas par l'apparition d'un quasar – et la formation de la population stellaire du bulbe croissent suivant des processus parallèles. Deux autres indications observationnelles renforcent ce lien. D'une part la forte évolution de la densité de quasars dont la croissance jusqu'à $z \gtrsim 2,5$ marquerait le processus d'assemblage initial et le déclin à partir $z \lesssim 2,5$ indiquerait la diminution de l'alimentation des trous noirs, parallèlement au déclin observé de la densité globale de formation d'étoiles à bas redshift. D'autre part, la haute métallicité du gaz au sein de la région d'émission des raies larges dans les quasars (jusqu'à $Z \sim 10 Z_{\odot}$, Hamann & Ferland 1993, 1999, Matteucci & Padovani 1993) ne trouve d'équivalent que dans le cœur des galaxies elliptiques massives et le gaz intra-amas dans l'Univers local (voir par ex. Loewenstein & Mushotzski 1996) ;
- une raison d'ordre pratique et historique est directement liée au point précédent : le processus de formation des galaxies les plus massives (ou en tout cas d'une partie d'entre elles) étant liée à des phénomènes extrêmement énergétiques, la détection jusqu'à des distances très élevées de ces objets lors de périodes d'intense activité est *relativement* aisée.

Dans ce contexte, la discussion s'organise de la façon suivante :

- l'ensemble des résultats présentés dans le texte principal est basé sur des **observations spectropolarimétriques**. Relativement peu utilisée dans l'étude de l'Univers lointain, la spectropolarimétrie nécessite l'emploi d'instruments et de méthodes spécifiques qui sont décrites dans le chapitre 2. Contrairement à la spectroscopie classique qui permet seulement d'enregistrer l'intensité de la lumière en fonction de la longueur d'onde, la spectropolarimétrie donne accès aux variations de toutes les propriétés vectorielles de la lumière, sans perte d'information. L'ensemble de ces paramètres est une source d'information unique et précieuse sur la nature des pro-

cessus physiques à l'origine de la radiation étudiée ainsi que sur les propriétés géométriques des sources. En particulier, dans le cadre de l'étude des galaxies actives, la spectropolarimétrie est une méthode puissante permettant distinguer la lumière du noyau diffusée par le milieu interstellaire de la galaxie hôte des autres composantes du spectre qui nous parviennent directement ;

- le chapitre 3 est consacré à l'étude de la radiogalaxie puissante proche **Cygnus A**. Un spectre de très grande qualité obtenu avec le polarimètre du Keck combiné avec un ensemble d'images à haute résolution angulaire disponibles dans les archives publiques du TSH nous permet de véritablement « démonter » les régions centrales de cette radiogalaxie (Fosbury, Vernet, Villar-Martín et al., 2001, MNRAS, en préparation). Ce travail présente une illustration remarquable de la puissance de l'outil spectropolarimétrique appliqué à l'étude d'objets géométriquement complexes et apporte des indices importants pour l'étude des radiogalaxies les plus distantes ;
- l'étude d'un échantillon de neuf **radiogalaxies à grand redshift** ($z \sim 2,5$) présentée au chapitre 4 constitue la partie centrale de ce travail. Ces galaxies renferment un quasar puissant dont la lumière aveuglante est masquée par le tore de poussière entourant le noyau actif. La présence de ce « coronographe naturel » nous permet d'étudier la lumière ténue provenant de la galaxie hôte, chose impossible actuellement dans les quasars situés au même redshift. Avec l'émergence des télescopes de 10 m de diamètre, il est récemment devenu possible d'obtenir un spectre en lumière polarisée de bonne qualité en quelques heures d'intégration sur ces objets faibles ($R \sim 22,5$). Le but principal poursuivi est l'évaluation de l'état d'évolution dans lequel se trouve cette classe d'objets. La méthode employée est l'*identification* et la *mesure* des différentes composantes contribuant au spectre observé suivi de leur *modélisation* et de leur *analyse conjointe* (Vernet, Fosbury, Villar-Martín et al., 2001, A&A, v. 366, 7). Les résultats obtenus et leurs implications sur le rôle des radiogalaxies dans les scénarios de formation des galaxies sont ensuite discutés dans le cadre général des observations de l'Univers à grand redshift ;
- enfin, le chapitre 5 présente l'étude de la **galaxie distante** ($z \sim 2,8$) **ultralumineuse dans l'infrarouge** SMM J02399-0136 (Vernet & Cimatti, 2001, A&A, sous presse). La nature des sources submillimétriques puissantes à grand redshift découvertes récemment (voir section précédente) est très incertaine. En particulier, leur lien avec les autres sources connues à la même distance est encore mal compris. Leur place dans le processus de formation des galaxies et leur contribution à la densité globale de formation d'étoiles de l'Univers à grand redshift font l'objet de spéculations. Peu d'études spectroscopiques détaillées ont pu être menées jusqu'à présent car la plupart de ces objets n'ont pu être fermement identifiés dans le domaine optique ou sont en tout cas très faibles. Ce chapitre présente l'étude spectropolarimétrique d'une de ces galaxies dont l'observation est facilitée par l'effet d'amplification gravitationnelle de l'amas Abell 370 ;

- la **conclusion** reprend les résultats les plus importants obtenus au cours de cette thèse et expose différents **projets** qui se situent dans le prolongement du travail présenté dans ce document ;
- trois annexes s'ajoutent au texte principal. Alors que l'annexe C contient l'article Cimatti, di Serego Alighieri, Vernet et al. 1998a décrivant les résultats préliminaires qui avaient été obtenus à la suite de la première mission d'observation du programme sur les radiogalaxies à grand redshift (chapitre 4), les annexes A et B présentent les résultats obtenus pour deux projets distincts menés pendant la durée de la thèse :
 - l'annexe A décrit l'étude théorique de la contribution des étoiles massives au **fond diffus extragalactique ionisant** (Valls-Gabaud & Vernet 1999) ;
 - dans l'annexe B est présenté le travail effectué sur les observations des régions centrales (~ 100 pc) de la radiogalaxie proche **NGC 6251** (Crane & Vernet 1997).

Chapitre 2

Spectropolarimétrie : technique d'observation et estimation des erreurs

*Biologists, astronomers, and engineers find that
polarized light solves many problems that are otherwise insoluble.
If light is man's most useful tool,
polarized light is the quintessence of utility
(W. A. Shurcliff, 1962)*

2.1 Introduction

La lumière est une onde électromagnétique. Trois propriétés fondamentales la caractérisent : son intensité, sa longueur d'onde et sa polarisation. C'est une onde transverse : les vibrations des champs électrique et magnétique qui la composent sont toujours dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Lorsque ces champs vibrent préférentiellement dans une direction donnée, la radiation est dite polarisée linéairement. Si les champs décrivent un mouvement circulaire alors la lumière est polarisée circulairement. Dans le cas où les vibrations sont complètement aléatoires la lumière n'est pas polarisée. De manière générale, on appelle « degré de polarisation » d'une radiation sa tendance à vibrer préférentiellement dans une direction et/ou à tourner dans un sens particulier. On peut dire d'une lumière polarisée qu'elle est « ordonnée ».

La polarisation est une des propriétés les plus fascinantes de la lumière. Elle intervient dans de nombreux phénomènes naturels très courants. Par exemple, la lumière bleue du ciel qui provient de la diffusion des photons du soleil dans l'atmosphère terrestre est en général fortement polarisée linéairement (jusqu'à près de 80%), les arcs-en-ciel formés par réfraction et réflexion de la lumière solaire dans les gouttelettes de pluie sont polarisés linéairement dans la direction tangente à l'arc (à 96% pour l'arc primaire et 90% pour le secondaire). De nombreux dispositifs utilisés dans la vie courante utilisent cette

propriété : les écrans à cristaux liquides (« affichage digital ») des montres et des écrans d'ordinateur portatifs, les lunettes de soleil (car la lumière réfléchiée sur le sol est polarisée), le cinéma IMAX 3D, les filtres polarisants utilisés en photographie etc. Pourtant, ce phénomène est très souvent méconnu. La raison principale est certainement que l'œil humain ne distingue que très mal la polarisation. Par contre, certains insectes comme les abeilles et les fourmis voient en lumière polarisée et utilisent cette faculté pour se diriger en observant le motif de polarisation du ciel. Une excellente revue de différents phénomènes naturels mettant en jeu la polarisation est donnée par Können 1985.

La polarimétrie est la mesure de la polarisation de la lumière. Cette technique est utilisée dans de nombreux domaines scientifiques comme la chimie, la biologie ou la physique des matériaux. Elle est utilisée en astronomie depuis longtemps. De nombreuses sources astronomiques émettent de la lumière polarisée. Je cite ici quelques dates marquantes de la polarimétrie en astronomie :

- 1809 : découverte de la polarisation du ciel diurne par Arago ;
- 1858 : Liais découvre la polarisation de la couronne solaire ;
- 1859 : observation de la polarisation de la lumière réfléchiée par la Lune (Secchi 1859) ;
- 1874 : découverte de la polarisation de la lumière zodiacale par Wright ;
- 1881 : étude polarimétrique de la comète b 1881 (Wright 1881) ;
- 1923 : étude polarimétrique de la lumière solaire diffusée par la planète Vénus (Lyot) ;
- 1949 : découverte de la polarisation interstellaire (Hiltner 1949 ; Hall & Mikesell 1949 ; Spitzer & Schatzman 1949) ;
- 1957 : détection des premières ondes radio astronomiques polarisées dans la nébuleuse d'Orion ;
- 1984 : découverte d'un noyau de type Seyfert 1 dans le spectre polarisé de la galaxie de Seyfert 2 NGC 1068 (Antonucci & Miller 1984).

Actuellement, la plupart des grands télescopes sont équipés d'un polarimètre. La polarimétrie est une technique couramment utilisée dans la plupart des domaines de l'astronomie, de la planétologie à l'étude du fond diffus cosmologique. Les principaux mécanismes de polarisation rencontrés en astronomie sont : la diffusion de la lumière par des poussières ou par des électrons, la transmission de la lumière à travers un milieu biréfringent, l'émission synchrotron et l'effet Zeeman (voir Timbergen, 1996 pour une revue des différentes situations où la polarisation est rencontrée en astronomie). De façon générale, la polarisation nous renseigne sur l'asymétrie et l'anisotropie des sources observées.

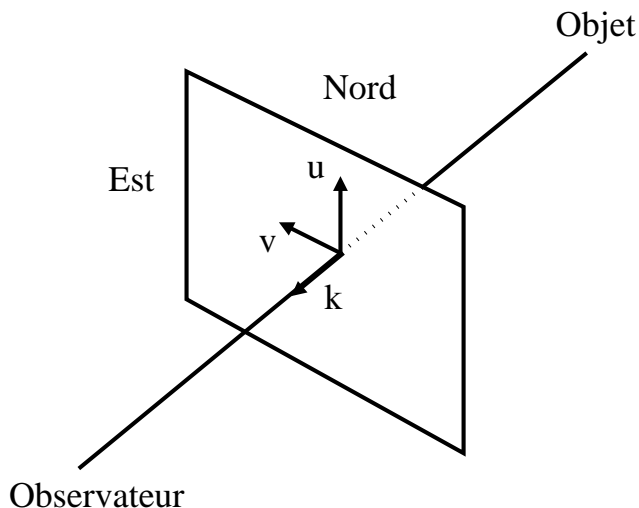


FIG. 2.1 – Référentiel orthonormé, lié aux coordonnées équatoriales, utilisé pour décrire une onde électromagnétique vibrant dans le plan (\vec{u}, \vec{v}) et se propageant d'un objet vers un observateur dans la direction portée par \vec{k} .

Certains mécanismes de polarisation de la lumière (la diffusion par exemple) dépendent fortement de la longueur d'onde (ce sont des processus chromatiques). Par ailleurs, la superposition de plusieurs radiations de couleur et d'état polarisation différentes entraîne aussi une dépendance de la polarisation avec la longueur d'onde d'observation. C'est précisément l'étude de cette dépendance qui est l'objet de la spectropolarimétrie.

Dans ce chapitre, après une brève introduction des concepts généraux utiles en polarimétrie, je décris les instruments et les techniques d'observation utilisées au cours de ce travail. Bien que les méthodes présentées portent l'accent sur la spectropolarimétrie, la plupart des problèmes discutés sont aussi rencontrés en imagerie. Plusieurs articles de revue et ouvrages récents sur la polarimétrie en astronomie ont été utilisés sans être systématiquement cités, en particulier di Serego Alighieri (1997) et Timbergen (1996).

2.2 Définitions

Pour une direction d'observation donnée, on considère le repère orthonormé (\vec{u}, \vec{v}) lié aux coordonnées équatoriales¹ (\vec{u} étant dans la direction du nord, et \vec{v} pointant vers l'est, voir figure 2.1). Une onde électromagnétique plane monochromatique de longueur d'onde λ se propageant vers l'observateur dans la direction portée par le vecteur \vec{k} (tel que $\vec{u} \times \vec{v} = \vec{k}$, voir figure 2.1), solution générale des équations de Maxwell, est polarisée elliptiquement. Le champ électrique \vec{E} , perpendiculaire à la direction de propagation, est décrit par :

$$\vec{E} = \text{Re}(E_x \vec{u} + E_y \vec{v})$$

¹Les conventions d'orientation données ici sont celles le plus couramment utilisées en astronomie optique.

2.2. DÉFINITIONS

E_x et E_y sont les fonctions d'ondes complexes selon \vec{u} et \vec{v} telles que :

$$\begin{aligned} E_x &= a_x e^{i(\omega t - kz)} \\ E_y &= a_y e^{i(\omega t - kz + \delta)} \end{aligned} \quad (2.1)$$

où a_x et a_y sont les amplitudes de E_x et E_y respectivement, z la position le long de l'axe de propagation, $\omega = 2\pi\nu$ la fréquence angulaire, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde et δ le déphasage entre de E_y par rapport à E_x .

Les paramètres de Stokes sont définis par :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

où E^* représente le nombre complexe conjugué.

La définition précédente donnée dans le cas d'ondes simples monochromatiques permet aussi de décrire une radiation non polarisée ou partiellement polarisée. Une radiation est dite non polarisée si elle est décrite par un vecteur \vec{E} fluctuant de manière stochastique sur une échelle de temps qui est grande par rapport à la période de la radiation mais petite par rapport à l'intervalle de temps pendant lequel on la mesure (à chaque instant le vecteur \vec{E} correspond cependant à un état de polarisation bien défini). La lumière naturelle est le plus souvent partiellement polarisée. Une radiation partiellement polarisée peut être considérée comme la somme de deux composantes, l'une étant complètement polarisée et l'autre étant non polarisée. Ceci permet de formuler une définition plus rigoureuse des paramètres de Stokes en prenant une moyenne temporelle des quatre paramètres :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_x E_x^* + E_y E_y^* \rangle \\ \langle E_x E_x^* - E_y E_y^* \rangle \\ \langle E_x E_y^* + E_y E_x^* \rangle \\ \langle i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \rangle \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Ces quatre paramètres introduits par le physicien irlandais Sir Georges G. Stokes (1852) permettent de décrire complètement l'état de polarisation d'une onde électromagnétique. Leur usage ne s'est cependant généralisé en astronomie que près d'un siècle plus tard sous l'impulsion des travaux de S. Chandrasekhar (voir par ex. Chandrasekhar, 1950).

Le premier paramètre I est un nombre positif qui mesure l'intensité totale. Les trois autres paramètres qui peuvent être positifs ou négatifs décrivent l'état de polarisation de la radiation. Dans le cas de lumière non polarisée Q , U et V sont nuls. Lorsque la lumière est complètement polarisée

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$$

et dans le cas général de lumière partiellement polarisée

$$0 < Q^2 + U^2 + V^2 < I^2$$

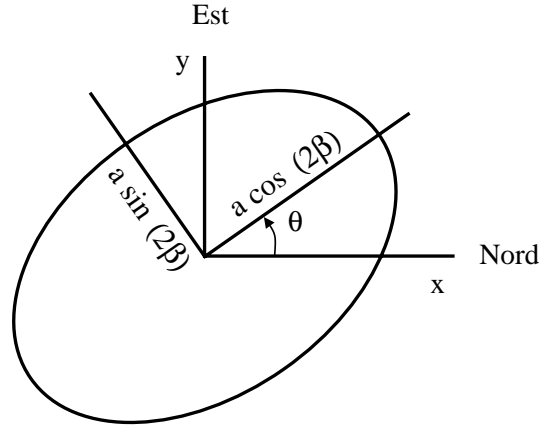


FIG. 2.2 – Paramètres décrivant une onde simple polarisée elliptiquement.

On définit le degré de polarisation P par

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (2.4)$$

La signification de chaque paramètre apparaît plus clairement en combinant les équations 2.1 et 2.3 (les moyennes temporelles sont sous entendues) :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x^2 + a_y^2 \\ a_x^2 - a_y^2 \\ 2a_x a_y \cos \delta \\ 2a_x a_y \sin \delta \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Les paramètres de Stokes peuvent être écrits de manière équivalente en fonction de

$$a^2 = a_x^2 + a_y^2$$

et des angles β et θ (voir figure 2.2) qui décrivent géométriquement l'ellipse parcourue par l'extrémité du vecteur \vec{E} (voir par ex. van der Hulst, 1981, p. 41-42) :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^2 \\ a^2 \cos 2\beta \cos 2\theta \\ a^2 \cos 2\beta \sin 2\theta \\ a^2 \sin 2\beta \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Dans le cas où δ est nul (E_x et E_y sont en phase), V est nul (équation 2.5). La lumière est alors polarisée rectilignement. Seul ce cas est envisagé dans le reste de ce travail. Le paramètre V qui mesure la polarisation circulaire sera dorénavant laissé de côté. Dans la représentation donnée dans l'équation 2.6 et la figure 2.2 c'est le cas où $\sin 2\beta = 0$. L'équation 2.6 se simplifie donc :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^2 \\ a^2 \cos 2\theta \\ a^2 \sin 2\theta \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

On utilise souvent les paramètres de Stokes normalisés à l'intensité totale q et u :

$$q = Q/I \text{ et } u = U/I \quad (2.8)$$

On définit alors le degré de polarisation linéaire par :

$$P_{\text{lin}} = \sqrt{q^2 + u^2} \quad (2.9)$$

Par la suite P sans l'indice est employé pour le degré de polarisation linéaire. L'angle de polarisation est défini comme l'angle du vecteur \vec{E} compté positivement du nord vers l'est :

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{u}{q} \quad (2.10)$$

2.3 Mesure de la polarisation linéaire

2.3.1 Principe général

En astronomie « optique » (ou plus généralement de l'infrarouge aux rayons γ) les équipements mesurent des intensités et non l'amplitude et la phase. Par conséquent la définition de l'équation 2.3 n'est pas directement utilisable. La situation est différente en radioastronomie où amplitudes et phases sont effectivement mesurées et les amplitudes complexes multipliées entre elles dans un corrélateur.

Mesure à l'aide d'un polariseur linéaire

Le principe général des mesures de polarisation est de placer un polariseur linéaire entre l'objet que l'on souhaite observer et le détecteur, et de mesurer l'intensité de la radiation, ceci pour plusieurs orientations du polariseur². Le rôle d'un polariseur linéaire est d'extraire du rayon incident la composante polarisée linéairement suivant une direction fixe donnée. Le passage d'un rayon de lumière de vecteur de Stokes

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}$$

au travers d'un polariseur linéaire orienté suivant un angle α (même convention d'orientation que dans l'équation 2.10) change son état de polarisation et donc ses paramètres de Stokes en

$$S' = \begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \end{pmatrix}$$

²Je laisse ici de côté les méthodes mettant en jeu des modulateurs comme les cellules de Pockels. Voir par exemple (Timbergen, 1996, p. 93-98) pour une description détaillée de ces systèmes.

suivant la relation

$$S' = MS \quad (2.11)$$

avec

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ \cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & \sin^2 2\alpha \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

La matrice M qui décrit la modification du vecteur de Stokes lors du passage à travers un élément optique (ou, plus généralement, lors d'un processus physique) est appelée matrice de Mueller. Le passage à travers plusieurs éléments optiques est représenté par un produit de matrices de Mueller (voir par ex. Born et Wolf 1965).

L'intensité I_α observée après le passage au travers d'un polariseur orienté suivant l'angle α est d'après les équations 2.11 et 2.12 :

$$I_\alpha = \frac{1}{2}(I + \cos 2\alpha Q + \sin 2\alpha U)$$

Comme on cherche à déterminer trois inconnues I , Q , et U , trois observations suffisent en principe pour mesurer l'état de polarisation de la lumière observée. Par exemple, pour α successivement égal à 0° , 60° et 120° on obtient

$$\begin{cases} I = \frac{2}{3} (I_0 + I_{60} + I_{120}) \\ Q = 2 I_0 - I_{60} - I_{120} \\ U = \sqrt{3} (I_{60} - I_{120}) \end{cases}$$

Cette méthode est utilisée par exemple dans les instruments FOC, WFPC2 et NICMOS à bord du télescope spatial de Hubble (TSH, voir un exemple d'utilisation de cette méthode dans l'article Crane et Vernet 1997 en annexe B).

Utilisation d'un prisme biréfringent

Cette méthode – la plus simple – n'est cependant pas très efficace si l'on considère qu'à chaque exposition la moitié du signal en moyenne est absorbée par le polariseur. La technique la plus couramment employée sur les grands télescopes actuels est basée sur l'utilisation de prismes polarisants. Ces prismes sont faits de matériaux biréfringents (par exemple, la calcite) qui ont un indice de réfraction différent pour de la lumière polarisée parallèlement et perpendiculairement à leur axe optique. Après réfraction, le rayon incident est séparé en deux rayons qui sont complètement polarisés dans des directions perpendiculaires et qui sont déviés d'un angle différent : le rayon ordinaire est polarisé perpendiculairement à l'axe du cristal et le rayon extraordinaire est polarisé parallèlement à celui-ci. Le type de prisme le plus couramment utilisé en astronomie est le prisme de Wollaston du fait de sa symétrie : les deux rayons émergents sont déviés du même angle (voir schéma figure 2.3 et photographies figures 2.7.a et 2.7.b). Avec ce système, pour un prisme dont l'axe est orienté suivant l'angle α on mesure d'un seul coup I_α et $I_{\alpha+90}$. Ainsi

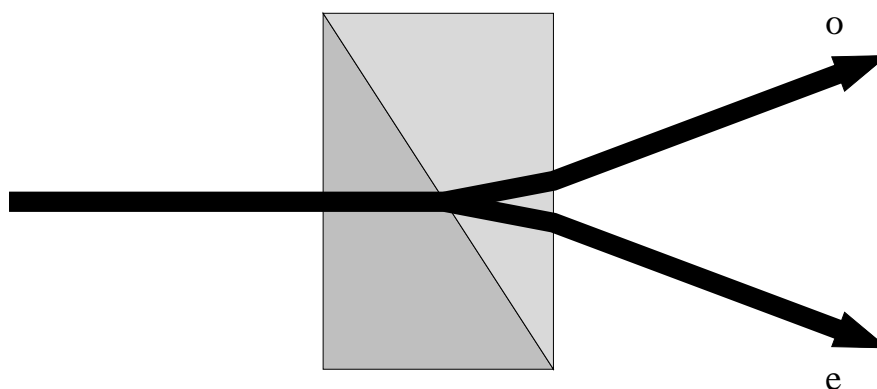


FIG. 2.3 – prisme de Wollaston

pour α égal à 0° et 45° successivement on obtient des *mesures indépendantes* des couples (I, Q) et (I, U) :

$$\begin{cases} I = I_0 + I_{90} \\ Q = I_0 - I_{90} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} I = I_{45} + I_{135} \\ U = I_{45} - I_{135} \end{cases} \quad (2.13)$$

La mesure de chacun des paramètres Q et U se réduit donc à la mesure de la différence d'intensité entre les rayons ordinaire et extraordinaire après le passage dans un prisme polarisant.

Introduction d'une lame demi-onde

Comme il est nécessaire de mesurer la polarisation dans au moins deux directions afin de déterminer tous les paramètres de Stokes il faudrait – en principe – tourner le polariseur. Ceci n'est cependant pas acceptable lors d'observations spectropolarimétriques puisque cela induirait une rotation de la fente. Les paramètres Q et U ainsi obtenus ne pourraient alors être comparés puisque ils ne proviendraient pas de la même région de l'objet observé (dans le cas de sources étendues). La solution trouvée pour contourner ce problème est d'ajouter sur le chemin optique une lame demi-onde (LDO) tournante, juste avant le prisme.

Une LDO est un retardateur qui déphase de π les deux composantes du vecteur \vec{E} parallèle et perpendiculaire à un axe appelé axe optique. La matrice de Mueller d'une LDO dont l'axe optique fait un angle α avec la direction du nord-est est définie par :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\alpha & \sin 4\alpha & 0 \\ 0 & \sin 4\alpha & -\cos 4\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Elle ne change pas le degré de polarisation mais transforme le plan de polarisation d'un rayon de lumière polarisé linéairement en son symétrique par rapport à son axe optique

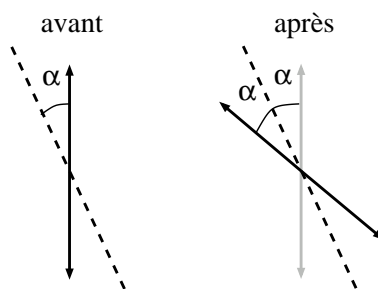


FIG. 2.4 – Effet d’une lame demi-onde sur un rayon incident polarisé linéairement dont la direction de polarisation fait un angle α avec l’axe optique de la lame (en pointillés). Le plan de polarisation du rayon émergent est le symétrique de celui du rayon incident par rapport à l’axe optique de la lame demi-onde.

(voir figure 2.4) et inverse le sens de polarisation d’un rayon polarisé circulairement. Si l’on fait tourner la LDO d’un angle $\Delta\alpha$ alors le plan de polarisation du rayon émergent tourne d’un angle $2\Delta\alpha$. Pour mesurer Q et U il suffit donc de faire une série de deux expositions en tournant juste la LDO de $22,5^\circ$ entre les deux poses, l’instrument restant immobile (ce qui équivaut à tourner le polariseur de 45°).

2.3.2 Les instruments utilisés au cours de cette étude

Les deux instruments utilisés pour mener à bien les observations spectropolarimétriques présentées dans ce travail sont :

- LRIS (Low Resolution Imaging Spectrograph) au foyer Cassegrain du télescope Keck II de 10 mètres de diamètre installé au sommet du Mauna Kea à Hawaii (chapters 3 et 4) ;
- FORS 1 (FOcal Reducer / low dispersion Spectrograph 1) au foyer Cassegrain du premier télescope de 8 mètres (Antu) du Very Large Telescope (VLT) construit sur le Cerro Paranal dans le désert d’Atacama au Chili (chapitre 5).

Le polarimètre de LRIS (LRISp)

LRIS est un spectro-imageur à basse résolution développé principalement à CalTech (voir Oke et al., 1995 pour une description complète). Le polarimètre de cet instrument (LRISp) a été élaboré par une équipe dirigée par M. H. Cohen (voir Cohen, 1996). Le principe de LRISp est celui d’un polariseur à dédoublement de rayon (« dual beam polarimeter ») dans lequel deux composantes de directions de polarisation orthogonales sont mesurées simultanément. La séparation est assurée par un prisme en calcite de type Glan-Taylor qui utilise une seconde réflexion totale afin que les rayons ordinaire et extraordinaire émergents soient parallèles (voir figure 2.6). Les deux pièces en Ultran ajoutées à la sortie du prisme ont été spécialement conçues pour obtenir un chemin optique identique pour les rayons ordinaire et extraordinaire afin que le déplacement en profondeur du foyer des deux rayons soit pratiquement nul (voir Goodrich et al. 1995).

2.3. MESURE DE LA POLARISATION LINÉAIRE

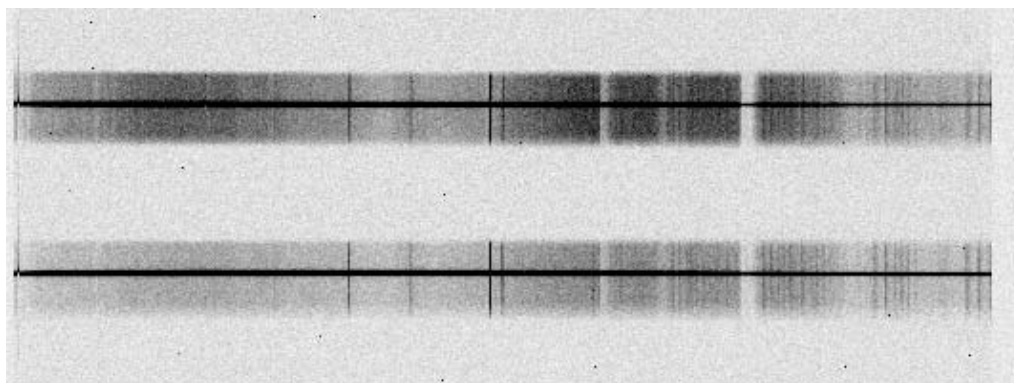


FIG. 2.5 – Exemple d'exposition spectropolarimétrique sur LRISp. Deux spectres avec des polarisations orthogonales sont obtenus sur le détecteur : en haut le rayon ordinaire, en bas le rayon extraordinaire (exposition brute de 90 s sur l'étoile standard GD 248, lame demi-onde orientée à 0° obtenue le 25 décembre 1997).

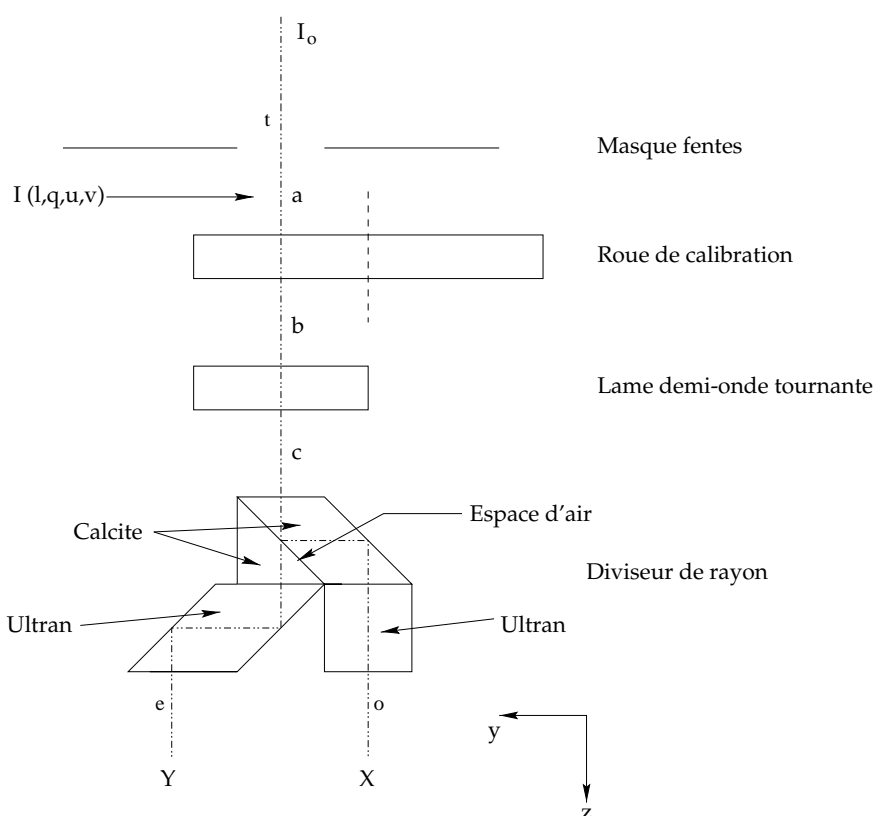


FIG. 2.6 – Schéma du polariseur de LRISp (tiré de Cohen 1996 et traduit en français)

Afin d'éviter la superposition des deux rayons, il est nécessaire de placer un masque devant le polariseur réduisant le champ d'observation à environ $25''$. En mode imagerie, deux images de polarisation orthogonale de $25'' \times 25''$ sont mesurées. En mode spectropolarimétrique on obtient deux spectres de polarisation orthogonale de dimension spatiale $25''$ (voir un exemple figure 2.5).

Un schéma des chemins optiques dans LRISp est reproduit à la figure 2.6. Le polarimètre

se trouve juste après le masque à fente. Le rayon passe successivement au travers de la roue de calibration (comportant entre autres des polariseurs pouvant être utilisés durant les calibrations, voir section 2.5.4), de la LDO tournante et du prisme qui sépare les rayons ordinaire et extraordinaire.

Le polarimètre de FORS1 (modes IMOS/PMOS)

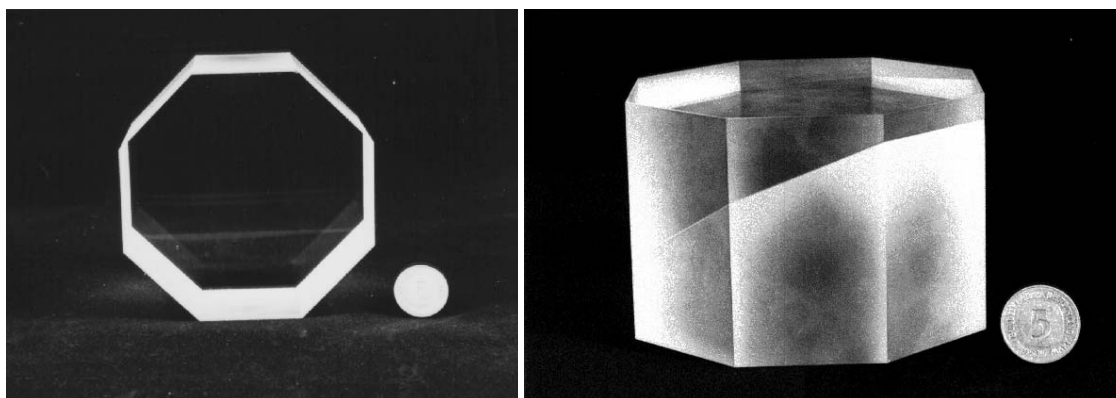
FORS1 est un spectro-imageur basse résolution construit en Allemagne sous contrat de l'ESO par un consortium regroupant les observatoires de Heidelberg, de l'université de Göttingen, et de l'université de Munich (Appenzeller et al. 1992). L'instrument a vu sa première lumière le 15 septembre 1998 et est entré en fonctionnement normal le 1^{er} avril 1999.

La conception du polarimètre de FORS1 est assez similaire à celle de LRISp (LDO + séparateur). Le séparateur, un prisme de Wollaston de plus de 10 cm de diamètre, est présenté à la figure 2.7. La LDO de cet instrument est assez remarquable. Comme il était impossible d'obtenir une LDO de taille suffisante en un seul bloc, il a été nécessaire de réaliser une mosaïque de 9 éléments (voir figure 2.7).

Le masque utilisé pour éviter la superposition des rayons ordinaire et extraordinaire est le masque à 19 fentes du mode spectroscopique multi-objets (MOS) dont les fentes impaires restent fermées pour ne laisser passer la lumière que dans 8 bandes de 22'' en mode imagerie (IPOL voir figure 2.8). La spectropolarimétrie se fait toujours en mode multi-objet (mode PMOS), les bandes impaires restent complètement fermées alors que les bandes paires forment 8 fentes déplaçables sur toute la largeur du champ. On note que l'instrument FORS2, installé au foyer Cassegrain de la deuxième unité du VLT (Kueyen) ne possède pas de polariseur.

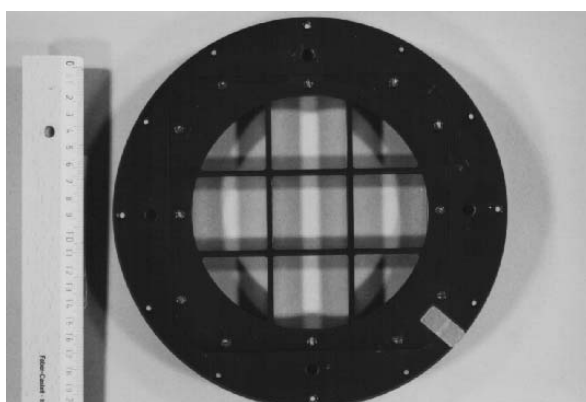
2.3.3 Méthode d'observation

Dans le cas idéal, la mesure d'un paramètre de Stokes se réduit essentiellement à la mesure de la différence entre les intensités des rayons ordinaire et extraordinaire pour une orientation donnée de la lame demi-onde (voir formules 2.13). Il est alors évident que toute différence de gain entre les canaux des rayons ordinaire et extraordinaire introduit une asymétrie qui affecte les mesures. Ces défauts inévitables malgré le soin apporté lors de la conception et la construction de l'instrument proviennent en particulier de la différence de réponse du réseau et des miroirs à divers états de polarisation. Comme on ne connaît pas a priori cette différence de gain, il est nécessaire de contourner ce problème. La méthode classique est de former chaque paramètre de Stokes à partir de *deux expositions* au lieu d'une, obtenues successivement en inversant la polarisation entre les canaux des rayons *o* et *e*. Cela se fait simplement en tournant la LDO de 45° (ce qui est équivalent à une rotation de 90° du polarimètre) entre les deux observations.



(a) prisme de Wollaston vu de face

(b) prisme de Wollaston vu de côté



(c) lame demi-onde mosaïque

FIG. 2.7 – Prisme de Wollaston et lame demi-onde du polarimètre de FORS1. Une pièce de 5 DM placée à côté du prisme donne l'échelle.

Cependant, il est possible que les conditions atmosphériques d'observation changent entre les deux expositions (parfois séparées de plusieurs dizaines de minutes) nécessaires pour former un paramètre de Stokes :

- le changement du seeing a pour effet de faire varier la quantité d'énergie reçue dans une ouverture donnée (variation de la largeur de la fonction l'étalement d'un point). Il varie typiquement sur une échelle de temps de l'ordre de quelques minutes (voir un exemple typique de variation du seeing au cours d'une nuit figure 2.9) ;
- les variations de la transmission atmosphérique et la présence de nuages de haute altitude (cirrus).

Ces effets sont multiplicatifs et affectent de manière identique les rayons ordinaire et extraordinaire au cours d'une exposition donnée.

On peut formuler le problème de la manière suivante : si on appelle G^o et G^e les gains des canaux des rayons o et e respectivement et A_α le facteur dû aux conditions atmosphériques

2.3. MESURE DE LA POLARISATION LINÉAIRE

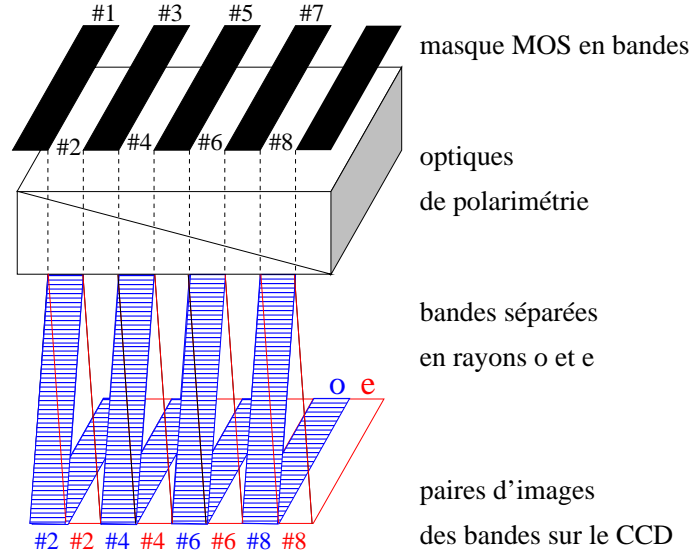


FIG. 2.8 – Schéma montrant le fonctionnement de FORS en mode IPOL. Afin que les rayons ordinaire (*o*) et extraordinaire (*e*) ne se superposent pas, la moitié du champ est masquée pour ne laisser passer la lumière que dans 8 bandes. Une paire d'images de polarisation orthogonale est obtenue sur le détecteur pour chacune des 8 bandes (figure adaptée du *Fors User Manual v2.0*).

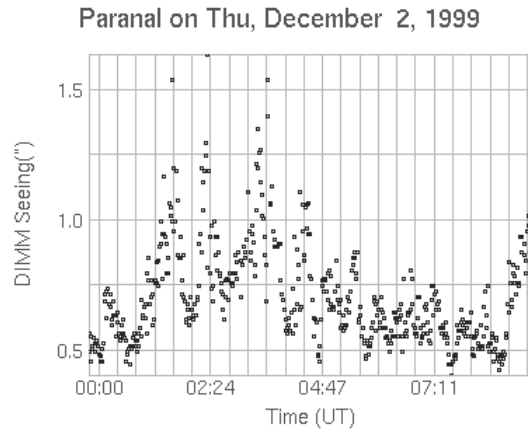


FIG. 2.9 – Variations du seeing au cours d'une nuit typique à l'observatoire de Paranal. Il est courant d'observer de très fortes variations sur des échelles de temps de l'ordre d'une heure. Par exemple, lors de la nuit du 2 décembre 1999, le seeing est passé de 0,5'' à plus de 1'' entre 0h30 et 1h30 UT.

lors de l'observation faite avec la LDO orientée suivant l'angle α , on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 \text{exposition 1 : } & \begin{cases} I_0^o = \frac{1}{2}(I + Q) \times G^o \times A_0 \\ I_0^e = \frac{1}{2}(I - Q) \times G^e \times A_0 \end{cases} \\
 \text{exposition 2 : } & \begin{cases} I_{45}^o = \frac{1}{2}(I - Q) \times G^o \times A_{45} \\ I_{45}^e = \frac{1}{2}(I + Q) \times G^e \times A_{45} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

en appelant I_α^o l'intensité mesurée dans le rayon ordinaire quand la LDO est orientée suivant α (attention ici l'indice renvoie à l'angle de la LDO puisque c'est l'usage courant, cette notation est différente de celle employée dans la section 2.3). Toutes les fonctions

(I , Q , G et A) sont des fonctions de la longueur d'onde, les équations précédentes sont donc valables pour un intervalle de longueur d'onde donné.

Pour obtenir les paramètres de Stokes, on divise d'abord l'un par l'autre les rayons o et e de chaque exposition afin d'éliminer le facteur dû aux conditions atmosphériques A_α . On divise ensuite ces rapports entre eux pour éliminer le facteur de gain G et on obtient Q de la façon suivante :

$$Q = \frac{R - 1}{R + 1} \text{ avec } R^2 = \frac{I_0^o/I_0^e}{I_{45}^o/I_{45}^e} \quad (2.15)$$

U est formé de manière similaire en orientant la LDO successivement à $22,5^\circ$ et $67,5^\circ$. Il faut donc au total quatre expositions pour mesurer à la fois Q et U .

Est-il réellement nécessaire de procéder de cette manière ? La figure 2.10 illustre l'ampleur du problème. En utilisant les observations de l'étoile standard polarimétrique HD 251204 acquises pour quatre positions successives de la LDO (0° , 45° , $22,5^\circ$, $67,5^\circ$, 20 secondes de pose par position) sur FORS 1 au VLT le 1^{er} décembre 1999, j'ai comparé les résultats pour q (respectivement u) calculés en n'utilisant qu'une seule des deux expositions, LDO à 0° ou 45° (respectivement $22,5^\circ$ ou $67,5^\circ$) avec ceux obtenus les combinant suivant la formule 2.15. La différence est très importante : les mesures de la polarisation effectuées sans se préoccuper de la différence de gain entre les canaux des rayons ordinaire et extraordinaire sont complètement dominées par les effets instrumentaux.

On peut visualiser cet effet de manière différente. Le rapport G entre les gains des deux canaux peut être calculé en combinant les rayons comme suit :

$$G = \frac{G_o}{G_e} = \sqrt{\frac{I_0^o}{I_0^e} \times \frac{I_{45}^o}{I_{45}^e}}$$

Le rapport de gain en fonction de la longueur d'onde obtenu pour les observations de HD 251204 présentées plus haut est montré sur la figure 2.11. Une courbe similaire obtenue avec LRISp au Keck est présentée dans Cohen et al. (1997, figure 5c).

Il est aussi possible surveiller les variations de conditions atmosphériques en formant le rapport Ω des coefficients de transmission obtenues pour calculer q :

$$\Omega = \frac{A_0}{A_{45}} = \sqrt{\frac{I_0^o \times I_0^e}{I_{45}^o \times I_{45}^e}}$$

Le même rapport peut être formé pour les observations servant à obtenir u . La figure 2.12 montre les résultats obtenus lors des observations de HD 251204. Les conditions d'observation sont bonnes puisque le rapport des transmissions est proche de 1 et sans dépendance notable en longueur d'onde dans les deux cas (voir un exemple de telles courbes obtenues lors d'observations faite au travers de cirrus dans Cohen et al. 1997 figure 5b).

En imagerie, il est parfois possible de calibrer ces différents effets (et donc de simplifier l'acquisition des données) si l'on possède suffisamment d'étoiles non polarisées dans le

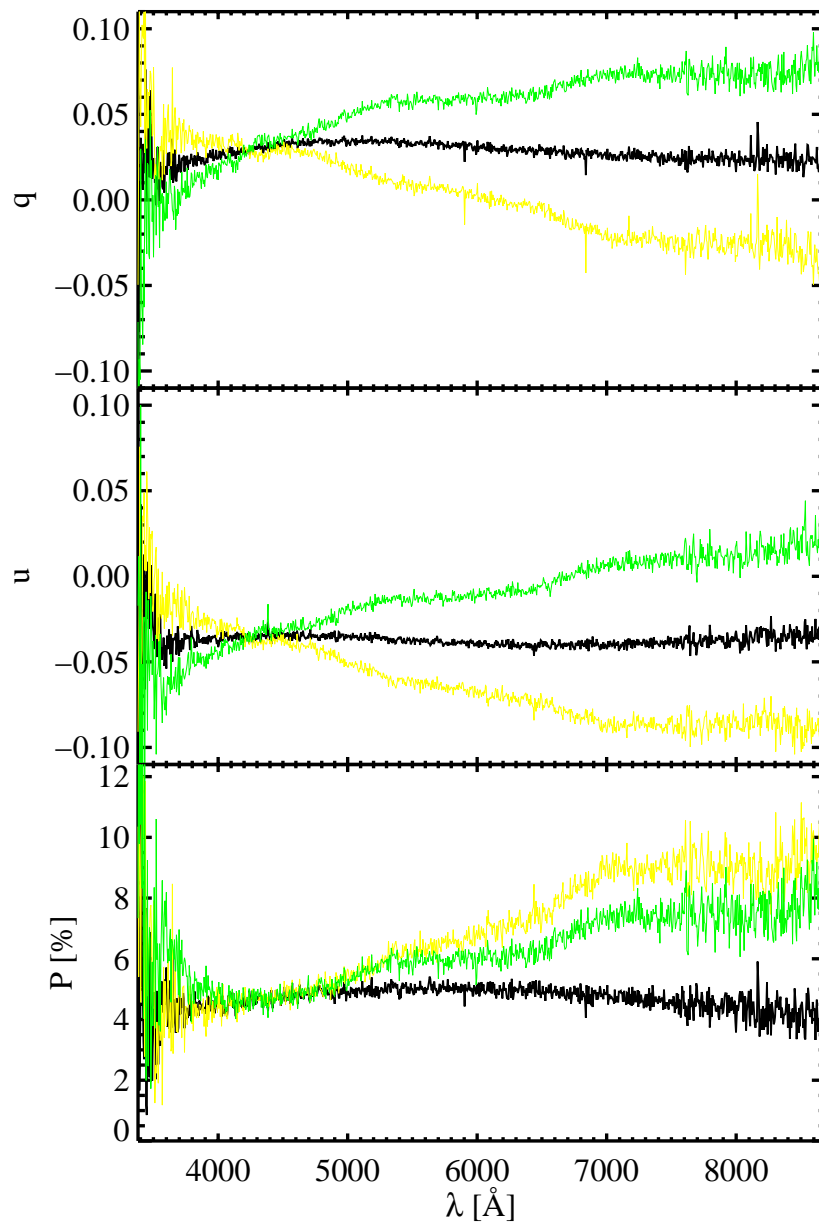


FIG. 2.10 – Calcul de q , u et p par trois méthodes différentes illustrant les effets importants de la différence de gain entre les canaux des rayons ordinaire et extraordinaire. *Vert* : en n'utilisant que les observations obtenues pour la LDO orientée à 0° (pour q) et $22^\circ,5$ (pour u). *Jaune* : idem pour la LDO orientée à 45° et $67^\circ,5$. Les courbes sont quasiment symétriques aux précédentes car la polarisation des deux canaux est inversée. *Noir* : en combinant les quatre observations suivant la méthode 2.14. Les trois méthodes donnent des résultats très différents. Seule la dernière donne des résultats satisfaisants ; on reconnaît la forme caractéristique de $p(\lambda)$ dû à la polarisation interstellaire (courbe de Serkowski).

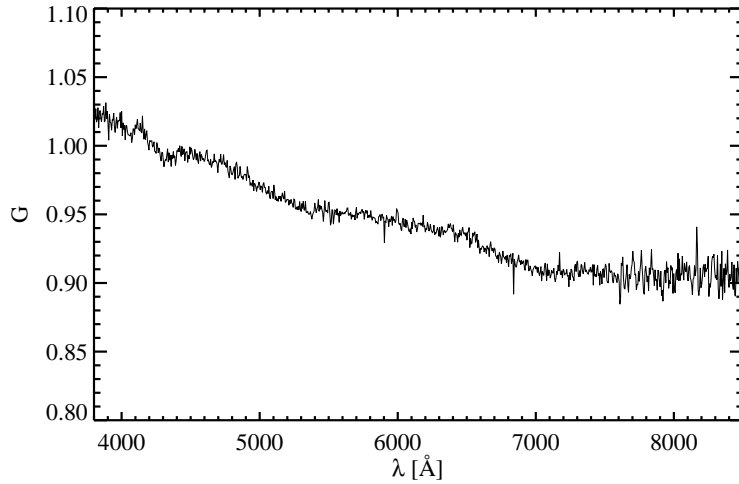


FIG. 2.11 – Rapport G entre le gain des canaux des rayons ordinaire et extraordinaire obtenu sur FORS1 au VLT (mêmes observations que la figure précédente). Noter les similitudes avec les courbes de q et u présentées sur la figure 2.10.

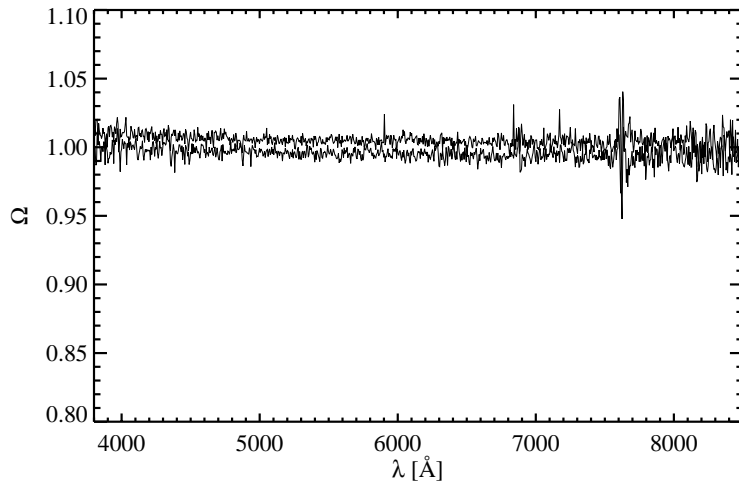


FIG. 2.12 – Rapport des coefficients de transmission des expositions permettant de former q (courbe du bas) et u (courbe du haut) obtenus lors des observations de HD 251204 (voir figure 2.10). Les conditions étaient relativement bonnes puisque la transmission n'a que très légèrement varié. Aucune dépendance en longueur d'onde n'est observée lors de ces observations.

champ (voir par exemple di Serego Alighieri, Cimatti & Fosbury 1993). En spectropolarimétrie, le nombre de sources autres que l'objectif principal des observations dans la fente est en général faible rendant les possibilités de calibration limitées. La méthode présentée ici permet d'obtenir des mesures de polarisation auto-calibrées, très peu sensibles aux effets de différence de gain entre canaux ou de variations des conditions d'observation.

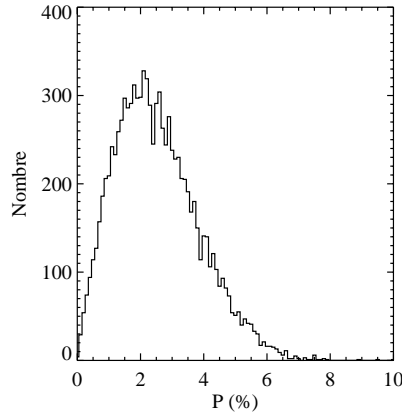


FIG. 2.13 – Exemple de distribution du degré de polarisation mesuré pour 10000 observations d’un objet non polarisé. La distribution des P_i n’est pas centrée sur 0.

2.4 Mesure de la polarisation en présence de bruit

2.4.1 Position du problème

Alors que les intensités mesurées (I_0^o , I_{45}^e , etc.) suivent une statistique poissonnienne, les paramètres de Stokes, le degré de polarisation et l’angle de polarisation qui sont, eux, issus de combinaisons de ces intensités, ont des distributions significativement plus compliquées qui peuvent même être biaisées dans certaines situations (c’est à dire qui ne sont pas centrées sur leur vraie valeur). L’étude du comportement statistique du degré de polarisation observé P et de l’angle de polarisation θ mais aussi des paramètres de Stokes Q et U en présence de bruit est donc primordial lors de l’analyse et de l’interprétation de données polarimétriques.

Deux problèmes se posent principalement : l’estimation des biais éventuels et le calcul des intervalles de confiance. Ces problèmes ont été étudiés analytiquement en détail par plusieurs auteurs. Une revue très complète du sujet est donnée par Clarke et Stewart (1986).

2.4.2 Formulation analytique

P : un estimateur biaisé

Le degré de polarisation P (formule 2.9) est une quantité définie positive. Par conséquent, le bruit associé à la mesure des paramètres de Stokes se traduit toujours par une augmentation de P par rapport à sa vraie valeur P_0 . En d’autres termes, P est un estimateur biaisé de P_0 .

On peut, pour illustrer ce phénomène, supposer que l’on obtient N_{obs} mesures des paramètres de Stokes normalisés q et u pour un objet non polarisé ($q = u = 0$). La valeur moyenne du degré de polarisation mesuré pour l’observation $P_i = \sqrt{q_i^2 + u_i^2}$ n’est pas nulle (voir figure 2.13).

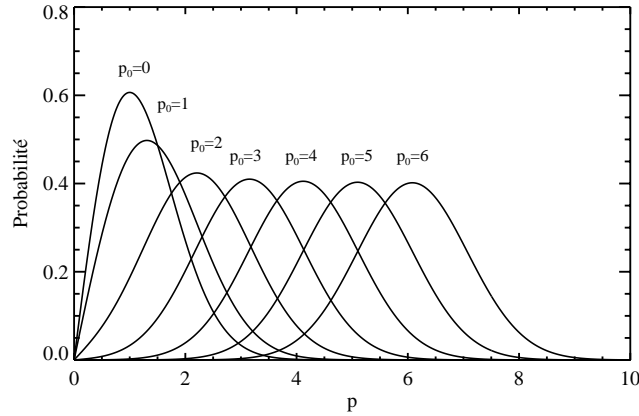


FIG. 2.14 – Distribution de Rice pour différentes valeurs p_0 .

Plus généralement, Serkowski (1958) montre que si l'on suppose que q et u suivent des distributions normales indépendantes de variance identique σ^2 autour de leurs vraies valeurs q_0 et u_0 , alors la fonction de distribution de $p = P/\sigma$ (c'est-à-dire la probabilité d'obtenir la mesure p pour une vraie valeur p_0 du degré de polarisation) est une fonction de Rice donnée par :

$$F(p, p_0) = p \exp\left(\frac{-(p^2 - p_0^2)}{2}\right) J_0(ip p_0) \quad (2.16)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0 et $p_0 = P_0/\sigma$. On remarque que p_0 représente le rapport signal sur bruit sur la mesure du degré de polarisation. La figure 2.14 montre cette distribution pour des valeurs de p_0 variant entre 0 et 6. La distribution de Rice tend vers une distribution gaussienne lorsque p_0 devient grand (c'est-à-dire à haut signal sur bruit). Deux questions se posent alors en pratique : pour une observation donnée de P , comment estimer le mieux possible la vraie valeur du degré de polarisation P_0 (c'est-à-dire, estimer le biais) ? Et surtout, comment établir des barres d'erreurs sur la valeur estimée ?

Meilleur estimateur de P

Plusieurs solutions ont été proposées pour corriger le degré de polarisation observé de ce biais. Une étude détaillée de différents estimateurs possibles a été menée par Simmons et Stewart (1985, noté dans la suite SS85). Ils comparent :

- p_S : l'estimateur moyen p_S défini comme la valeur de p_0 telle que la valeur observée p soit égale à la moyenne de la distribution $F(p, p_0)$. Défini par Serkowski (1958), c'est l'estimateur le plus utilisé en astronomie optique ;
- p_W : introduit par Wardle et Kromberg (1974), il est défini comme la valeur de p_0 pour laquelle la polarisation observée p est un maximum de la distribution $F(p, p_0)$;
- p_{ML} : l'estimateur de maximum de vraisemblance, valeur de p_0 qui maximise $F(p, p_0)$ pour une valeur observée p (c'est-à-dire, p_0 tel que $\frac{\partial F}{\partial p_0}(p, p_0) = 0$) ;

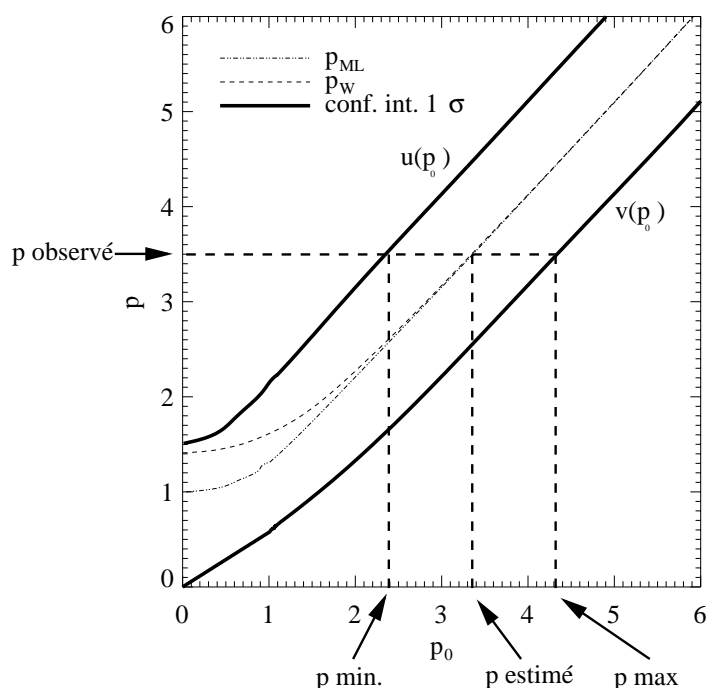


FIG. 2.15 – Courbes des estimateurs du degré de polarisation p_{ML} et p_W (respectivement en pointillés et en tirets) et des bornes de l'intervalle de confiance à 1σ (traits pleins épais). La droite $p = p_0$ est tracée comme référence (trait plein fin). Ces courbes ont été obtenues à partir d'ajustements polynômiaux publiés par Stewart (1991).

- p_M : l'estimateur médian, valeur de p_0 pour laquelle la valeur observée de p est égale à la médiane de la distribution $F(p, p_0)$.

SS85 montrent en particulier que :

- pour un rapport signal sur bruit supérieur à 4 ($p > 4$) tous ces estimateurs fournissent pratiquement la même valeur $p_0 \sim \sqrt{p^2 - 1}$. Pour $p_0/\sigma \leq 0.7$, l'estimateur de maximum de vraisemblance p_{ML} est le meilleur, alors que pour $p_0/\sigma \geq 0.7$, c'est l'estimateur de Wardle et Kromberg p_W . Ces deux estimateurs sont représentés à la figure 2.15. Pour $p/\sigma > 4$ les courbes (pointillés et tirets) des deux estimateurs sont indiscernables. Les deux courbes tendent vers $p = p_0$ lorsque p tend vers l'infini (signal sur bruit infini). Cependant, il est important de noter que tous ces estimateurs sont biaisés (soit positivement, soit négativement) et qu'aucune procédure de débiaisage n'est par conséquent parfaite.
- pour chacun de ces estimateurs il existe une limite pour p en dessous de laquelle l'estimation de p_0 vaut zéro. Cette limite, différente pour chaque estimateur, est proche de 1. Elle est donnée par l'intersection de la courbe de l'estimateur avec l'axe des ordonnées ($p_0 = 0$, voir figure 2.15).

Distribution de l'angle de polarisation θ

Naguizadeh-Khouei et Clarke (1993) montrent que si l'on suppose que q et u suivent des distributions normales indépendantes de variance identique σ^2 autour de leur vraies valeurs q_0 et u_0 , alors la fonction de distribution de l'angle de polarisation θ est donnée par :

$$G(\theta, \theta_0, p_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} + \eta_0 e^{\eta_0^2} (1 + \operatorname{erf}(\eta_0)) \right] e^{-\left(\frac{p_0^2}{2}\right)}$$

où θ_0 est la vraie valeur de l'angle de polarisation, $\eta_0 = \frac{P_0}{\sqrt{2}} \cos 2(\theta - \theta_0)$, $p_0 = P_0/\sigma$ et erf est la fonction d'erreur gaussienne. Cette distribution dépend non seulement de θ_0 mais aussi de p_0 . Pour $p_0 > 6$, $G(\theta, \theta_0, p_0)$ devient très proche d'une distribution gaussienne.

Intervalles de confiance

La détermination du degré de polarisation, même obtenu avec une méthode de débiaisage sophistiquée, n'a que peu d'intérêt si elle n'est pas accompagnée d'une estimation de l'intervalle de confiance qui lui est associé. La construction classique d'intervalles de confiance est décrite dans la plupart des ouvrages de statistique (voir par exemple Cowan, 1998, p. 118-123). Connaissant la fonction de distribution de p pour p_0 , $F(p, p_0)$, on construit un intervalle de confiance au niveau γ en cherchant les fonctions $u(p_0)$ et $v(p_0)$ telles que :

$$\forall p_0 \quad \Pr\{u(p_0) < p \leq v(p_0)\} = \gamma$$

soit en intégrant $F(p, p_0)$:

$$\int_{-\infty}^{u(p_0)} F(p, p_0) dp = \gamma_1$$

$$\int_{v(p_0)}^{+\infty} F(p, p_0) dp = \gamma_2$$

avec

$$1 - \gamma = \gamma_1 + \gamma_2$$

L'intervalle ainsi défini n'est pas unique. Il faut donc ajouter une condition supplémentaire. Si l'on impose $\gamma_1 = \gamma_2$, on obtient l'intervalle dit bilatéral symétrique (utilisé dans la section suivante). L'intervalle le plus souvent utilisé dans les publications de polarimétrie récentes est l'intervalle minimal (c'est-à-dire le plus petit possible) calculé par SS85. Les fonctions $u(p_0)$ et $v(p_0)$ qu'ils obtiennent pour un niveau de confiance de 63.8% sont tracées sur la figure 2.15 (voir aussi Stewart 1991). SS85 modifient la fonction $v(p_0)$ par rapport à la définition usuelle de l'intervalle de confiance afin d'éviter le cas d'intervalles de mesure nulle. Leyshon (1998) note toutefois que cette modification n'est pas justifiée car il est parfaitement raisonnable de trouver une probabilité finie que le degré de polarisation soit nul. L'inversion des fonctions $u(p_0)$ et $v(p_0)$ (possible car ces fonctions sont monotones) permet d'obtenir pour toute valeur p observée l'intervalle de confiance

$[p_{min}(p), p_{max}(p)]$ (voir la construction graphique sur la figure 2.15). Les intervalles ainsi construits sont en général asymétriques. La fonction de distribution p tendant vers une distribution normale de moyenne $\sqrt{p_0^2 + 1}$ et de variance égale à 1 lorsque p_0 est grand ($p_0 > 6$), les intervalles deviennent alors symétriques.

En ce qui concerne l'angle de polarisation θ , lorsque la distribution est quasiment gaussienne ($p_0 > 6$), la formule de Serkowski (1958) est applicable :

$$\sigma_\theta = 28^\circ 65 \frac{1}{p}$$

Serkowski (1958) calcule aussi l'erreur lorsque $p_0 = 0$ en supposant que la distribution de θ est uniforme :

$$\sigma_\theta = \frac{\pi}{\sqrt{12}} \text{rad} = 51^\circ 96$$

Plus généralement Naghizadeh-Khouei & Clarke (1993) construisent des intervalles de confiance à 1σ , 2σ et 3σ pour l'angle de polarisation θ de manière analytique ainsi qu'à l'aide de simulations Monte-Carlo.

Comportement de Q et U

Lors de la dérivation des fonctions $F(p, p_0)$ et $G(\theta, \theta_0, p_0)$ il est supposé que les paramètres de Stokes normalisés q et u ont une distribution normale. Cependant, Clarke et al. (1983) montrent que ce n'est pas toujours le cas, en particulier à bas signal sur bruit. En général, les fonctions de distribution de q et u sont plus piquées et possèdent des ailes beaucoup plus larges qu'une distribution normale. Clarke et al. (1983) montrent aussi que dans certaines conditions ces distributions peuvent être biaisées. En supposant que les intensités ont des distributions poissonniennes (et non gaussiennes), Maronna et Feinstein (1992) dérivent un estimateur optimal non biaisé pour les paramètres de Stokes. Toutefois, leur calcul ne couvre que les cas théoriques ou (i) le fond du ciel n'est pas polarisé (paramètre ϕ dans leur théorème 8) ce qui n'est pas le cas la plupart du temps et (ii) le signal du fond du ciel est d'intensité inférieure à celle de l'objet (ce qui est loin d'être le cas dans le cas des observations présentées ici).

2.4.3 Construction d'un modèle stochastique

Justification de l'approche numérique

Alors que les développements analytiques décrits dans la section précédente permettent de comprendre les principales caractéristiques du comportement des différents paramètres (q, u, P, θ), ils ne sont pas toujours applicables directement au cas d'observations réelles. En particulier, l'étape de la soustraction du fond du ciel – essentielle dans le cas de l'observation d'objets faibles comme ceux étudiés dans les chapitres suivants – n'est pas traitée analytiquement de manière satisfaisante. Les raisons à cela sont d'une part le fait que la plupart des études analytiques ont été développées pour le cas de la polarimétrie

stellaire³ et d'autre part une complexification rapide des expressions analytiques rendant leur manipulation assez difficile. Par ailleurs, dans le cadre des observations spectropolarimétriques obtenues suivant la technique décrite dans la section 2.3.3, la méthode de combinaison des intensités (les I_{α}^o et I_{α}^e) est plus compliqué que celle en général adoptée lors de la dérivation des formules analytiques des distributions de Q , U (et donc de P et θ) vue précédemment.

Il donc utile en pratique de construire un modèle stochastique permettant de reproduire la propagation des erreurs pour chaque étape du processus d'observation réellement suivi. Cette méthode a l'avantage de prendre automatiquement en compte les corrélations partielles dans le calcul des intervalles de confiance. Il est évident que le but poursuivi ici n'est donc pas celui de la généralité. L'intérêt principal est de comprendre l'influence des différentes étapes du processus de réduction sur les résultats et d'estimer de la manière la plus juste possible les erreurs effectivement commises sur les mesures. Il faut noter qu'une méthode similaire de propagation des erreurs est décrite dans Fosbury, Cimatti & di Serego Alighieri (1993) pour une stratégie d'observation sensiblement différente.

Méthode

Le principe est de propager le bruit de photons par une méthode Monte-Carlo afin d'obtenir les distributions des paramètres de Stokes normalisés q et u ainsi que de P et θ . Cette méthode peut être utilisée soit lors de la réduction de données (section 2.5), soit pour simuler des observations (section 2.6). Dans le premiers cas, le calcul est basé sur les taux de comptage observés dans les ouvertures où se trouve l'objet étudié et celles utilisées pour estimer le fond du ciel. Dans le second cas, les paramètres sont calculés à partir des magnitudes de l'objet et du ciel.

Pour un spectre ou une image donnée, appelons O_o l'ouverture contenant l'objet et O_c l'ouverture sur laquelle le fond du ciel, D_o et D_c les tailles en pixel et C_o et C_c le nombre total de coups enregistrés (ou simulés) dans O_o et O_c respectivement.

On considère qu'une observation est une succession de 4 expositions (une pour chaque position α de la LDO) donnant chacune deux spectres, ou images (o et e). En supposant que les taux de comptage dans chaque ouverture ont une fonction de distribution poissonnienne, on réalise un tirage de N_{obs} observations. On obtient alors $N_{obs} \times 8$ couples $(C_{\alpha,o}^i, C_{\alpha,c}^i)$. Il est possible d'ajouter à ce stade le bruit gaussien (indépendant) dû à la lecture du détecteur. On extrait alors le taux de comptage de l'objet pour chaque couple :

$$C_{\alpha,obj}^i = C_{\alpha,o}^i - \frac{D_o}{D_c} C_{\alpha,c}^i$$

³Le titre de l'article de revue Clarke et Stewart (1986) « *Statistical methods of stellar polarimetry* » est d'ailleurs explicite à ce sujet.

Pour chaque observation i , on peut alors former les paramètres de Stokes q_i et u_i puis le degré de polarisation P_i et l'angle de polarisation θ_i .

On obtient ainsi une estimation des fonctions de distribution de q , u , P et θ qui permet en particulier de calculer les intervalles de confiance (j'ai en général utilisé l'intervalle de confiance symétrique bilatéral tel qu'il est défini dans la section précédente).

2.4.4 Conclusions et conséquences pratiques

Il est clair que l'interprétation de données polarimétriques sans l'outil statistique approprié peut mener à des résultats complètement erronés. Le danger le plus grave est certainement une surestimation de la polarisation des objets observés mais d'autres problèmes plus subtils liés à l'estimation d'intervalles de confiance raisonnables nécessitent une vigilance particulière lors de la réduction de données polarimétriques. L'utilisation pratique du modèle stochastique ainsi que la comparaison aux résultats analytiques, dans le cas spécifique des observations spectropolarimétriques étudiées dans cette thèse, sont décrites dans la section suivante.

2.5 Réduction des données spectropolarimétriques

Dans cette section je décris les différentes étapes entre l'acquisition des données brutes au télescope et l'obtention des données polarimétriques scientifiquement interprétables c'est à dire, les mesures de P et θ correctement calibrées accompagnées d'intervalles de confiance. Je restreins ici la discussion au cas spécifique d'observations spectropolarimétriques. Plusieurs des étapes sont cependant aussi valables dans le cas de données en imagerie. Les principales étapes « classiques » de la réduction de données spectroscopiques sont brièvement décrites en insistant sur les points qui nécessitent une attention particulière en polarimétrie. Ensuite le calcul du degré de polarisation, la détermination des intervalles de confiance et les différentes calibrations sont détaillés .

2.5.1 Etapes classiques de la réduction

Suivant la stratégie d'observation décrite dans la section 2.3.3 quatre ensembles de deux spectres – un pour chaque orientation de la lame demi-onde (voir l'exemple figure 2.5) – sont obtenus, soit au total huit spectres.

On applique d'abord à chacun des spectres bidimensionnels (c'est-à-dire comportant une dimension spatiale le long de la fente et une dimension spectrale dans la direction de dispersion) les procédures classiques de réduction de données spectroscopiques. Les différentes étapes décrites en détail dans Massey, Valdes et Barnes (1992) sont :

1. la soustraction du biais⁴ ;
2. la division par la plage de lumière uniforme (« flatfield⁵ ») préalablement normalisée. Cela permet de corriger des variations de gain d'un pixel à un autre sur le détecteur. Si les spectres obtenus tombaient exactement au même endroit sur le détecteur (c'est-à-dire, si un pixel donné correspondait exactement à la même longueur d'onde et à la même position spatiale du spectre de l'objet observé) au cours des deux expositions nécessaires pour calculer chaque paramètre de Stokes, cette étape serait inutile puisque la procédure d'observation employée permet de s'affranchir des différences de gain. Ce n'est toutefois en général pas le cas à cause, par exemple, des défauts de suivi du télescope et des variations des flexions de l'instrument au cours de longues poses. Il est très important de normaliser à l'unité le flatfield par lequel on divise chaque spectre afin de conserver le nombre de coups réellement observés, indispensable pour un calcul correct du rapport signal sur bruit et donc du degré de polarisation ;
3. la calibration en longueur d'onde à l'aide de spectres de lampes à mercure, krypton, néon ou argon. Cette étape est en général accompagnée d'une correction des distorsions géométriques du champ ;
4. la correction des frappes des rayons cosmiques sur le détecteur (voir aussi section 2.5.3) ;
5. l'estimation du fond du ciel pour chaque élément de résolution sur des ouvertures ne contenant pas l'objet. On obtient ainsi un spectre du fond du ciel pour chaque rayon (ordinaire et extraordinaire) de chaque exposition ;
6. la soustraction du spectre du fond du ciel pour chaque spectre bidimensionnel ;
7. l'extraction d'un spectre unidimensionnel (dimension spectrale uniquement) suivant une ouverture donnée. L'ouverture choisie doit bien entendu être identique pour chaque spectre. La trace du spectre sur le détecteur n'étant en général pas complètement rectiligne, il est nécessaire de « suivre » le spectre le long du détecteur. Cette étape est particulièrement délicate dans le cas de sources dont le spectre continu est faible.

Les trois dernières étapes sont en général effectuées simultanément. Il est important d'insister sur le fait qu'étant donné que les mesures polarimétriques sont des mesures différentielles, il faut apporter un soin particulier lors des différentes opérations de la réduction afin que tous les spectres soient traités de la façon la plus homogène possible, même si la stratégie d'observation employée est relativement robuste.

⁴Même si un détecteur CCD n'est pas exposé, le taux de comptage enregistré n'est jamais nul. Cela cause un décalage du zéro d'intensité réel qu'il faut corriger.

⁵Signifie en français littéralement champ plat. Chaque pixel du détecteur a une réponse sensiblement différente des autres pixels. L'éclairage uniforme du détecteur lors des calibrations permet d'obtenir une carte de la réponse différentielle de chaque pixel. On divise chaque exposition par cette carte pour uniformiser (« aplanir ») le champ.

Comme les spectres vont par la suite être combinés pour former les différents paramètres de Stokes, il est très important que leur calibration *relative* en longueur d'onde soit la plus précise possible. Chaque élément de résolution de chaque spectre doit couvrir le même intervalle de longueur d'onde. Cet alignement se fait en général à l'aide de raies d'émission atmosphériques intenses comme celles de OI à 5577,338 Å et 6300,304 Å. Pour obtenir le spectre du flux total (c'est-à-dire le paramètre de Stokes I en fonction de la longueur d'onde, soit $I(\lambda)$) il faut d'abord corriger de la fonction de réponse spectrale de l'instrument et calibrer en flux de façon absolue chaque spectre extrait, les rayons ordinaire et extraordinaire étant traités séparément, à l'aide du spectre d'une ou plusieurs étoiles standard spectro-photométriques. La moyenne des huit spectres calibrés donne alors $I(\lambda)$.

2.5.2 Obtention des mesures de polarisation

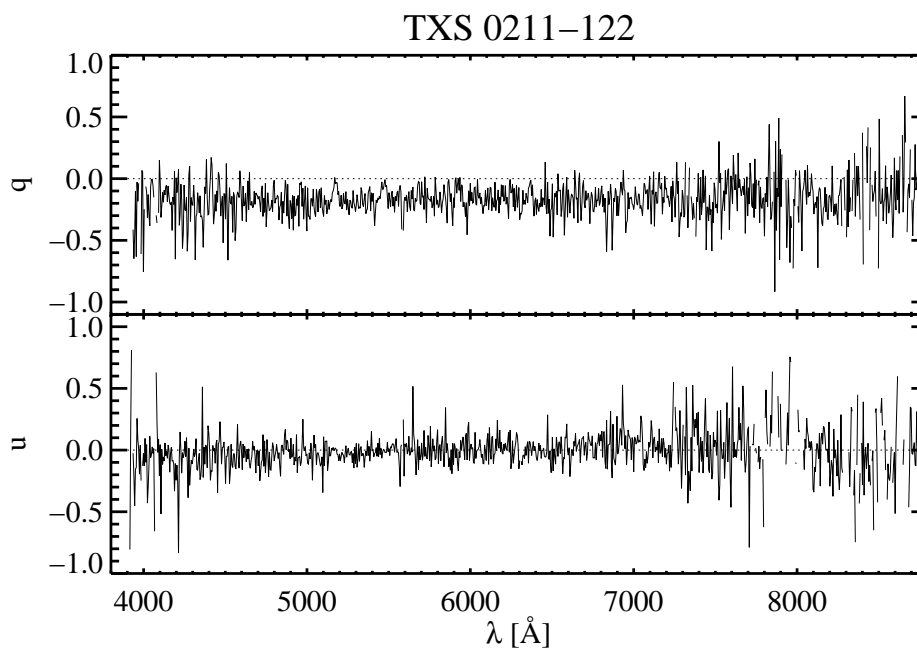
A partir des huit spectres extraits et soigneusement alignés en longueur d'onde on peut obtenir les paramètres de Stokes en fonction de la longueur d'onde – $q(\lambda)$ et $u(\lambda)$ – suivant la formule 2.15. Cette combinaison se fait en général à partir des spectres non corrigés de la réponse instrumentale puisque la fonction de réponse (ou gain, notée G dans l'équation 2.14) est éliminée dans les calculs.

Dans un premier temps, il est utile d'observer le comportement des paramètres de Stokes obtenus $q(\lambda)$ et $u(\lambda)$. A moins que l'on analyse des données à très bas signal sur bruit dans une situation où les paramètres de Stokes risquent d'être biaisés, l'inspection de $q(\lambda)$ et $u(\lambda)$ permet d'estimer le degré de polarisation de l'objet. Plusieurs situations rencontrées au cours de la réduction des données étudiées au chapitre 4 sont présentées et commentées à la figure 2.16.

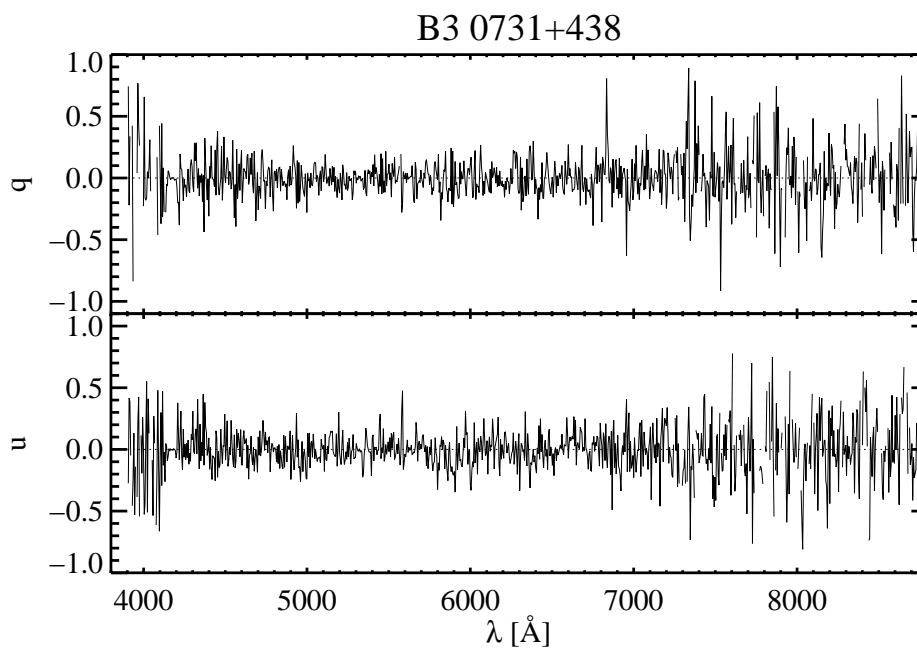
L'étape suivante est le calcul du degré et de l'angle de polarisation en fonction de la longueur d'onde, $P(\lambda)$ et $\theta(\lambda)$. Il est important à ce stade de mettre en œuvre les connaissances sur le comportement statistique des différents paramètres. D'après les développements présentés dans la section 2.4, il est clair que le choix de la méthode à suivre dépend essentiellement de la qualité des mesures obtenues.

Comme la distribution de θ n'est en général pas biaisée, on peut calculer l'angle de polarisation en utilisant simplement la définition 2.10 (les calibrations à appliquer sont décrites dans la section 2.5.4).

La situation est par contre plus délicate pour le calcul du degré de polarisation. Il est indispensable d'estimer en premier lieu le rapport signal sur bruit. Cela peut être fait soit de manière analytique, soit en propageant les erreurs en utilisant un modèle stochastique comme celui décrit dans la section 2.4.3. C'est cette deuxième méthode qui a été adoptée au cours de ce travail car elle permet de prendre aisément en compte les effets de la soustraction du ciel (en particulier dans le cas général où celui-ci est polarisé), et du bruit

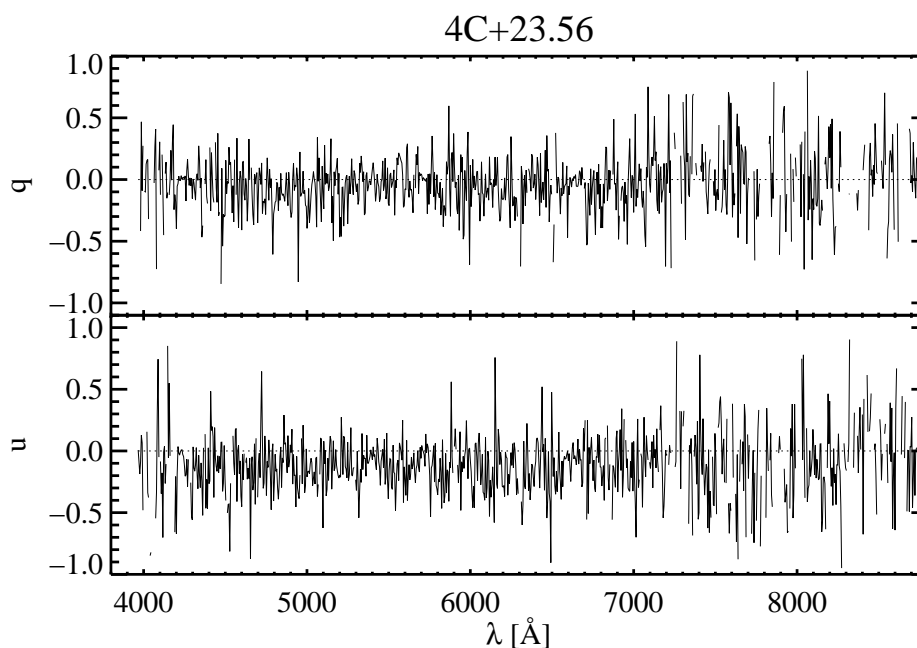


(a) 0211-122 : q est significativement différent de zéro (environ -0,2) alors que u pratiquement nul. Le degré de polarisation est donc environ de 20% et θ est proche de 90° par rapport l'orientation de référence de la LDO.



(b) 0731+438 : q et u sont proches de zéro. Le degré de polarisation est faible.

FIG. 2.16 – Paramètres de Stokes en fonction de la longueur d'onde $q(\lambda)$ et $u(\lambda)$ pour trois sources tirées de l'échantillon de radiogalaxies étudié dans le chapitre 4 illustrant différentes situations.



(c) 4C+23.56 : q et u sont tous deux entre -0,1 et -0,2. L'objet est clairement polarisé à plus de 10%. u est plus grand que q (en valeur absolue) donc l'angle de polarisation est proche de 135° .

FIG. 2.16 – (suite)

lié au détecteur (essentiellement le bruit de lecture pour des observations dans le domaine optique). Deux cas se présentent alors :

- si le rapport signal à bruit par élément de résolution spectrale est « grand » (typiquement supérieur à 5), le biais sur les mesures est petit, les différents estimateurs donnent des résultats satisfaisants. Les distributions des différents paramètres sont quasiment normales et les intervalles de confiance sont symétriques ;
- lorsque le rapport signal sur bruit est petit (inférieur à 1) – c'est le cas pour les observations présentées dans les chapitres 4 et 5 – aucun résultat n'est réellement exploitable directement. La solution adoptée dans ce cas est la dégradation de la résolution spectrale en sommant plusieurs éléments de résolution pour améliorer la qualité de la mesure des paramètres de Stokes⁶ et atteindre ainsi un régime où l'estimation du degré de polarisation est moins biaisée. Le choix du nombre d'éléments de résolution à sommer dépend du rapport signal sur bruit souhaité et de la résolution spectrale nécessaires pour l'analyse scientifique des données. L'interprétation de mesures dont le rapport signal sur bruit inférieur à 4 par intervalle de mesure est cependant risquée.

Afin d'illustrer ce qu'il se produit à bas signal sur bruit, les mesures de $P(\lambda)$ obtenues en

⁶Dans le cas de données en imagerie on peut, dans une certaine mesure, dégrader la résolution spatiale.

sommant 2, 32 et 128 éléments de résolution pour deux objets aux propriétés de polarisation extrêmes tirés de l'échantillon de radiogalaxies étudié dans le chapitre 4 sont présentées sur la figure 2.17. Les observations de B3 0731+438 et de TXS 0211–122 ont été obtenues avec LRISp sur le télescope Keck II pendant plus de six heures d'intégration. La qualité des données obtenues pour ces deux objets faibles dont la magnitude en bande R proche de 23 est comparable. Par contre, comme on a déjà pu le constater par l'inspection de $q(\lambda)$ et de $u(\lambda)$ présentés dans les figures 2.16 (a) et (b), TXS 0211–122 est fortement polarisé alors que B3 0731+438 ne l'est que très peu. Dans le cas de B3 0731+438 la polarisation mesurée en ne sommant que deux éléments de résolution varie entre 10% et 30% le long du spectre. En augmentant progressivement le rapport signal sur bruit la polarisation mesurée diminue jusqu'à être inférieure à 2% : les courbes pour 2, 32 128 éléments sommés se placent successivement l'une en dessous de l'autre. Dans le cas d'un objet hautement polarisé tel TXS 0211–122, le biais n'est pas nul mais il est beaucoup moins grand.

Il est important d'insister sur le fait que, comme les paramètres de Stokes ne suivent pas une statistique gaussienne et peuvent être biaisés à bas signal sur bruit, on ne doit pas moyenner ces quantités. Il faut au contraire effectuer la dégradation de la résolution sur les intensités mesurées *avant* de les combiner pour former q et u . Il est évident que moyenner directement $P(\lambda)$ est absolument proscrit.

L'utilisation d'un simulateur d'observations comme celui décrit dans la section 2.6 peut permettre d'optimiser la taille des intervalles de longueurs d'onde à utiliser. Un exemple de simulation de l'évolution des distributions de q , u , P et θ en fonction du nombre d'intervalles de résolution moyennés est présentée dans la figure 2.18. L'effet illustré est le même que dans la figure 2.17. La source simulée à une magnitude $R=22,6$ et un degré de polarisation $P \sim 12\%$, similaire à la radiogalaxie 4C–00.54 présentée dans Cimatti et al. (1998b, Annexe C) et étudiée au chapitre 4. Il est intéressant de remarquer dans le panneau (a) la différence des distributions de q et u par rapport à une distribution normale (la distribution est plus piquée, voir aussi section 2.4.2) qui se répercute sur la distribution de p qui n'est alors plus tout à fait une distribution de Rice.

Une autre méthode est parfois utilisée par certains polarimétristes (voir par exemple Cohen et al. 1997) qui appliquent une rotation d'angle $-2\theta_{fit}$ au vecteur de Stokes pour former les paramètres de Stokes tournés q_{rot} et u_{rot} où θ_{fit} est obtenu par un ajustement polynômial de bas ordre (en général 2) aux valeurs observées de $\theta(\lambda)$ (cela suppose que θ varie lentement avec la longueur d'onde) :

$$\begin{pmatrix} q_{rot} \\ u_{rot} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\theta_{fit} & \sin 2\theta_{fit} \\ -\sin 2\theta_{fit} & \cos 2\theta_{fit} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q \\ u \end{pmatrix}$$

On obtient alors $q_{rot} \approx P$ et $u_{rot} \approx 0$. L'avantage dans ce cas est que q_{rot} un estimateur

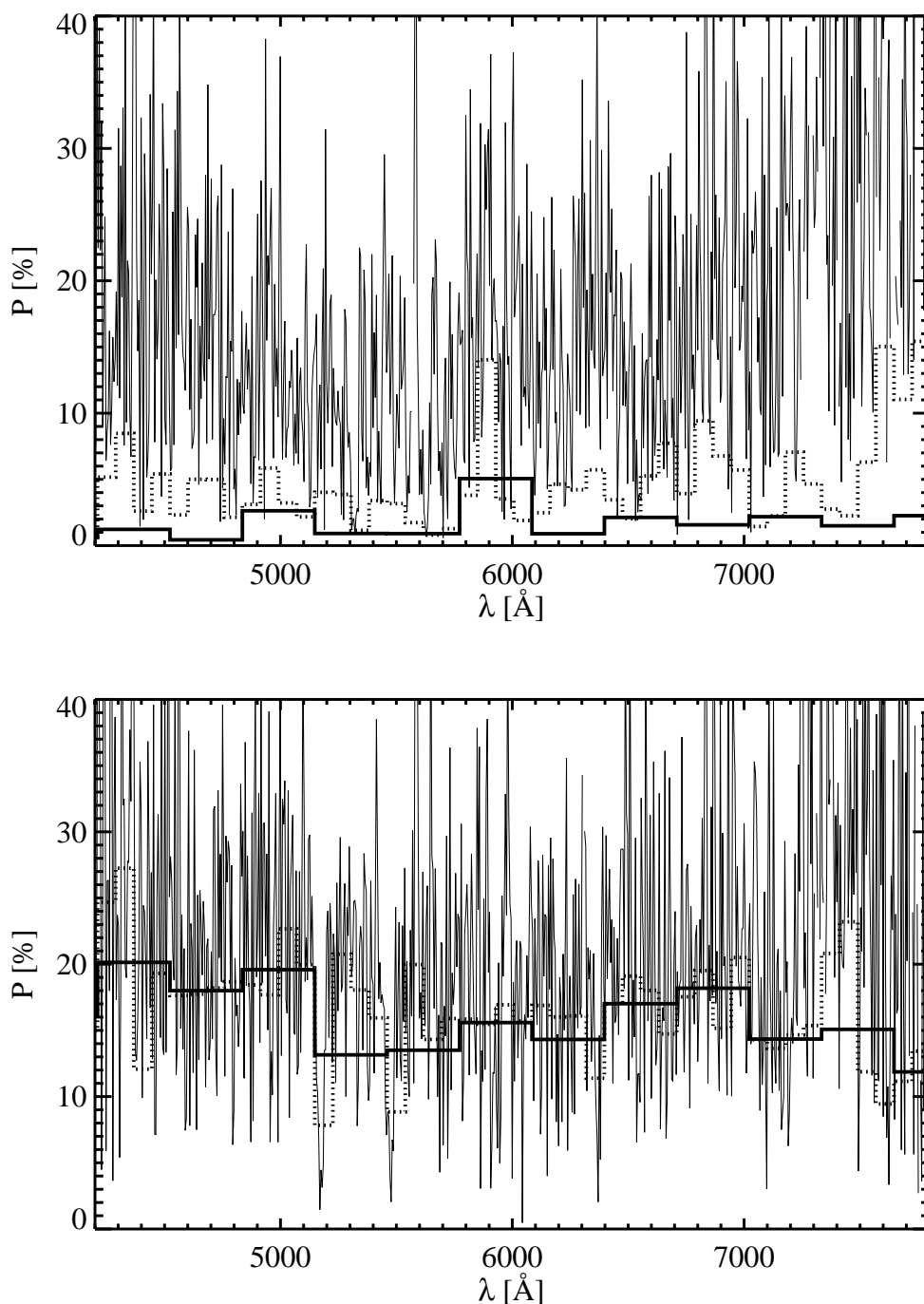
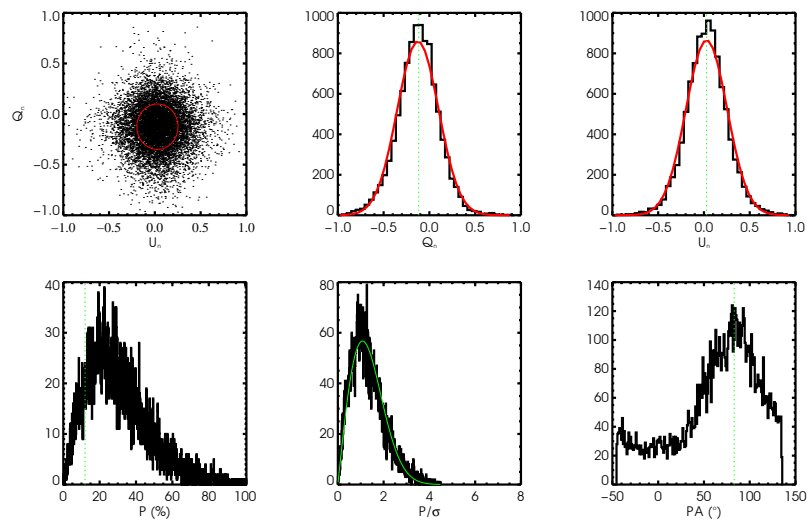
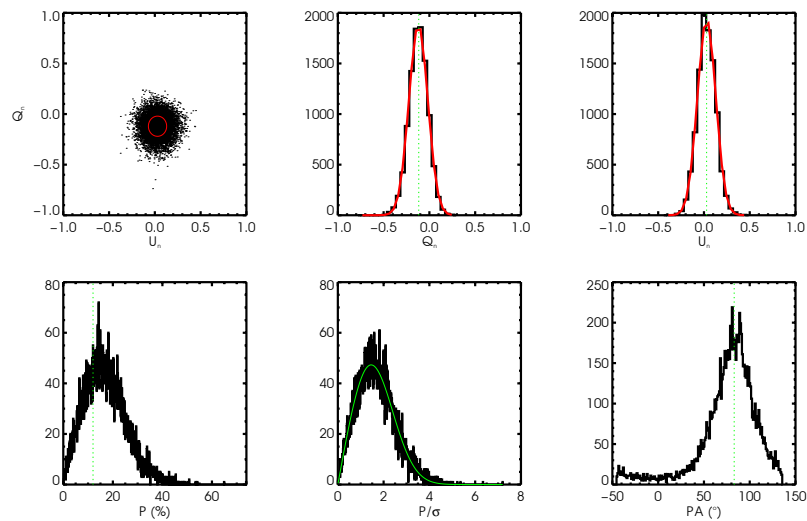


FIG. 2.17 – Mesure de la polarisation pour les radiogalaxies B3 0731+438 (*en haut*) et TXS 0211–122 (*en bas*) avec un moyennage de 2 (trait continu fin), 32 (histogramme pointillé) et 128 (histogramme continu) éléments de résolution. Pour B3 0731+438 il est très clair que plus les intervalles utilisés sont grands, plus la polarisation mesurée est petite (le biais diminue fortement lorsque le rapport signal sur bruit augmente). Noter l’augmentation du biais à chaque extrémité du spectre due à la dégradation du rapport signal sur bruit causée par diminution de la sensibilité du détecteur. Par contre, dans le cas de TXS 0211–122 (*en bas*), la radiogalaxie la plus fortement polarisée de l’échantillon présenté dans le chapitre 4), la mesure de la polarisation varie peu lorsque l’intervalle de moyennage augmente (les mesures sont faiblement biaisées).

2.5. RÉDUCTION DES DONNÉES SPECTROPOLARIMÉTRIQUES



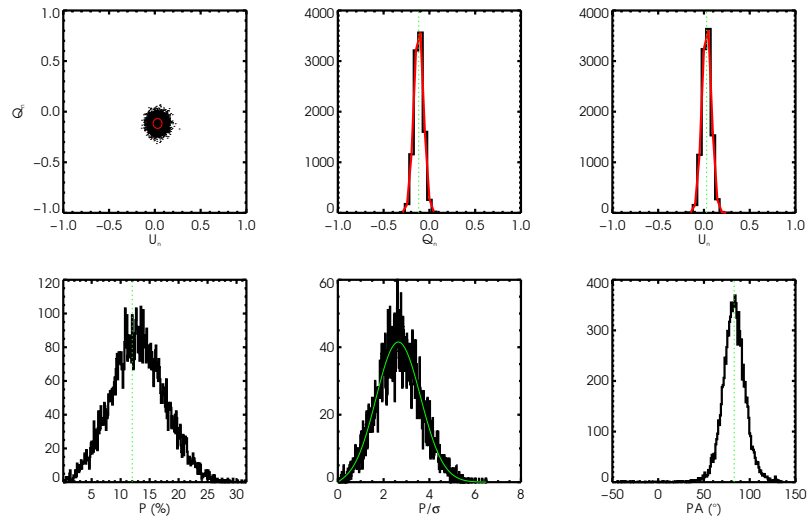
(a) Sans sommation. Le rapport signal sur bruit par élément de résolution est inférieur à 1. Noter la différence des distributions des paramètres q et u par rapport à une distribution normale (plus piquée). La distribution de P/σ est aussi légèrement différente d'une distribution théorique de Rice.



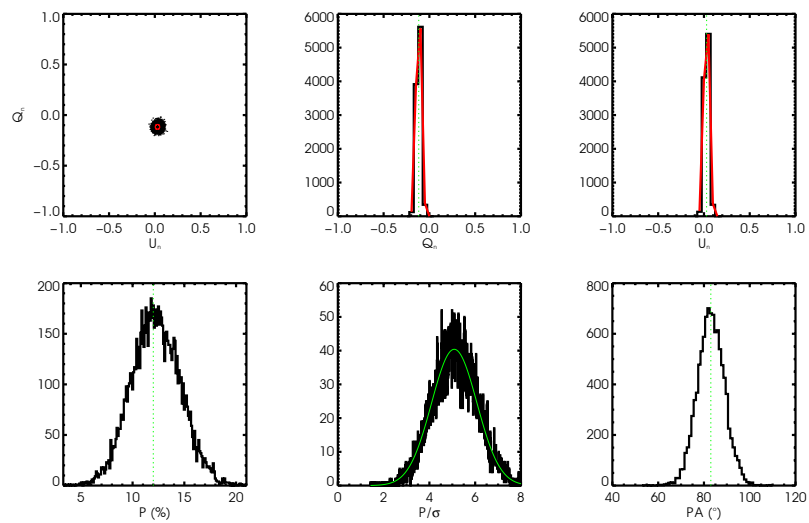
(b) 4 éléments de résolution sommés.

FIG. 2.18 – Distributions des paramètres q , u , P et θ en fonction du nombre d'éléments de résolution sommés. Simulations faites pour $N_{obs} = 10000$ observations avec LRISp en mode spectropolarimétrique d'une source de degré de polarisation $P_0=12\%$, d'angle de polarisation $\theta = 83^\circ$ et de magnitude $R=22,6$ (similaire à la radiogalaxie 4C–00.54 étudiée au chapitre 4). Les six graphiques dans chacun des quatre panneaux représentent, pour un élément de résolution centré sur 5000\AA (de gauche à droite et de haut en bas) : le plan (q, u) , puis successivement les distributions de q , u , comparées à une distribution normale, la distribution du degré de polarisation mesuré P (le vrai degré de polarisation P_0 est marqué en pointillés), la distribution de P/σ comparée à une distribution de Rice et enfin la distribution des mesures de l'angle de polarisation θ .

2.5. RÉDUCTION DES DONNÉES SPECTROPOLARIMÉTRIQUES



(c) 16 éléments de résolution sommés.



(d) 64 éléments de résolution sommés. Le rapport signal sur bruit sur la mesure de P est de l'ordre de 5. Remarquer que la distribution de P n'est que très faiblement biaisée.

FIG. 2.18 – (suite)

faiblement biaisé de P . Par contre, cette méthode a l'inconvénient de compliquer sérieusement le calcul des erreurs sur P par l'introduction de l'angle θ_{fit} dans l'estimation de P alors que la distribution du degré de polarisation est normalement indépendante de celle de θ (voir l'équation 2.16).

2.5.3 Limitations du calcul des erreurs

Dans le processus de simulation servant à estimer les intervalles de confiance, certaines sources d'erreurs difficiles à quantifier ne sont pas prises en compte. La plus importante est certainement l'effet des nombreuses frappes des rayons cosmiques au cours de longues poses (parfois plusieurs dizaines de minutes). Lors de la réduction des données, une fraction importante de ces défauts est corrigée automatiquement à l'aide d'algorithmes de type « σ -clipping » en prenant garde de ne pas « abîmer » le spectre de l'objet. Une partie des frappes résiduelles peut être aussi corrigée « manuellement » mais le résultat n'est jamais complètement parfait, surtout dans la partie rouge du spectre où les nombreuses raies atmosphériques de OH rendent cette tâche difficile. La conséquence est une incertitude accrue dans l'estimation du ciel, et par conséquent dans les mesures de la polarisation.

2.5.4 Calibrations

Degré de polarisation

La plupart des instruments polarisent la lumière : même si l'on observe un objet intrinsèquement non polarisé, on mesurera une polarisation significative après le passage dans le télescope puis l'instrument. Cet effet est en général assez faible car les télescopes sont symétriques en rotation. Cependant, toute asymétrie sur le chemin optique (par exemple, une incidence légèrement oblique sur un miroir, variation d'épaisseur des traitements de surfaces optiques) se traduit par une modification de la polarisation. Une conséquence en est par exemple que la polarisation instrumentale est en général plus importante aux foyers Coudé et Nasmyth qu'au foyer Cassegrain d'un télescope (pour une plus ample discussion sur ce sujet voir par exemple Timbergen, 1996, p. 69-73).

Dans les cas étudiés dans le chapitre suivant, aucune correction n'est nécessaire. Pour surveiller l'influence de cet effet, on observe cependant toujours au moins une étoile standard non polarisée. Un exemple est donné sur la figure 2.19 pour l'étoile HD 64299 avec FORS1 sur le VLT en décembre 1999. La valeur de P en bande B est $0.1295 \pm 0.0063\%$, compatible avec la mesure publiée par Turnshek et al. (1990) $P = 0.151 \pm 0.032\%$, ce qui montre le bon fonctionnement du système et la faible polarisation instrumentale.

Les étoiles standard non polarisées sont souvent des étoiles proches, très peu affectées par l'extinction interstellaire. Elle peuvent par conséquent être très brillantes, parfois même

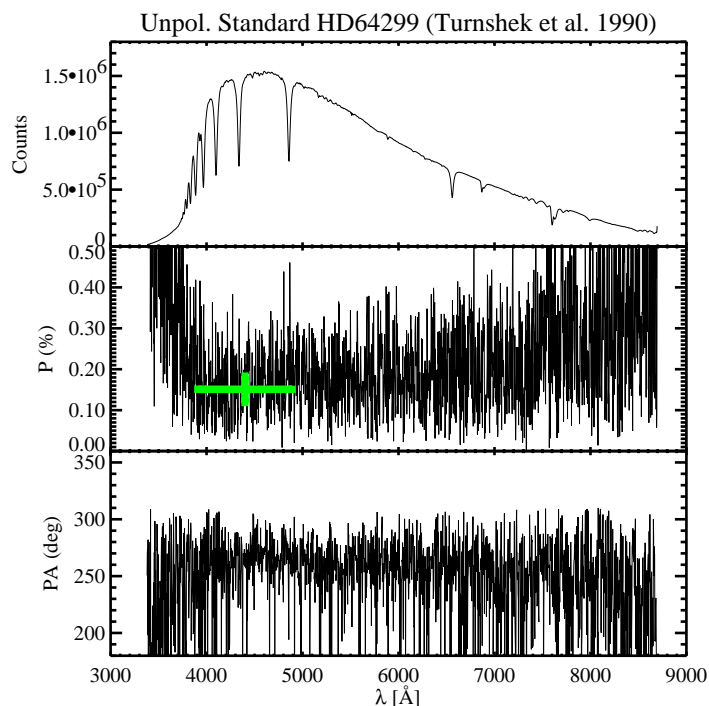


FIG. 2.19 – Résultats des observations de l'étoile standard non polarisée HD 64299 le 1^{er} décembre 1999 avec FORS1 sur le VLT pendant $4 \times 30s$ de pose. Les trois panneaux représentent du haut en bas : le nombre total de coups mesurés (non calibré de la réponse du détecteur), le degré de polarisation (sans correction de biais, noter l'augmentation de P pour $\lambda < 4000\text{\AA}$) et l'angle de polarisation. Le point de mesure de P est la valeur publiée par Turnshek et al. (1990).

trop pour être observées avec un télescope de 8 à 10 mètres de diamètre. Il peut donc s'avérer difficile de trouver une étoile standard observable aisément dans certaines situations. Autre conséquence de leur proximité, ces étoiles peuvent aussi avoir un mouvement propre important. Les coordonnées peuvent donc être significativement différentes de celles publiées, ce qui rend leur observation parfois difficile⁷.

Chromaticité de la lame demi-onde

Le problème principal introduit par l'utilisation des LDO est leur forte chromaticité. En effet, la direction de leur axe optique varie en fonction de la longueur d'onde. Il est nécessaire de calibrer cet effet par l'observation d'une étoile à travers un polariseur linéaire. Sur LRISp, deux polariseurs (l'un pour la partie rouge du spectre, l'autre pour la bleue) sont présents dans la roue de calibration (voir schéma 2.6). Il n'est toutefois pas nécessaire d'obtenir une telle courbe lors de chaque campagne d'observation puisque la chromaticité de la LDO ne varie pas, en principe, dans le temps. D'ailleurs, cette possibilité de calibration n'est pas offerte sur FORS 1, la courbe de correction chromaticité ayant été obtenue en laboratoire lors des phases de test de l'instrument. Les courbes de correction

⁷Ce fut le cas pour l'observation de HD 64299 en décembre 1999.

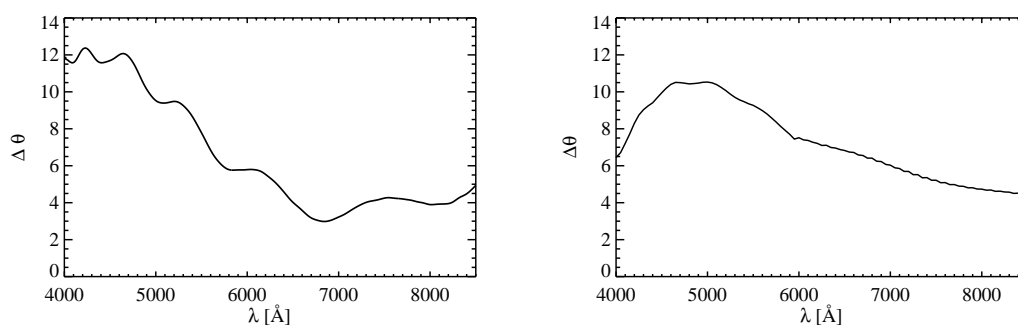


FIG. 2.20 – Chromaticité des lames demi-onde de LRISp (à gauche) et de FORS1 (à droite).

de l'angle de polarisation en fonction de la longueur d'onde pour FORS 1 et LRISp sont présentées sur la figure 2.20.

Calibration absolue de l'angle de polarisation

Pour calculer la position absolue de l'angle de polarisation, il est nécessaire de connaître la position angulaire initiale de la LDO par rapport à la direction du nord. Pour ce faire on observe au moins une étoile standard polarisée (catalogues publiés par Hiltner 1954,1956, Trunshak 1990, Weitenbeck 1999) pour laquelle on connaît l'angle de polarisation.

Cette étape est absolument nécessaire au Keck car le polarimètre n'est placé dans LRIS que lors d'observations polarimétriques. On observe que la position initiale de la LDO varie de plusieurs degrés après chaque opération de démontage et remontage. Ce problème est en principe de moindre importance sur FORS 1 puisque le polarimètre n'a pas à être démonté. J'ai observé qu'en décembre 1999 la position initiale de la LDO avait varié de moins d'un degré par rapport à la position initiale mesurée lors des tests de l'instrument.

2.6 Simulateur d'observations

2.6.1 Intérêt d'un simulateur

La simulation des observations joue un rôle important en astronomie à l'heure actuelle. Le coût important du temps d'observation ainsi que les facteurs de pression élevés sur tous les grands télescopes rendent indispensable l'optimisation des stratégies d'observations. Les simulations sont utiles lors de toutes les étapes importantes d'un projet observationnel pour :

- la préparation de propositions d'observations. Il est indispensable de justifier en détail la quantité de temps demandée pour un projet donné ;
- la préparation des observations, lorsque le projet est accepté. Que ce soit sur le

VLT pour des données acquises en mode d'observation de service⁸ ou sur le télescope spatial de Hubble (TSH), il est nécessaire de définir précisément à l'avance le temps d'intégration dans chaque configuration instrumentale, sans aucune possibilité d'ajustement en temps réel ;

- la réduction des données acquises afin d'ajuster par exemple le nombre d'éléments de résolution à sommer en spectroscopie (voir section 2.5).

Un effort important a été mené par plusieurs grands observatoires comme le Space Telescope⁹ et l'ESO¹⁰ pour développer de tels simulateurs disponibles via internet. La mesure des différents paramètres spécifiques aux observations polarimétriques n'est cependant mise en œuvre dans aucun de ces outils. J'ai donc programmé un simulateur spécialement dédié aux observations polarimétriques. Il a été originalement conçu pour l'instrument LRISp sur le télescope Keck II. Cependant, la structure modulable du programme rend son adaptation à d'autres instruments très facile. Ce simulateur est disponible à l'adresse internet : <http://www.eso.org/~jvernet/POS>.

2.6.2 Les différentes composantes du simulateur

Le simulateur (*Polarimetric Observations Simulator*) a été écrit en IDL¹¹ afin de permettre le développement rapide d'une interface utilisateur graphique. Plusieurs fonctions sont directement tirées de la librairie publique d'astronomie disponible sur internet¹². La partie centrale du simulateur est le modèle stochastique qui a été décrit dans la section 2.4.3.

L'interface graphique

De conception simple (une seule fenêtre), l'interface est basée sur les « widget » disponibles en IDL. Une image (capture d'écran) en est donnée sur la figure 2.21. Elle est composée de trois parties permettant de définir tous les paramètres utiles pour simuler une observation :

- la définition des propriétés de l'objet :
 - son étendue (objet résolu ou non) ;
 - son spectre F_λ . Deux options sont proposées : on peut choisir entre un spectre en loi de puissance défini par la pente α et le flux F_0 à la longueur d'onde λ_0 tels que $F_\lambda = F_0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^\alpha$, et un spectre défini par l'utilisateur au format FITS ;

⁸Le « *service observing mode* » est un mode d'acquisition de données offert par l'ESO pour lequel toutes les observations sont conduites par le personnel de l'observatoire puis transmises à l'utilisateur ultérieurement. L'astronome n'a donc plus besoin de se déplacer jusqu'au télescope. Actuellement 50% du temps sur le VLT est réservé à ce type d'observation.

⁹Simulateurs accessibles à partir de la page web <http://ecf.hq.eso.org/software/tools.html>.

¹⁰Simulateurs accessibles à partir de la page web <http://www.eso.org/observing/etc>.

¹¹*Interactive Data Language* (IDL) est un outil de programmation commercial développé par RSI inc.

¹²<http://idlastro.gsfc.nasa.gov/homepage.html>.

2.6. SIMULATEUR D'OBSERVATIONS

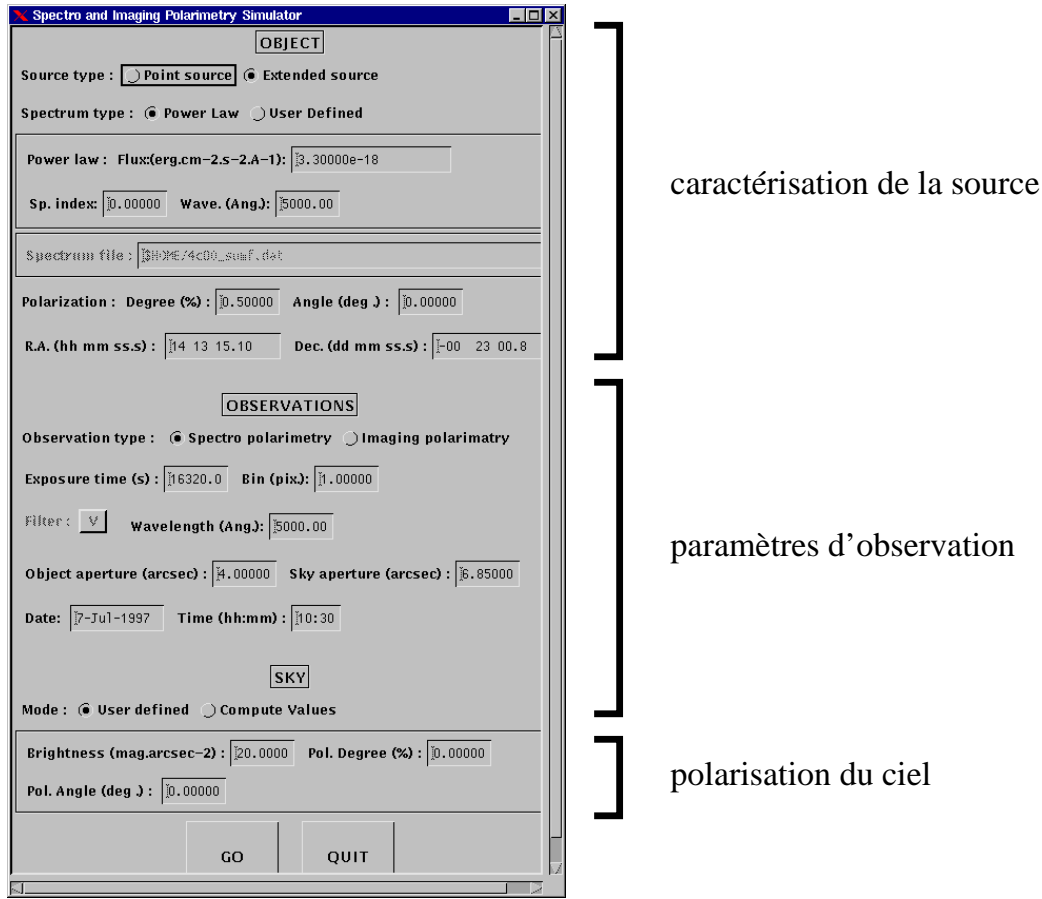


FIG. 2.21 – Interface graphique du simulateur d'observations polarimétriques

- sa position (ascension droite α et déclinaison δ pour l'équinoxe J2000) ;
- ses propriétés de polarisation (P_0 et θ_0) ;
- la définition de la configuration instrumentale :
 - le mode d'observation (imagerie ou spectroscopique) ;
 - le filtre utilisé (en imagerie uniquement) ou la longueur d'onde centrale d'observation (en spectroscopie) ;
- la caractérisation des conditions d'observation :
 - le temps de pose total ;
 - la date et l'heure ;
 - les caractéristiques du fond du ciel : sa brillance et sa polarisation peuvent être fournies par l'utilisateur ou estimées par le simulateur ;
- la définition des informations liées à la réduction des données :
 - le diamètre des ouvertures utilisées pour l'extraction de l'objet étudié (D_o) et pour l'estimation du fond du ciel (D_o et D_c définis dans la section 2.4.3) ;

- le nombre d'éléments de résolution n_{bin} à sommer pour augmenter le rapport signal sur bruit.

Caractéristiques de l'instrument

Les caractéristiques du télescope et de l'instrument sont définies par l'intermédiaire d'un fichier de configuration. Les paramètres principaux sont : l'emplacement géographique du télescope, la surface du miroir primaire, l'efficacité du système (comprenant efficacité quantique du détecteur et la transmission globale de l'instrument), la taille des pixels, le bruit de lecture du détecteur, la dispersion du réseau utilisé et la taille de la fente (pour la spectroscopie).

Brillance et polarisation du fond du ciel

Il est important pour la simulation d'observations d'objets faibles de connaître la brillance du fond du ciel. Les magnitudes dans plusieurs bandes photométriques peuvent en général être obtenues à partir du site internet de chaque observatoire puis être entrées dans le programme.

Le simulateur propose aussi une estimation de la brillance du ciel pour l'observatoire du Mauna Kea. La brillance variant de plus d'une demi magnitude en fonction de l'activité solaire, j'utilise les valeurs moyennes données en bande V obtenues dans Krisciunas 1997 soit, $V=21.6 \text{ mag arcsec}^{-2}$ et $B=22.6 \text{ mag arcsec}^{-2}$. La lumière de la lune diffusée par l'atmosphère dominant la brillance du ciel à courtes longueurs d'ondes (le ciel nocturne est aussi bleu que le ciel diurne), il y a environ 5 magnitudes de différence en bande U entre la nouvelle et la pleine lune ; cette différence n'est que d'une magnitude en bande R. J'utilise le modèle de Krisciunas et Schaeffer (1991) pour obtenir une estimation du fond du ciel avec une précision de l'ordre de 10 à 20% en bande V en fonction de la phase de la lune, des distances zénithales de la lune et de la direction d'observation, et de la séparation angulaire entre la lune et la direction d'observation du coefficient d'extinction atmosphérique.

De même que le ciel diurne est fortement polarisé (jusqu'à environ 80% dans une direction à 90° du soleil), le ciel nocturne peut aussi être fortement polarisé. Un calcul détaillé de la diffusion dans l'atmosphère terrestre est présenté dans Chandrasekhar (1950, Chap. X). Une autre source importante de brillance et de polarisation du fond du ciel est la lumière zodiacale provenant de diffusion de la lumière solaire par les poussières présentes dans le système solaire. Sa brillance est importante le long de l'écliptique surtout lorsque le soleil est 20° à 30° en dessous de l'horizon, c'est-à-dire à peu près trois heures après le coucher du soleil et trois heures avant son lever (voir par exemple Ingham & Jameson, 1968).

Simulations

On suppose que la stratégie d'observation adoptée est celle décrite dans la section 2.3.3 (une observation est une série de 4 expositions avec la LDO orientée successivement à 0° , 22.5° , 45° , 67.5°). Pour chaque composante (fond du ciel et objet) on calcule alors les paramètres de Stokes théoriques (formules 2.7) puis l'intensité et les taux de comptage attendus pour les rayons ordinaire et extraordinaire dans chaque ouverture pour chaque position de la LDO (l'algorithme de calcul des taux de comptage est basé sur les méthodes utilisées pour les calculateurs de temps d'exposition des instruments du TSH décrite dans Nota 1996 et Biretta 1996, voir aussi Modigliani 1999). Par la méthode Monte-Carlo expliquée dans la section 2.4.3, on obtient ensuite les distributions de q , u , P et θ . Un exemple de résultat obtenu avec ce simulateur est présenté et discuté sur la figure 2.18.

2.7 Conclusions

La spectropolarimétrie présente certaines difficultés tout à fait spécifiques, notamment lors observations à bas rapport signal sur bruit. Comme pour toute technique d'observations, une compréhension de l'influence des différents paramètres mis en jeu (instrumentaux, statistiques) est nécessaire. J'ai présenté dans ce chapitre les concepts et les techniques qui constituent la base des observations spectropolarimétriques analysées dans les chapitres suivants. L'importance de la définition d'une stratégie d'observation minimisant les effets instrumentaux a été discutée. J'ai en particulier expliqué et illustré les méthodes de traitement des effets statistiques (erreurs et biais) utilisés en pratique.

Chapitre 3

La structure de l'émission optique de Cygnus A

3.1 Introduction

Depuis la découverte de la première radiogalaxie, Cygnus A, par Baade & Minkowski (1954) et du premier quasar, 3C 273, par Schmidt (1963), un nombre important de galaxies actives ont été découvertes (le catalogue de Véron-Cetty & Véron 2000 recense actuellement plus de 20000 quasars et noyaux actifs de galaxies, le « *2dF QSO Redshift Survey* » en a déjà recensé plus de 10000 [Croom et al. 2001] et le « *Sloan Digital Sky Survey* » [York et al. 2000] devrait décupler ce nombre). La classification initiale de ces objets, basée sur leurs principales propriétés observationnelles, a rapidement abouti à une taxinomie relativement confuse et particulièrement rebutante. Depuis le début des années quatre-vingt, un effort important pour comprendre l'origine de la diversité observée a été mené par plusieurs groupes. Il semble actuellement que la cause principale de cette hétérogénéité soit l'anisotropie des régions très proches du noyau actif entraînant une forte dépendance des propriétés *observées* d'un AGN avec l'angle sous lequel il est vu. Le schéma présenté sur la figure 3.1 décrit le modèle le plus largement accepté mettant en jeu un tore des gaz moléculaire poussiéreux. L'observateur a une vue directe sur le noyau actif lorsque la ligne de visée est proche de l'axe de tore. Il observe alors un continu brillant et des raies d'émission larges. Ces objets sont dit de « type 1 » et regroupent essentiellement quasars, noyaux de Seyfert de type 1 et radiogalaxies à raies larges. Lorsqu'au contraire le tore est vu par la tranche (vue équatoriale), le noyau actif n'est pas observé directement. Dans ce cas, l'observateur voit un objet de « type 2 » qui se caractérise par un continu faible et des raies d'émission étroites (radiogalaxies, galaxies de Seyfert 2 et aussi certaines galaxies ultralumineuses dans l'infrarouge).

La polarimétrie en imagerie et la spectropolarimétrie ont joué un rôle clef dans l'élaboration de ces théories d'unification. Ces techniques ont permis montrer que les objets de type

3.1. INTRODUCTION

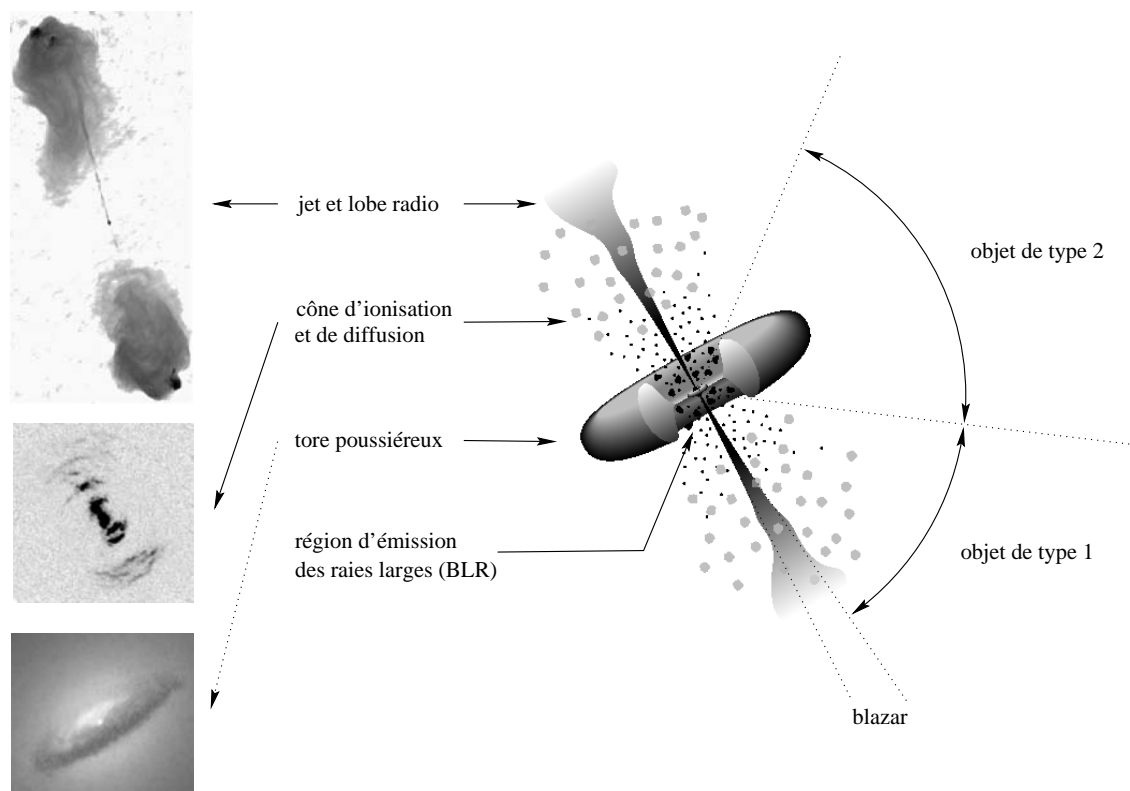


FIG. 3.1 – Représentation schématique (et idéalisée) du modèle d'unification pour les galaxies actives (ici dans le cas d'une radiosource). Un disque poussiéreux épais obscurcit la vue directe sur le noyau actif pour des lignes de visées proches de l'équateur. Dans ce cas, l'observateur voit un objet de type 2; seule une petite fraction du continu et des raies d'émission larges sont diffusés dans sa direction par les électrons et les poussières présents dans le milieu interstellaire de la galaxie. Les raies d'émission étroites sont émises loin du centre par le gaz ionisé dans le cône voyant directement l'intense radiation du noyau actif (schéma adapté de Urry & Padovani, 1995). Les trois illustrations représentent, *de haut en bas* : une image du jet et des lobes radio de Cygnus A à 5 GHz obtenue au VLA par R. Perley; l'émission anisotropique de la raie de [OIII] dans le cône d'ionisation de NGC 5252 obtenue par Tadhunter & Tsvetanov 1989; une vue du disque poussiéreux de 3700 années-lumière de diamètre au centre de la galaxie elliptique NGC 7052 obtenue avec le TSH par van der Marel & van den Bosch 1998. Il faut remarquer que cette dernière image ne montre pas directement le tore de poussière invoqué dans les scénarios d'unification. Celui-ci est probablement beaucoup plus petit que le disque visible ici. Cette image fournit néanmoins une des vues les plus directes de l'anisotropie des régions centrales d'une galaxie active dont nous disposons actuellement.

2 possèdent bien, eux aussi, un continu et une région d'émission de raies larges (BLR¹) d'intensités comparables à ceux des objets de type 1. Bien que le noyau actif lui-même soit occulté par le tore dans les objets de type 2, une fraction (quelque pourcents) de la radiation qu'il émet s'échappe le long de l'axe polaire et se trouve diffusée par les poussières et/ou les électrons présents dans le milieu interstellaire (MIS) de la galaxie hôte, trahissant ainsi sa présence. La lumière diffusée étant polarisée perpendiculairement au plan de diffusion, l'angle de polarisation décrit un motif centro-symétrique caractéristique des

¹De l'anglais *Broad Line Region*.

3.1. INTRODUCTION

nébuleuses en réflexion bipolaires comme le montrent les observations polarimétriques en imagerie (découverte par Antonucci 1984 dans la galaxie de Seyfert 2 NGC 1068; Tadhunter et al 1988 dans la radiogalaxie PKS 2152–69; premières observations à grand redshift par di Serego Alighieri et al. 1988, 1989; pour Cygnus A voir Tadhunter et al. 1990, Ogle et al. 1997 et la figure 1 dans la section 3.2). Les observations spectropolarimétriques ont montré que la radiation diffusée possède un spectre similaire à celui des objets de type 1, prouvant que les noyaux actifs dans les deux classes d'objets sont identiques. La découverte de ce phénomène a été faite par Antonucci & Miller 1985 qui ont observé le spectre d'un noyau de type Seyfert 1 dans la galaxie de Seyfert 2 NGC 1068. Des résultats similaires ont ensuite été obtenus sur d'autres galaxies de Seyfert 2 (par ex. Miller & Goodrich 1990; Tran 1995a, 1995b, 1995c) et des radiogalaxies (par ex. Tran et al. 1995; di Serego Alighieri et al. 1996a; Dey et al. 1996; Knopp & Chambers 1997b; Ogle et al. 1997).

Une autre preuve de l'anisotropie de la source centrale de continu ionisant est fournie par l'observation de régions d'émission de raies de forme biconiques dans plusieurs objets (par ex. NGC 5252 par Tadhunter & Tsvetanov 1989, voir figure 3.1). Enfin, plus récemment, les observations à haute résolution spatiale obtenues avec le TSH ont permis d'obtenir des images directes de l'anisotropie des régions centrales de quelques galaxies actives proches (par ex. NGC 4261 par Jaffe et al. 1993; NGC 6251 par Crane & Vernet 1997 dans annexe B de ce manuscrit; NGC 7052 par van der Marel & van den Bosch 1998).

3.2 Fosbury, Vernet, Villar-Martín et al., 2001, à soumettre à MNRAS

Résumé en français

Nous présentons dans cet article une étude optique de Cygnus A, la radiosource puissante la plus proche. Cette analyse, préalable à l'interprétation des données sur les radiogalaxies les plus distantes (chapitre 4), s'appuie sur l'étude de données polarimétriques en imagerie et en spectroscopie obtenues au télescope Keck combinées avec des images en bande large et en bande étroite provenant de la caméra grand champ WFPC 2 du télescope spatial de Hubble. Nous avons pu identifier chaque composante spectrale avec une structure géométrique spécifique de la galaxie, grâce à l'analyse simultanée de leurs propriétés de polarisation et de couleur. Nous trouvons en particulier qu'un anneau d'étoiles jeunes et de poussières de 4 kpc de diamètre se trouve à l'équateur du cône d'ionisation. Cette structure se place dans un plan orthogonal à l'axe du jet radio.

Article

The optical structure of Cygnus A

R.A.E. Fosbury* J. Vernet[†] M. Villar-Martín[‡] M.H.Cohen[§] P.M. Ogle[¶]
H.D. Tran^{||} R.N. Hook** and I. van Bemmel^{††}

to be submitted to MNRAS

Abstract

As a prerequisite for interpreting new observations of the most distant radio galaxies, we make an optical study of the closest powerful radio source, Cygnus A. Using Keck imaging- and spectro-polarimetry in conjunction with HST, WFPC2 broad and narrow band imaging, we are able to identify specific geometrical structures in the galaxy with optical continuum components distinguished by both colour and polarimetric properties. A 4 kpc diameter dusty ring of young stars forms the equator of a double ionization cone which is co-axial with the radio jets.

1 Introduction

Isolating and identifying the emitting components of the most powerful radio galaxy in the local universe is a prerequisite for analysing the properties of the most distant members of the class. Cygnus A, with a redshift of only 0.056 and first studied some 43 years ago by Baade & Minkowski (1954), has an optical structure which has proved extraordinarily difficult to disentangle. There is now a large literature, best accessed by reading the review article by Carilli & Barthel (1996) and the proceedings of the NRAO workshop (Carilli & Harris, 1996). The long-known presence of a very strong emission line spectrum covering a wide range of ionization (Osterbrock & Miller 1975) and the detection of weak optical polarization (Tadhunter, Scarrott & Rolph 1990) gave some support to the notion of a buried quasar, but there was always concern that such a nucleus should betray itself in a more obvious fashion. The realisation that Cygnus A has an unusually low FIR to radio luminosity ratio and the suggestion that the object may be overluminous in the radio — due to its dense environment — rather than underluminous at other wavelengths (Barthel & Arnaud 1996) has made people more willing to accept the (weak) quasar hypothesis, but perhaps less willing to regard the object as a good prototype for the powerful sources at high redshift.

*Space Telescope European Coordination Facility, Karl Schwarzschild Str. 2, D-85748, Garching-bei-München, Germany

[†]European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Str. 2, D-85748, Garching-bei-München, Germany

[‡]Dept. of Natural Sciences, Univ. of Hertfordshire, College Lane, Hatfield, Herts AL10 9AB, UK

[§]California Institute of Technology, Mail Stop 105-24, Pasadena, CA 91125, USA

[¶]Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA

^{||}Johns Hopkins University, Baltimore, MD 21218, USA

**Space Telescope European Coordination Facility, Karl Schwarzschild Str. 2, D-85748, Garching-bei-München, Germany

^{††}Kapteyn Astronomical Institute, PO Box 800, 9700 AV Groningen, The Netherlands

Weak though it may be, the presence of a radio quasar in a galaxy at such a low redshift gives us a unique opportunity to catalogue the properties of those components which, albeit in different proportions, may comprise the high redshift objects.

One of the reasons for the relatively slow progress in understanding this object is that it lies behind a veil of Galactic dust ($A_V \approx 1.5$) and its nuclear regions are further obscured by local dust and seen against the emission from an elliptical galaxy which contributes more than half of the visible light. This has meant that more powerful observational tools have been required than might have been expected for an object of this intrinsic luminosity and distance.

In spite of extensive earlier efforts, it took HST FOS spectroscopy (Antonucci et al. 1994, Antonucci 1999) and the Keck spectropolarimeter (Ogle et al. 1997, hereafter O97) to find the scattered broad line spectrum of Mg II and H α . The Balmer lines are unusually broad (FWHM $\approx 26,000$ km s $^{-1}$) for quasars, resembling some of the broad line radio galaxies. This extent of the broad line region (BLR) light in wavelength undoubtedly contributed to previous non-detections. The great width of H α and the evidence for a circumstellar atomic disk (Conway 1999) led Lee & Yun (1998) to suggest that there may be a contribution from Raman scattered photons originating in the region of Ly- β . In addition to polarized, broad H α , O97 reported weakly polarized narrow lines redshifted by 110–230 km s $^{-1}$ and suggested that this was evidence for an outflowing wind within the ionization cones.

The nature of the remarkable emission line spectrum of Cygnus A is closely linked with history of the development of models to explain the ionization of the narrow line region in active galactic nuclei (Osterbrock 1989). Most recently, Tadhunter et al. (1994, hereafter TMR) have confronted high quality optical observations with current shock- and both thermal and nonthermal photo-ionization models. They conclude that the narrow line region (NLR) is broadly consistent with photoionization by an anisotropic active galactic nucleus (AGN) but they identify the need for the addition of some extended source of ionizing photons. While there is frequently a difficulty in explaining the large observed strengths of the [NII] lines in galactic nuclei in general and radio galaxies in particular (Robinson et al. 1987), the extreme strength of the nitrogen lines in Cygnus A can only be explained by assuming a N/O abundance ratio approximately four times the Solar value. This conclusion is of particular interest in the attempt to understand the large apparent variations in the N/C ratio in QSO and radio galaxies at higher redshift (Hamman & Ferland 1993,1999, Villar-Martín et al. 2000; Vernet et al. 2001) and may be giving us clues about the stellar processes associated with the AGN phenomenon.

The new work reported here consists firstly of an analysis of the spatial variations seen in the Keck imaging- and spectro-polarimetry, interpreted in combination with multicolour images taken with WFPC2 on HST (Lynds et al. 1994, Jackson et al. 1996, 1998) and

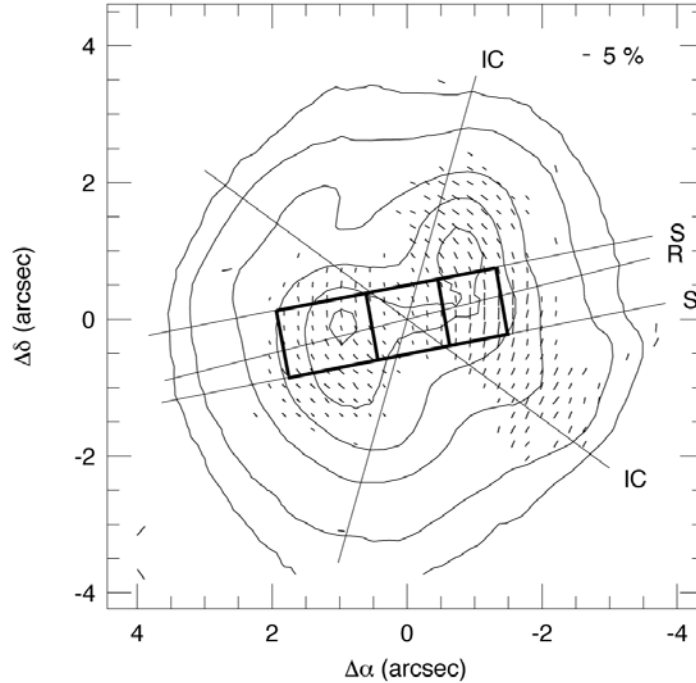


Figure 1: Keck II B-band imaging polarimetry of Cygnus A. **E**-vectors with $\text{SNR} \geq 2.5$ are shown as short lines on the intensity contour map. The spectrograph slit (S) together with the boxes showing the three extraction apertures, the radio axis (R) and the ionization cone (IC) from the HST images (Jackson et al. 1996) are marked. The extraction apertures along the $1''$ slit have widths of $1''.3$ (east) and $1''.1$ (west).

available to us in the public archive. The clear identification of the spectral with the spatial components which results from the application of these two observational techniques demonstrates the extraordinary power of this combination of tools (Fosbury et al. 1999).

In addition to this predominantly continuum analysis, we discuss some aspects of the interpretation of the emission line spectrum which we deem to be particularly relevant to this study. A detailed discussion of the emission line properties will be presented in a subsequent paper (van Bemmelen et al. 2001).

2 Observations

The imaging- and spectropolarimetric observations were obtained with the Low-Resolution Imaging Spectrograph polarimeter (LRISp, Oke et al. 1995; Goodrich et al. 1995) on the Keck II telescope during October 1996. The data and their reduction are described in O97. The apertures along the slit have widths of $1''.3$ for the eastern extraction and $1''.1$ for the western extraction. The result of one hour of imaging polarimetry in the B-band is shown in Figure 1 that has the spectrograph slit and the extraction apertures overlaid. 2.2 hours of spectropolarimetric data were obtained in the wavelength range $3900\text{--}8900 \text{ \AA}$ with a slit of width $1''$ in PA 101° . The spectra have been corrected for a Galactic reddening of

$E_{B-V} = 0.5$ and an elliptical galaxy template (NGC 821) has been subtracted from the spatially extracted spectra using the iterative technique described by Tran (1995). The elliptical galaxy at 5500 \AA contributes 64% and 62% of the flux in the eastern and in the western extractions respectively. For the polarimetric analysis, the spectra were binned by 4 spectral pixels as described in O97 but the emission line fluxes are derived from unbinned data.

The HST WFPC2 images, from programmes by Westphal (ID 5104) and by Jackson (ID 5368), were retrieved from the public archive at the Space Telescope - European Coordinating Facility. Exposures with the filters F450W, F550W, F622W, F814W and narrow band sub-frames using the linear ramp filters at the wavelengths of the redshifted [O III], $H\alpha$ and [O I] lines were cleaned of cosmic ray events and co-aligned using stellar images. The F450W image, which has low signal/noise ratio due to the large Galactic extinction in Cygnus, has been co-added with the combined B-band images from LRISp using the ACOADD task in IRAF developed by Lucy & Hook (1992).

3 Discussion

In this discussion, we focus principally on the nature of the continuum that remains after the subtraction of the red population of stars in the elliptical galaxy. From the spectropolarimetry integrated along the central $7.6''$ of the slit, O97 were able to use the variation of fractional polarization (P) and polarization angle (position angle of the \mathbf{E} -vector, PA) with wavelength to model the continuum with three components: a nebular continuum computed from the observed Galactic extinction corrected narrow $H\beta$ flux, a blue ($f_\nu \propto \nu^{+2}$) featureless continuum (FC1) polarized similarly to the broad $H\alpha$, and a second continuum (FC) which is redder ($f_\nu \propto \nu^{-1}$) and has lower polarization in a different PA. FC1 was attributed to dust scattering of a hidden AGN of rather moderate luminosity. The nature of the second FC was undetermined although it was suggested that it could be slightly polarized radiation from dichroically absorbed or scattered light from OB stars associated with the blue, knotty structures seen in the HST images by Jackson et al. (1996).

The very different behaviour of the total and polarized flux continua in the eastern and western spectral extractions was pointed out by O97. The polarized flux is bluer than the total flux in the western component, but the opposite is observed in the east. Here we attempt to fit the continua in these two regions using the minimum number of components required to explain the polarization behaviour. By using colour images constructed from the HST and Keck filter data, we are able to make a direct association between geometrically identifiable structures in the galaxy and the continuum components necessary to synthesize the spectropolarimetry.

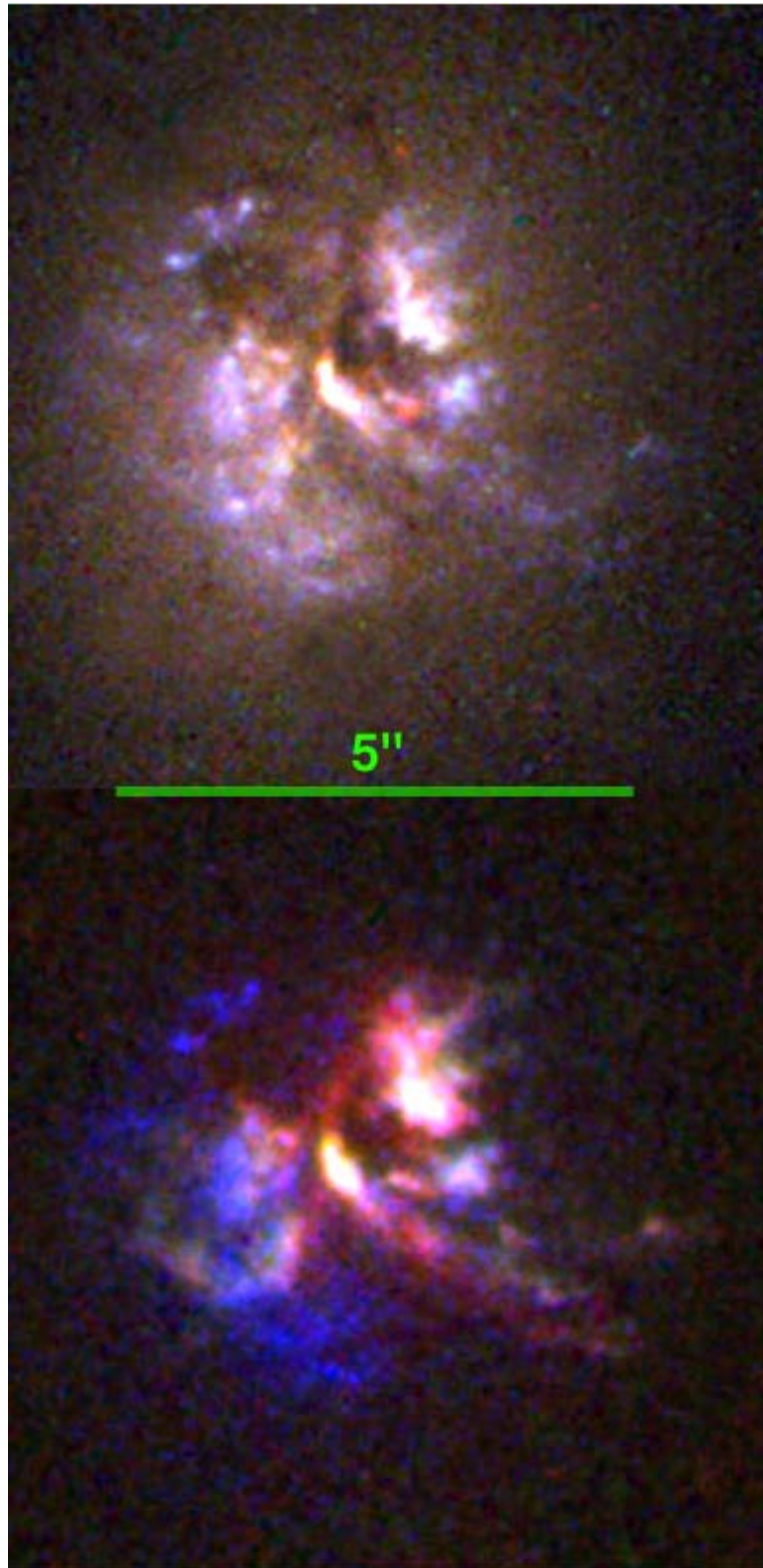


Figure 2: Colour images of Cygnus A. *Top*: ‘True’ colour continuum image constructed from the Keck B-band and the HST F450W combined image (blue), the HST F622W (green) and HST F814W (red) data. There is some line contamination in these filters but the very strong [O III] and $H\alpha$ radiation is largely excluded. *Bottom*: The B(F450W) (blue), [O III] (green) and $H\alpha$ (red) composite shows the very marked difference between the spatial distribution of the blue continuum and the strong emission lines.

East				
Comp.	P(%)	PA(°)	F/F_{6563}	E_{B-V}
FC1 _A	43	48	.20	1.2
FC1 _B	25	18	.15	0
FC2	0	-	.65	0

West				
Comp.	P(%)	PA(°)	F/F_{6563}	E_{B-V}
FC1 _A	23	-1	.40	0
FC1 _B	15	-3	.40	1.2
Red Star	0	-	.20	0

Table 1: Parameters for the fitted continuum components in the eastern and western extractions.

The most revealing colour maps are those constructed from the broad band B (F450W), F622W and F814W filters, which represent predominantly continuum radiation (F555W is not used because it contains [O III]), and the B (F450W), [O III] and H α filters. These are shown as the two panels in figure 4 where the three filter images are assigned to the blue, green and red channels respectively. We have not attempted to make line-free and continuum-free images for this work but several such derivatives are shown in Jackson et al. (1998).

The line radiation delineates a symmetric, approximately biconical structure with an axis close to that of the radio jets whereas the blue continuum extends well outside the cone in the east and appears to be in an equatorial ring which partially obscures the eastern cone and is obscured by the western one. The continuum image reveals extensive dust structures that appear to be loosely associated with the blue ring in a way reminiscent of Centaurus A (NGC 5128). The continuum image also shows a very red (presumably) Galactic star that falls within the western aperture and is accounted for in the spectral fitting process. It is clear that the strong blue continuum in the east noted by several previous authors (see Carilli & Barthel 1996) arises from the apparent ring structure that appears not to be associated directly with the ionization cones. The apparently paraboloidal structure of the western cone near the nucleus was noted by Jackson et al. (1998) and attributed to a ‘soft’ shadowing at the edge of the nuclear torus.

We have fitted the spectropolarimetric continuum data separately in the eastern and western extractions with the components listed in Table 1. The fits themselves are shown in Figure 3. The nebular continuum contribution in each aperture has been calculated from the observed H β flux and has been given the (low) P and PA measured for the narrow emission lines.

In the west, the continuum over most of the observed spectral range is dominated by a polarized FC1, represented everywhere by power law with $f_\nu \propto \nu^{+2}$, with low reddening (FC1_A). The fit to the polarimetry is improved by the addition of a second FC1 compon-

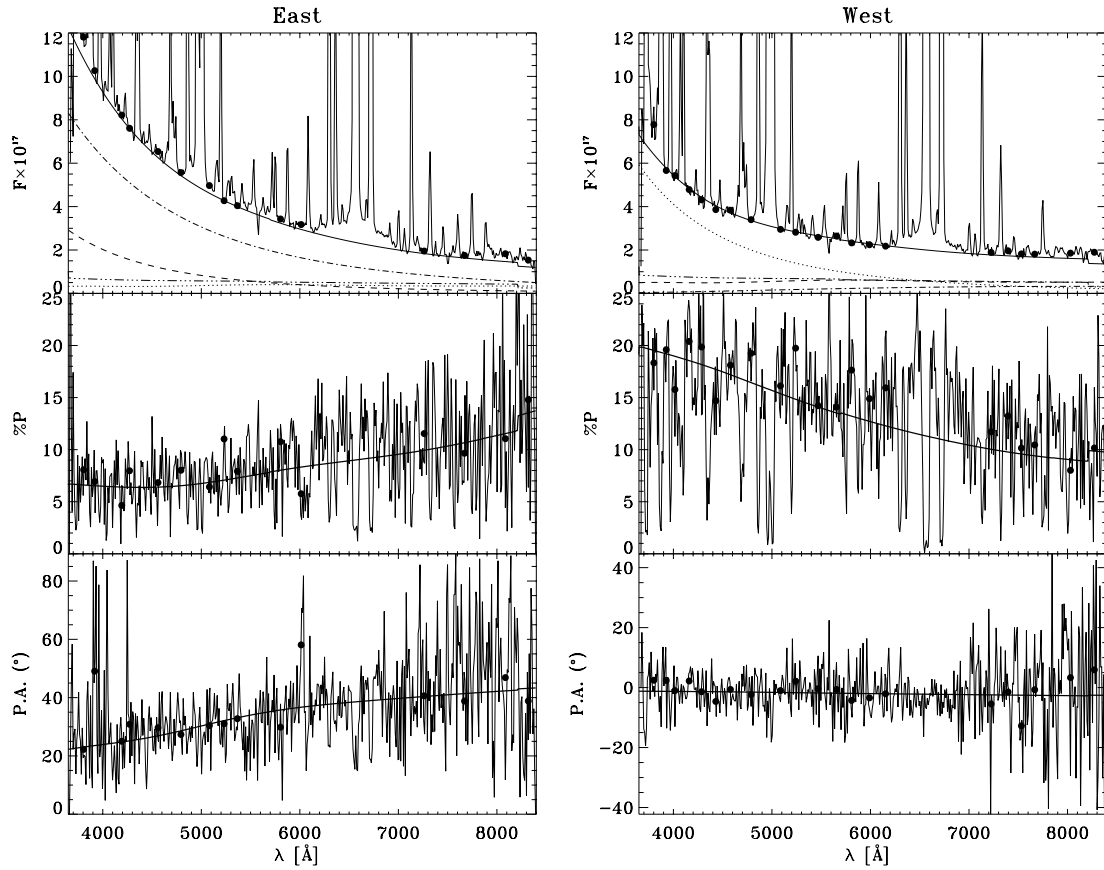


Figure 3: Continuum fits for the eastern and western spectropolarimetric data (see Table 1). The top panel shows the total flux spectrum with binned continuum points as filled circles. The continuum components are: $FC1_A$; - - - $FC1_B$; -.-.- $FC2/red\ star$; -.-.-.- Nebular continuum. Although the P and PA spectra are plotted in the lower two panels, the fits were made to the continuum bins in the I , q and u spectra.

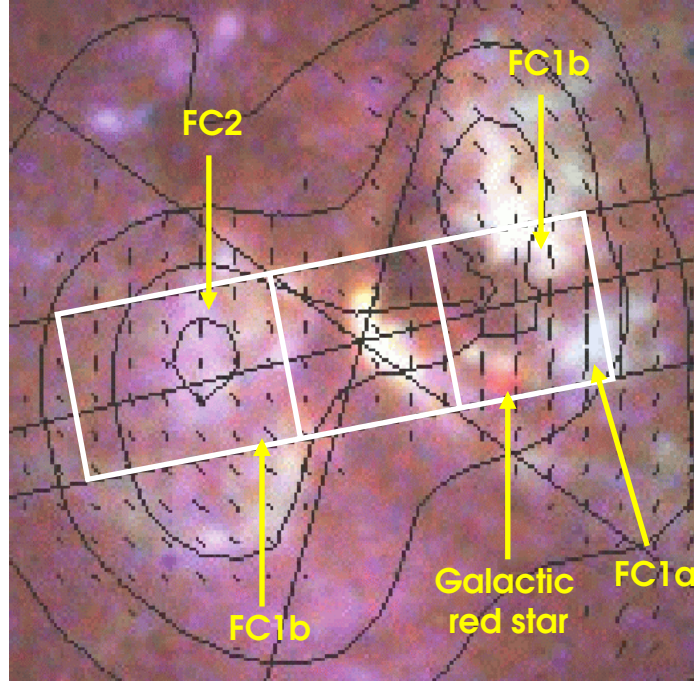


Figure 4: Detail of the B (F450W) / F622W / F814W true color image with B band polarization map (same as figure 1) overlaid. The location of the different components used to the fit the spectropolarimetric data are indicated.

ent (FC1_B) with a much larger reddening, a lower P (15%) and a slightly different PA. As there are several spatially separated knots of continuum radiation visible in the HST images within the western aperture, the presence of more than one FC1 component is not surprising. The small difference in PA between the two FC1 is consistent with the very small variation of PA within this aperture (see figure 4). The decrease of the polarization in the red is due to the larger relative contribution of FC1_B together with the dilution by the nebular continuum and the Galactic star ($T_{eff} = 3,500$ K).

In the east, the spectrum is dominated by a very blue unpolarized continuum which we call FC2 (following Tran 1995; Tran et al. 1995). This is represented by a black body with $T_{eff} = 25,000$ K. Since there is a significant rotation of the PA (from $\sim 25^\circ$ in the blue to $\sim 40^\circ$ in the red), two FC1 components are required to fit the polarization behaviour. One with significant reddening and a PA of 48° (FC1_A) and another with no reddening and a PA of 18° (FC1_B). This is justified, as Figure 4 shows, because the PA within the eastern aperture, unlike the one in the west which has an almost constant orientation, ranges from around 10° to 50° . While FC1_A is likely to come predominantly from heavily dust enshrouded regions to the south west of the aperture where $PA \sim 50^\circ$, FC1_B represents less obscured regions located in the northern part where $PA \sim 10^\circ$.

Evidence that the unpolarized FC2 consists of blue starlight is provided by the behaviour of the Balmer emission lines within the eastern and western apertures. Figure 5 shows the ratio of prominent emission lines spanning the whole wavelength range of the data from

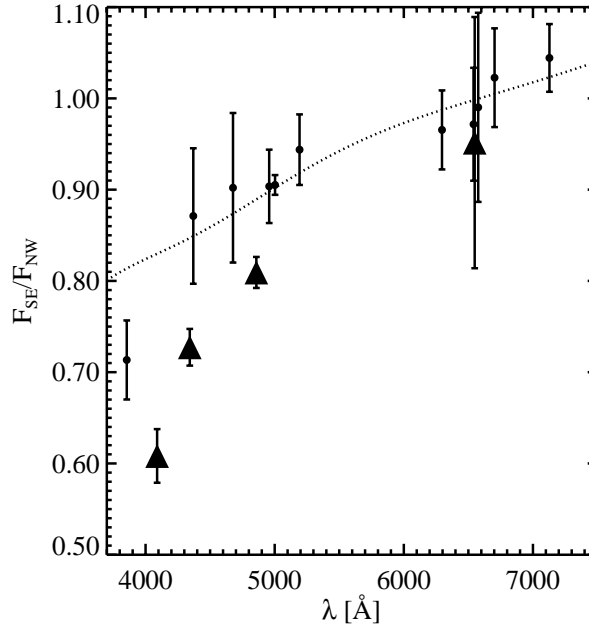


Figure 5: The ratio of emission line intensities from the eastern and western apertures plotted as a function of wavelength. Most of the lines are consistent with an excess reddening in the east with $\Delta E_{B-V} = 0.11$ shown as the dotted line. The anomalous behaviour of the Balmer lines is due to underlying hydrogen absorption lines in the spectra of the hot stars which comprise the FC2.

the east and west. With the exception of the blue [Ne III] λ 3869 line and the Balmer lines, most emission lines indicate that the NLR is more reddened in the east by $\Delta E_{B-V} = 0.11$. The anomalous behaviour of the Balmer lines can be explained if FC2 is not entirely featureless but exhibits Balmer absorption with equivalent widths ranging from about 5 Å for H δ to 14 Å for H β which will reduce the measured emission line fluxes in the east.

4 Conclusions

The picture that we now have — from O97, this work and the previous literature — of the optical emission from the Cygnus A galaxy is represented as the cartoon in Figure 6.

A dust-scattered AGN continuum from a quasar or broad line radio galaxy of modest luminosity is confined to an ionization bicone. This FC1 is highly polarized (locally up to nearly 50%) with the P.A. perpendicular to the line connecting it to the nucleus. Its spectral index is blue, $\alpha = +2$ ($F_\nu \propto \nu^\alpha$), suggesting that the scattering process bluens the AGN continuum by $\Delta\alpha \approx 3-4$. Reddening differences suggest that the western cone is on the nearside of the galaxy, consistent with the radio jet data (Carilli & Barthel 1996) if the cone and the jets are co-axial.

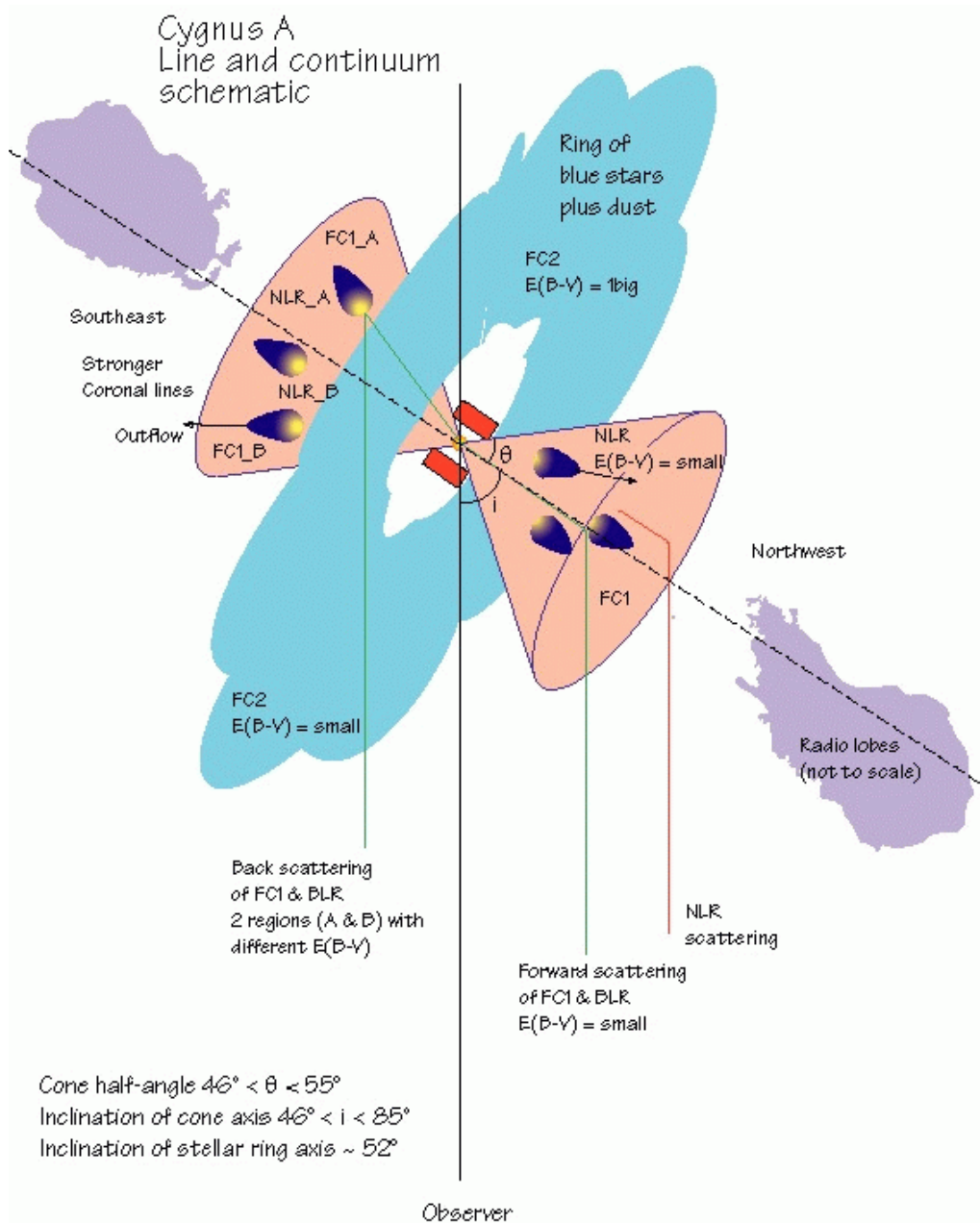


Figure 6: A cartoon representing the geometric configuration of the spectral components identified from the spectropolarimetry and the colour images. The cone angle and the inclination axis are discussed in O97. The orientation of the stellar ring axis is derived from its apparent axial ratio.

The blue unpolarized continuum (FC2) seen in the east is from a population of young stars, represented by $T_{eff} = 25,000$ K in our fits. This, together with the HST colour images, suggests the stars reside in a dusty equatorial ring with a diameter of around 4 kpc and an axis coinciding with the radio and ionization cone axes. The young stars avoid the region of the radio jets; they are in an orthogonal structure.

There is a nebular continuum associated with the regions emitting the NLR. This contributes significantly only in the red. There are polarized, dust scattered, broad permitted lines: $H\alpha$ and $H\beta$ in our data (O97) and Mg II in the HST spectroscopy of Antonucci et al (1994).

Narrow emission lines are emitted mostly within the ionization cones. These are more reddened in the east and are weakly polarized in a manner suggestive of scattering in an outflowing wind of a few hundred km s^{-1} .

All of these components are seen in high redshift radio galaxies. Our view of the aligned light in these objects is clearer because the redshift moves our observation window below the spectral region dominated by the red stars in the elliptical galaxy. The balance between the FC1 and FC2 luminosity clearly varies from object to object and might be expected to evolve in a particular object. We do not yet, however, have a very clear picture of the relative spatial distribution of these two blue continua in the more distant objects. It is noteworthy, however, that in this one nearby example of a powerful radio source, the scattered FC1 comes from along the radio axis while the stellar FC2 does not. There appears to be no recent star formation associated with the jets.

Acknowledgements: We thank Neal Jackson for discussions regarding the HST data. The HST images were obtained from the public HST archive operated by the ST-ECF. The W.M. Keck Observatory is operated as a scientific partnership between the California Institute of Technology, the University of California and the National Aeronautics and Space Administration. RAEF is affiliated to the Astronomy Division, Space Science Department, European Space Agency.

References

- Antonucci, R., 1999, in *The Most Distant Radio Galaxies*, p. 285
- Antonucci, R., Hurt, T., and Kinney, A., 1994a, *Nat* 371, 313
- Antonucci, R., Hurt, T., and Miller, J., 1994b, *ApJ* 430, 210
- Baade, W. and Minkowski, R., 1954, *ApJ* 119, 206
- Barthel, P. D. and Arnaud, K. A., 1996, *MNRAS* 283, L45
- Carilli, C. L. and Barthel, P. D., 1996, *Astron. Astrophys. Rev.* 7, 1
- Carilli, C. L. and Harris, D. E., 1996, *Cygnus A – Study of a Radio Galaxy*, Cambridge University Press
- Conway, J. E., 1999, in *ASP Conf. Ser. 156: Highly Redshifted Radio Lines*, p. 259
- Fosbury, R. A. E., Vernet, J., Villar-Martín, M., Cohen, M. H., Ogle, P. M., and Tran, H. D., 1999, in *The Most Distant Radio Galaxies*, p. 311
- Goodrich, R. W., Cohen, M. H., and Putney, A., 1995, *PASP* 107, 179
- Hamann, F. and Ferland, G., 1993, *ApJ* 418, 11
- Hamann, F. and Ferland, G., 1999, *ARA&A* 37, 487

- Jackson, N., Tadhunter, C., and Sparks, W. B., 1998, MNRAS 301, 131
- Jackson, N., Tadhunter, C., Sparks, W. B., Miley, G. K., and Macchetto, F., 1996, A&A 307, L29
- Lee, H. W. and Ahn, S. H., 1998, ApJ 504, L61
- Lucy, L. B. and Hook, R. N., 1992, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems I*, Vol. 25 of ASP Conf. Ser., p. 277
- Lynds, R., O'Neil, E. J., Scowen, P. A., and Idt, M. O. W. C., 1994, in *American Astronomical Society Meeting*, Vol. 184, p. 4905
- Ogle, P. M., Cohen, M. H., Miller, J. S., Tran, H. D., Fosbury, R. A. E., and Goodrich, R. W., 1997, ApJ 482, L37
- Oke, J. B., Cohen, J. G., Carr, M., Cromer, J., Dingizian, A., Harris, F. H., Labrecque, S., Lucinio, R., Schaal, W., Epps, H., and Miller, J., 1995, PASP 107, 375
- Osterbrock, D. E., 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, University Science Books, Mill Valley, CA
- Osterbrock, D. O. and Miller, J. S., 1975, ApJ 197, 535
- Robinson, A., Binette, L., Fosbury, R. A. E., and Tadhunter, C. N., 1987, MNRAS 227, 97
- Tadhunter, C. N., Scarrott, S. M., and Rolph, C. D., 1990, MNRAS 246, 163
- Tran, H. D., 1995a, ApJ 440, 565
- Tran, H. D., 1995b, ApJ 440, 578
- Vernet, J., Fosbury, R. A. E., Villar-Martín, M., Cohen, M. H., Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., and Goodrich, R. W., 2001, A&A 366, 7
- Villar-Martín, M., Fosbury, R. A. E., Vernet, J., Cohen, M. H., Cimatti, A., and di Serego Alighieri, S., 2000, in J. M. Vilchez, G. Stasinska, and E. Perez (eds.), *Proceedings of the Euroconference: "The evolution of galaxies. I - Observational Clues"*

3.3 Conclusions

L'étude des régions centrales de Cygnus A présentée dans ce chapitre fournit un exemple de l'efficacité des outils polarimétriques pour « décortiquer » un objet dont la structure géométrique est relativement complexe. La spectropolarimétrie permet de séparer les contributions du continu qui ont été diffusées (donc polarisées) de celles, non polarisées, d'origine stellaire ou nébulaire. La localisation spatiale est ensuite réalisée en confrontant les contraintes obtenues sur la couleur et sur l'angle de polarisation avec les données en imagerie polarisée et les images à haute résolution dans plusieurs bandes photométriques. La décomposition qui a été présentée est cependant schématique. Nous avons cherché à introduire le nombre *minimum* de composantes nécessaires pour reproduire les observations. Par ailleurs, les valeurs précises employées pour les différents paramètres doivent être considérées comme illustratives ; la pente α du continu diffusé FC1, l'excès de couleur E_{B-V} et la température de la composante FC2 dans l'ouverture ouest ($T = 25000$ K) pourraient être ajustées de manière sensiblement différente.

Quels sont les enseignements que l'on peut tirer de cette analyse de Cygnus A pour l'étude des radiogalaxies à grand redshift ?

- Il semble raisonnable supposer que les différentes composantes (diffusée, stellaire et nébulaire) observées dans Cygnus A se retrouvent – dans des proportions probablement différentes – dans les radiogalaxies à $z > 2$ étudiées dans le chapitre suivant.
- Il n'est pas possible, avec les moyens d'observation disponibles actuellement, d'isoler spatialement les différentes contributions au continu des objets beaucoup plus distants. Cependant, l'orthogonalité des régions de formation d'étoiles par rapport à la direction du jet radio que l'on observe dans Cygnus A est un élément important dans le débat sur l'origine de l'effet d'alignement (voir chapitre 4) bien que cela ne puisse être vérifié directement sur des objets situés à des distances cosmologiques. La radiation alignée avec le jet radio dans Cygnus A est complètement dominée par la lumière du noyau actif diffusée et par les raies d'émission.
- Le continu diffusé dans Cygnus A provient très clairement de régions poussiéreuses dont la structure est fortement inhomogène (voir les compositions en « vraies » couleurs présentées sur la figure 2). Nous avons pu identifier dans cet objet les différentes régions dominant l'émission diffusée et cela s'est traduit dans notre modèle simple par la nécessité d'introduire au moins deux composantes (FC1_A et FC1_B). Dans le cas des radiogalaxies distantes, le volume compris dans la fente du spectrographe est beaucoup plus important et il sera nécessaire de traiter le problème des inhomogénéités de façon globale en utilisant des modèles de transfert inhomogène appropriés.

3.3. CONCLUSIONS

Il est donc nécessaire de garder à l'esprit la complexité des régions centrales de Cygnus A lors de l'étude des radiogalaxies à grand redshift. Cela doit à la fois modérer nos attentes et guider nos choix lors de l'interprétation des résultats.

Chapitre 4

Radiogalaxies à grand décalage spectral vers le rouge

4.1 Introduction

Depuis la découverte de 3C 295 à $z = 0,462$ (Baum & Minkowski 1960 ; Minkowski 1960) et jusqu'au milieu des années quatre-vingt-dix, les radiogalaxies étaient les galaxies les plus distantes que l'on puisse étudier, justifiant sans doute une grande partie de l'intérêt qu'on leur portait. La sélection aux longueurs d'ondes métriques (par ex. les catalogues 3CR et 4C¹ à 178 MHz ; B2, B3² et MRC³ à 408 MHz) combinée avec des critères empiriques sur la pente du spectre radio (radiosources à « spectre ultra-raide », Tielens et al. 1979 ; Blumenthal & Miley 1979) s'est révélée extrêmement efficace pour localiser des objets de plus en plus éloignés (à $z > 1$ par Spinrad 1982, $z > 2$ par Chambers et al. 1988, $z > 3$ par Lilly 1988, $z > 4$ par Lacy et al. 1994). Actuellement, nous connaissons 143 radiogalaxies à $z > 2$, dont 27 à $z > 3$, six à $z > 4$ et une à $z > 5$ (de Breuck et al. 2000).

Faute d'éléments de comparaison, l'étude des radiogalaxies à grand décalage spectral vers le rouge a longtemps souffert de son état de monopole. La découverte récente d'une population importante de galaxies par des techniques différentes (LBG, sources submillimétriques), loin d'amoinrir l'intérêt de l'étude des radiogalaxies, le renforce. Nous sommes enfin en mesure comparer leurs propriétés à des objets qui leur sont contemporains. Nous allons pouvoir par exemple chercher quels sont leurs précurseurs ou les produits directs de leur évolution et ainsi mieux comprendre leur rôle et leur importance dans le processus de formation des galaxies. Les moyens d'observation disponibles depuis un peu plus de cinq ans (les télescopes Keck, le TSH et plus récemment le VLT) et l'intense activité dans l'étude de l'Univers lointain qui en résulte nous placent actuellement dans une position

¹3^e et 4^e catalogues de Cambridge (Benett 1962 ; Pilkington & Scott 1965).

²2^e et 3^e catalogues de Bologne (Colla et al. 1973 ; Vigotti et al. 1989).

³*Molongo Reference Catalogue* (Large et al. 1981).

extrêmement favorable pour comprendre la nature de ces objets.

Les radiogalaxies puissantes que l'on observe à grand redshift renferment un quasar à l'origine de l'émission radio intense à l'aide de laquelle elles sont identifiées. Le principal biais de sélection semble donc assez clair : en raison de leur puissance radio importante, nous pensons que ces objets renferment un trou noir super-massif ($10^9 - 10^{10} M_{\odot}$, voir par ex. Rawlings & Saunders 1991 ; Willott et al. 1999) et sont donc associés au processus de formation d'au moins une partie des galaxies les plus massives ($\gtrsim 10^{12} M_{\odot}$) que nous connaissons actuellement (voir chapitre 1). Cette idée est confirmée par le fait que les radiogalaxies et les radioquasars observés dans l'Univers local sont associés à des galaxies elliptiques géantes ou cD (voir par ex. McLure et al. 1999).

Une des principales motivations du programme d'observations spectroscopiques dont une partie des résultats est présentée dans ce travail est de *comprendre à quel stade et de leur évolution se trouvent ces (proto-)galaxies géantes*. En étudiant des radiogalaxies plutôt que les galaxies hôtes de n'importe quel quasar, nous exploitons l'atténuation de la lumière aveuglante du noyau actif par le tore poussiéreux (voir section 3.1) : le tore agit comme un véritable coronographe naturel ! De plus, nous pouvons même tirer avantage de la présence du quasar car celui-ci joue le rôle de flash (le temps de vie d'un radioquasar est court – de l'ordre de 10 millions d'années – par rapport à l'échelle de temps d'évolution de la galaxie, voir par ex. Blundell et al. 1999), éclairant le milieu interstellaire et nous permettant ainsi d'en étudier les caractéristiques physiques et chimiques. En contrepartie, la lumière du quasar diffusée par le milieu interstellaire voile en partie le contenu stellaire de la galaxie. Ce désavantage peut cependant être – au moins partiellement – contourné grâce à l'utilisation d'un polarimètre.

Nous présentons dans ce chapitre l'analyse des observations spectropolarimétriques profondes (quatre à huit heures de pose par objet) de neuf radiogalaxies à $z \sim 2,5$ obtenues au télescope Keck II équipé du spectro-imageur LRISp (voir 2.3.2). Pour des objets à ce redshift, nous observons aux longueurs d'ondes visibles le domaine ultraviolet de leur spectre (de ~ 110 à ~ 260 nm). Nous montrons que :

- le continu ultraviolet des radiogalaxies est en général dominé par la lumière du noyau actif diffusé par les poussières présentes dans leur milieu interstellaire. Ce milieu étant fortement inhomogène, le processus de diffusion est pratiquement indépendant de la longueur d'onde (diffusion grise) ;
- nos observations sont compatibles avec un taux de formation d'étoiles substantiel. Dans un des objets, la lumière stellaire domine le continu ;
- la réémission de la radiation du quasar aux longueurs d'ondes submillimétriques par les poussières responsables de la diffusion ne représente probablement qu'une petite fraction ($\sim 10\%$) de la luminosité totale dans l'infrarouge lointain ;

4.1. INTRODUCTION

- l'analyse des raies émises par le gaz interstellaire excité par la radiation ionisante du noyau actif révèle que le sphéroïde subit une évolution chimique très importante sur une échelle de temps de l'ordre d'un milliard d'années. La production secondaire d'azote dans les étoiles de masse intermédiaire imprime une signature caractéristique sur les rapports de raies NV/CIV et NV/HeII, effet qui avait déjà observé dans la BLR des quasars au même redshift ;
- nous trouvons des corrélations étonnantes entre l'intensité des raies de Ly α et de NV, et le degré de polarisation du continu ultraviolet qui pourraient refléter la dispersion des poussières associées à l'enrichissement chimique du sphéroïde.

4.2 Vernet, Fosbury, Villar-Martín et al. 2001, A&A, 366, 7–25

Résumé en français

L'étude systématique de l'ensemble des radiosources puissantes a permis d'accumuler de nombreuses preuves que radiogalaxies et radioquasars sont en réalité des manifestations d'une seule et même population : des sphéroïdes massifs renfermant un trou noir supermassif. La détection d'un quasar caché en lumière polarisée dans plusieurs radiogalaxies a été un élément clef permettant de réaliser cette unification. L'occultation de la vue directe sur le noyau actif, généralement (mais pas forcément toujours) par un disque nucléaire épais – un « coronographe naturel » très pratique – permet d'avoir une vue bien meilleure sur la galaxie hôte d'une radiogalaxie que sur celle d'un quasar.

Dans cette étude, nous observons un échantillon de radiogalaxies à un redshift d'environ 2,5 en exploitant la possibilité de supprimer la lueur aveuglante du quasar grâce à la spectropolarimétrie avec le télescope Keck II. Ce redshift correspond à une époque où les quasars étaient bien plus nombreux qu'ils ne le sont actuellement. C'est probablement le moment où leurs galaxies hôtes ce sont assemblées pour devenir les galaxies les plus massives que nous connaissons aujourd'hui. Nous montrons que la lumière du quasar réfléchi par les poussières domine en général le spectre ultraviolet (dans le référentiel au repos) de ces objets. Le milieu diffusant étant fortement inhomogène, ce processus est pratiquement indépendant de la longueur d'onde (diffusion « grise »). Toutefois, ces observations n'excluent pas un taux de formation d'étoiles substantiel moyenné sur une durée de l'ordre du milliard d'années. Nous estimons que l'émission thermique des grains de poussières responsables de la diffusion observée aux longueurs d'ondes submillimétriques ne devrait représenter qu'une petite fraction (10%) de la luminosité infrarouge totale. L'analyse des raies d'émission produites par le champ de radiation du quasar dans le milieu interstellaire de la galaxie hôte révèle une évolution chimique spectaculaire des sphéroïdes durant cette période. La production secondaire d'azote par les étoiles de masse intermédiaire imprime une signature caractéristique sur les rapports de raies NV/CIV et NV/HeII qui avait déjà été observée dans la région d'émission de raies large au même redshift. Nous trouvons d'étonnantes corrélations entre l'intensité des raies de Ly α et de NV et le degré de polarisation du continu ultraviolet qui pourrait indiquer la dispersion de la poussière associée au processus d'enrichissement chimique du sphéroïde.

Mots-clef

Spectropolarimétrie — Galaxies actives — Évolution des galaxies — Abondances chimiques — Flambées de formation d'étoiles — Diffusion

Article

Radio galaxies at $z \sim 2.5$: results from Keck spectropolarimetry

Joël Vernet ^{*} Robert A. E. Fosbury [†] Montserrat Villar-Martín [‡]
Marshall H. Cohen [§] Andrea Cimatti [¶] Sperello di Serego Alighieri ^{||}
Robert W. Goodrich ^{**}

Received: 10 October 2000 – Accepted: 26 October 2000

Abstract

In classifying the ensemble of powerful extragalactic radio sources, considerable evidence has accumulated that radio galaxies and quasars are orientation-dependent manifestations of the same parent population: massive spheroidal galaxies containing correspondingly massive black holes. One of the key factors in establishing this unification has been the signature of a hidden quasar detected in some radio galaxies in polarized light. The obscuration of our direct view of the active nucleus usually, but not necessarily exclusively, by a thick nuclear disk or torus can act conveniently as a ‘natural coronagraph’ that allows a much clearer view of the host of a radio galaxy than of a quasar.

In this study, we exploit the opportunity to eliminate the quasar glare by performing sensitive spectropolarimetry with the Keck II telescope of a sample of radio galaxies with redshifts around 2.5. This represents the epoch when quasars were many times more common than they are now and is likely to be the period during which their host galaxies were being assembled into what become the most massive galaxies in the Universe today. We show that dust-reflected quasar light generally dominates the rest-frame ultraviolet continuum of these sources and that a highly clumped scattering medium results in almost grey scattering of the active galactic nucleus photons. The observations, however, do not exclude a substantial star formation rate averaged over a Gyr of evolution. The sub-mm reradiation from the scattering dust is likely to represent only a small fraction ($\sim 10\%$) of the total far infrared luminosity. An analysis of the emission lines excited in the interstellar medium of the host galaxy by the hard quasar radiation field reveals evidence of a dramatic chemical evolution within the spheroid during this epoch. Secondary nitrogen production in intermediate mass stars produces a characteristic signature in the NV/CIV and NV/HeII line ratios which has been seen previously in the broad line region of quasars at similar redshifts. We find intriguing correlations between the strengths of the Ly α and NV emission lines and the degree of ultraviolet continuum polarization which may represent the dispersal of dust associated with the chemical enrichment of the spheroid.

Key words: techniques: polarimetric – galaxies: active – galaxies: evolution – galaxies: abundances – galaxies: starburst – scattering

^{*}European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Str. 2, D-85748, Garching-bei-Muenchen, Germany

[†]Space Telescope European Coordination Facility, Karl Schwarzschild Str. 2, D-85748, Garching-bei-Muenchen, Germany

[‡]Dept. of Natural Sciences, Univ. of Hertfordshire, College Lane, Hatfield, Herts AL10 9AB, UK

[§]California Footnoteitute of Technology, Mail Stop 105-24, Pasadena, CA 91125, USA

[¶]Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, I-50125, Firenze, Italy

^{||}Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, I-50125, Firenze, Italy

^{**}W. M. Keck Observatory 65-1120 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 96742, USA

1 Introduction

Radio galaxies are thought to be the hosts of radio quasars, oriented such that the direct view to their nuclei is obscured by an optically very thick nuclear structure (Antonucci 1993 and references therein). This fortuitous occultation of the active galactic nucleus (AGN), which would otherwise outshine an L_* galaxy by a factor of up to a thousand or so, acts as a convenient 'natural coronagraph', allowing the detailed study of many properties of the surrounding stars and interstellar medium (ISM). Our current belief is that the hosts of powerful radio sources in the distant Universe are destined to become the giant ellipticals of today: the most massive galactic systems we know (McLure et al. 1999). While some may have commenced their formation at very high redshift, it is clear that the process of assembly is very active at $z \sim 2.5$ (Pentericci et al. 1999, 2000 ; van Breugel et al. 1998). This corresponds to the epoch when luminous quasars appear to have had their maximum space density (see eg. Pei 1995, Shaver et al. 1996, Fan et al. 2000). Indeed, a major goal of our programme is to understand any causal relationship between the formation of the massive black hole and that of the galaxy within which it resides.

Although we may not see it directly, the presence of the huge luminosity radiated by the quasar makes itself felt in many ways in the surrounding galaxy and understanding those processes is essential if we are to deduce the basic properties and evolutionary state of the host. The radiation field ionizes a substantial fraction of the gaseous interstellar medium (ISM), producing emission line halos extending sometimes hundreds of kpc (van Ojik et al. 1997a) and both destroys and accelerates dust. The ultraviolet (UV) and optical components of the quasar continuum and broad emission lines can now, thanks to large telescope polarimetry, be seen scattered from dust and/or electrons far from the nucleus (see eg. di Serego Alighieri et al. 1996a; Dey et al. 1996 ; Knopp and Chambers 1997b ; Cimatti et al. 1998b). Both of these reprocessing mechanisms, fluorescence and scattering, contribute to the alignment between the observed optical and radio structures seen in radio galaxies beyond a redshift of 0.7 or so (Chambers et al. 1987 ; McCarthy et al. 1987). Although at optical wavelengths the effects of scattering are seen most clearly at higher redshifts, where the dilution by starlight below the 4000 Å break is small, the process can be seen to operate in low redshift radio galaxies when they are observed with large telescopes (Cohen et al. 1999).

Above 4000 Å in the restframe, the evolved stellar population contributes substantially to the observed continuum and produces an infrared (K-band) Hubble diagram with a remarkably small dispersion (McCarthy 1993, but see references for the higher redshift sources, eg. Eales et al. 1997, van Breugel et al. 1998). Below 4000 Å, we might expect to see directly a young stellar population in a starburst arising as a precursor to the AGN or, alternatively, as a result of its influence on the surrounding medium. Objects with a redshift around $z \sim 2.5$ give optical spectrographs access to the restframe spectral band which includes the strong UV emission lines from Ly α through CIII] and beyond and also to that part of the continuum which displays detectable spectral features from OB

Object		z	Exp. (s)	P.A.(°)	Run
IAU	4C				
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
1243+036	4C+03.24	3.560	17200	156	c
0943–242	-	2.922	13800	73	b
0828+193	-	2.572	18000	44	b
2105+233	4C+23.56	2.479	22266	47	a
0731+438	4C+43.15	2.429	22720	12	b
1410–001	4C–00.54	2.360	16240	134	a
1931+480	4C+48.48	2.343	12000	50	c
0211–122	-	2.340	28580	104	b
1809+407	4C+40.36	2.265	10742	82	c

Table 1: Journal of observations. (1) IAU object name; (2) 4C name (3) Redshift; (4) Total exposure time; (5) slit position angle; (6) Run a: July 05–06 1997 (data published in Cimatti et al. (1998)), b: Dec. 24–25–26 1997, c: May 26–27 1998

stars as well as absorption lines from the ISM. In addition, the spectrum covers the region where Galactic-type dust displays the 2200 Å signature and the steep extinction increase below 1600 Å.

Our programme of Keck observations of $z \sim 2.5$ radio galaxies is designed to obtain high quality spectrophotometry of the spectral features mentioned above together with polarimetry having sufficient signal-to-noise to detect a continuum polarization as low as one or two percent. The polarimetry is used to separate the directly received light from the scattered radiation while the low-noise line and continuum spectroscopy can be used to study many properties of the host galaxy, especially the physical and dynamical state and the chemical composition of the ISM. Data from the first two sources observed, 4C+23.56 and 4C–00.54, are presented in Cimatti et al. (1998a) (hereafter paper I). Here, we report the extension of the sample to nine sources. In this paper, the analysis is restricted to the integrated properties defined by the continuum extent. An analysis of the spatial variations will come in a later publication (Villar-Martín et al. in prep.). Throughout this paper we assume $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 0.1$.

2 Observations and data reduction

The list of objects and the journal of observations are given in table 1. All sources were selected from the ultra-steep spectrum (USS) radio galaxy survey (see eg. Röttgering et al. 1995b) with redshift greater than 2.2 in order to observe the Ly α line. While the statistical properties of this subset cannot be defined with precision, it is effectively unbiased with respect to both radio flux and optical magnitude for the identified sources (Carilli et al. 1997). The R magnitudes range from 21 to 23 (see table 2, column 8). The source 4C+03.24, which has a redshift of 3.6, was originally included as an attempt to investigate the dependence of properties on epoch but, due to the faintness of many of the more distant objects, it was subsequently decided to restrict the sample to $z \leq 3$.

Observations were made using the Low Resolution Imaging Spectrometer (LRIS, Oke

et al. 1995) with its polarimeter (Goodrich et al. 1995b) at the Keck II 10m telescope from July 1997 to May 1998 under subarcsecond seeing conditions (seeing ranging from $0.5''$ to $1''$). The LRIS detector is a Tek 2048² CCD with $24\mu\text{m}$ pixels which correspond to a scale of $0.214''\text{pixel}^{-1}$. We used a 300 line mm^{-1} grating and $1''$ wide slit which provide a dispersion of $2.4\text{ \AA pixel}^{-1}$ and an effective resolution of $\sim 10\text{ \AA FWHM}$. The spectral range is $\lambda_{obs} \sim 3900 - 9000\text{ \AA}$. Observations of each object were divided into several sets (between 2 and 5) of 4 exposures of approximately 30 minutes with half-wave plate position angle set successively to 0° , 45° , 22.5° and 62.5° . The slit was always oriented along the radio axis (Röttgering et al. 1994, Carilli et al. 1997a).

After debiasing and flatfielding, 2D-spectra were rectified for geometrical distortion and wavelength calibrated using Hg-Kr arc lamp spectra. Spectra were cleaned for cosmic rays hits and then extracted in apertures given in table 2 in order to include all the extended continuum flux. After performing a precise wavelength registration of all eight spectra in each set (ordinary and extraordinary rays for each half-wave plate orientation) using night-sky emission lines to determine final wavelength zero-points, data were binned and then combined as described in Cohen et al. (1995, appendix A) to form I, Q and U Stokes parameters. Unbiased values for the fractional polarization were estimated with the best estimator given by Simmons and Stewart (1985). Statistical confidence intervals on fractional polarization and polarization angle were determined using a Monte-Carlo method taking into account the background polarization and the detector noise (details of the method in Vernet 2000). Polarized (VICyg12, BD+332642) and unpolarized (HZ44, BD+284211) standard stars were observed in order to check and calibrate the polarimeter. Flux calibration was done with the spectrophotometric standard stars: GD248, G191-B2B, Feige 22, Feige 66, Feige 67. Since several nights were not photometric, the spectra have been scaled to published HST magnitudes when available (Pentericci et al. 1999, see column 8 in table 2) without any aperture correction. Spectra were corrected for Galactic extinction using Burstein et al.(1982) maps and adopting the extinction curve of Cardelli et al. (1989).

A composite spectrum of all nine radio galaxies was also computed. The result is shown in fig. 5. We first normalized the spectra in a line free region between 2000 and 2100 \AA and then combined them using a simple average.

3 Results

3.1 The continuum

The spectropolarimetry results are presented in fig. 1. On each panel is displayed, from top to bottom: the total flux spectrum at two different scales, the fractional polarization and the position angle of the electric vector. The main results are summarized in table 2. The aperture used for the extraction matches the continuum spatial extent (table 2, column 2). The continuum is clearly resolved in all objects extending from $4''$ up to $8''$ which corresponds to a linear scale at $z \sim 2.5$ of 45 to 90 kpc. It shows a variety

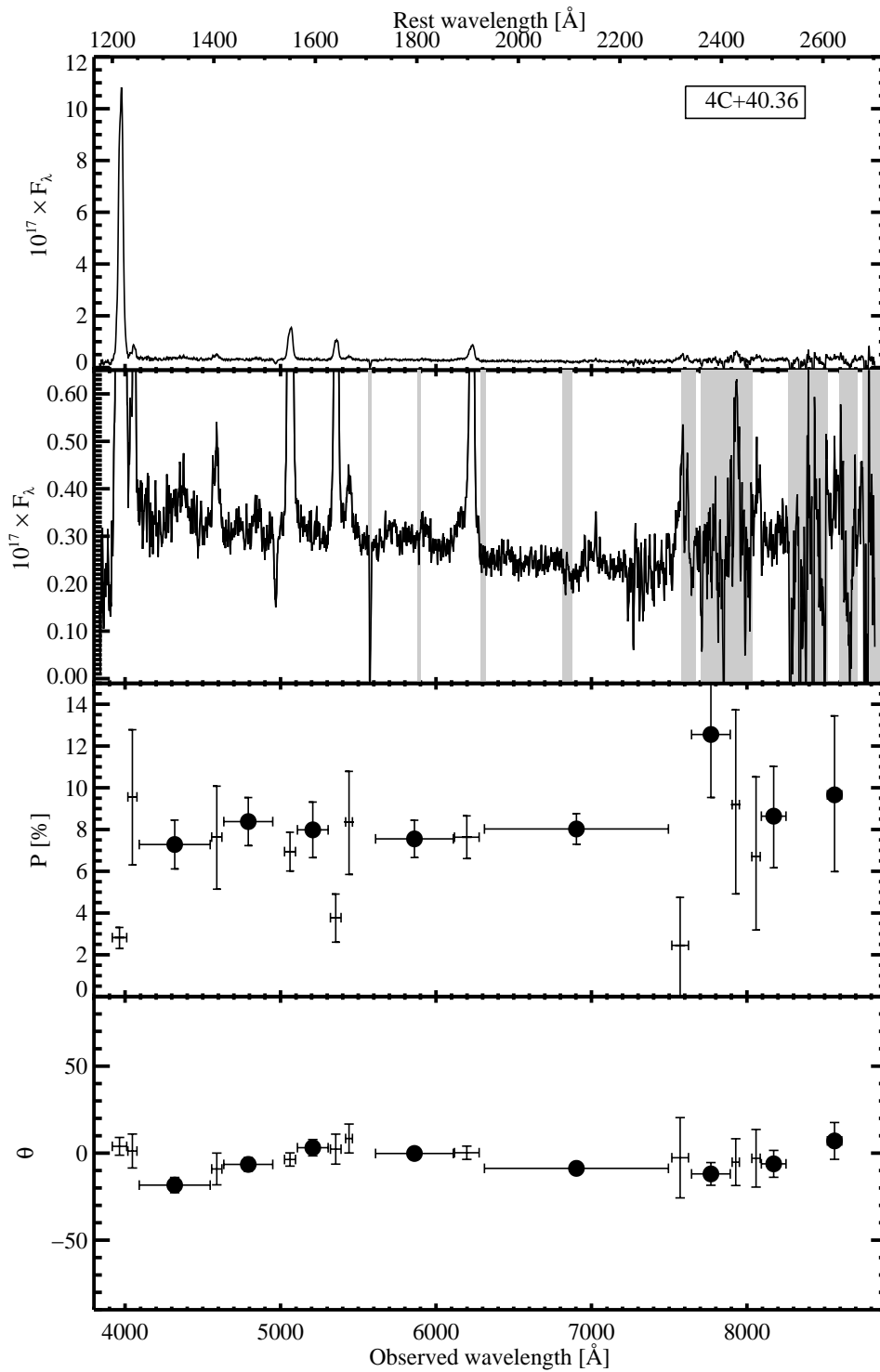


Figure 1: Spectral and polarization properties of 4C+40.36. In each panel, *from top to bottom*: the observed total flux spectrum plotted at two different scales, the first to show strong emission lines and the second to show the continuum, the fractional polarization in % and the position angle of the electric vector (measured N through E). Filled circles and crosses respectively indicate continuum and narrow emission lines (including their underlying continuum). Shaded areas indicate regions of strong sky emission.

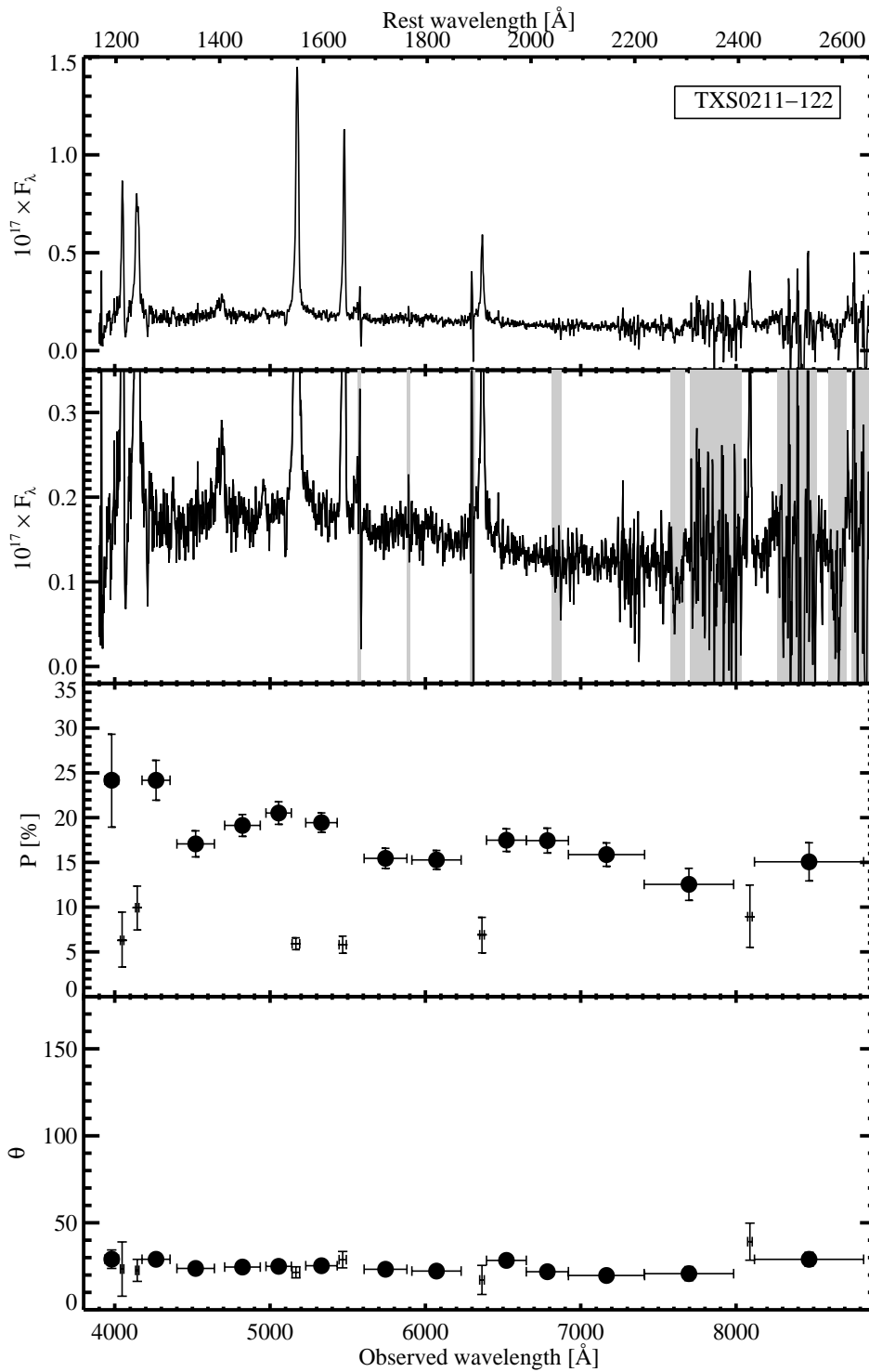


Figure 1: *Continued.* 0211–122

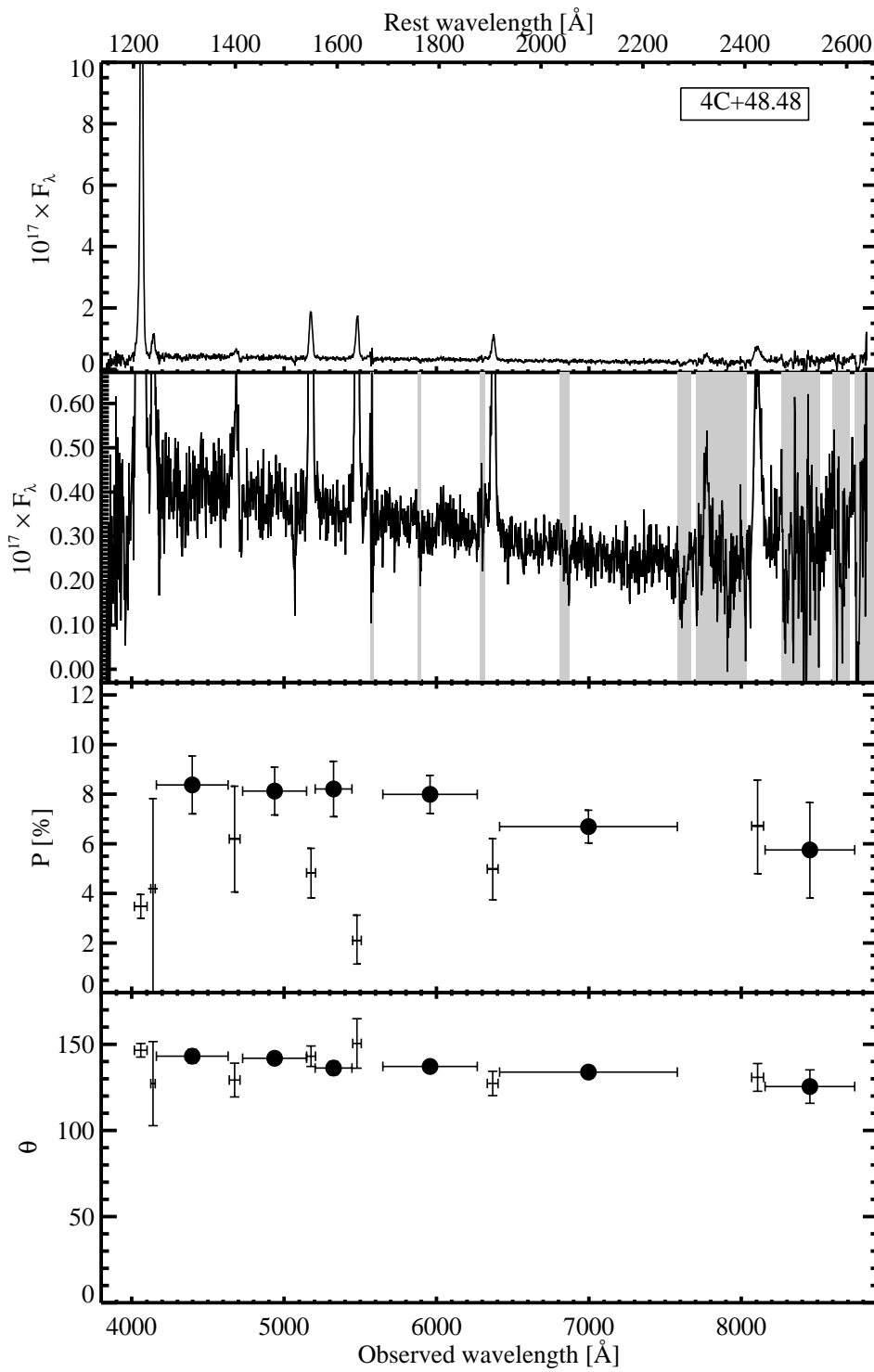


Figure 1: *Continued.* 4C+48.48

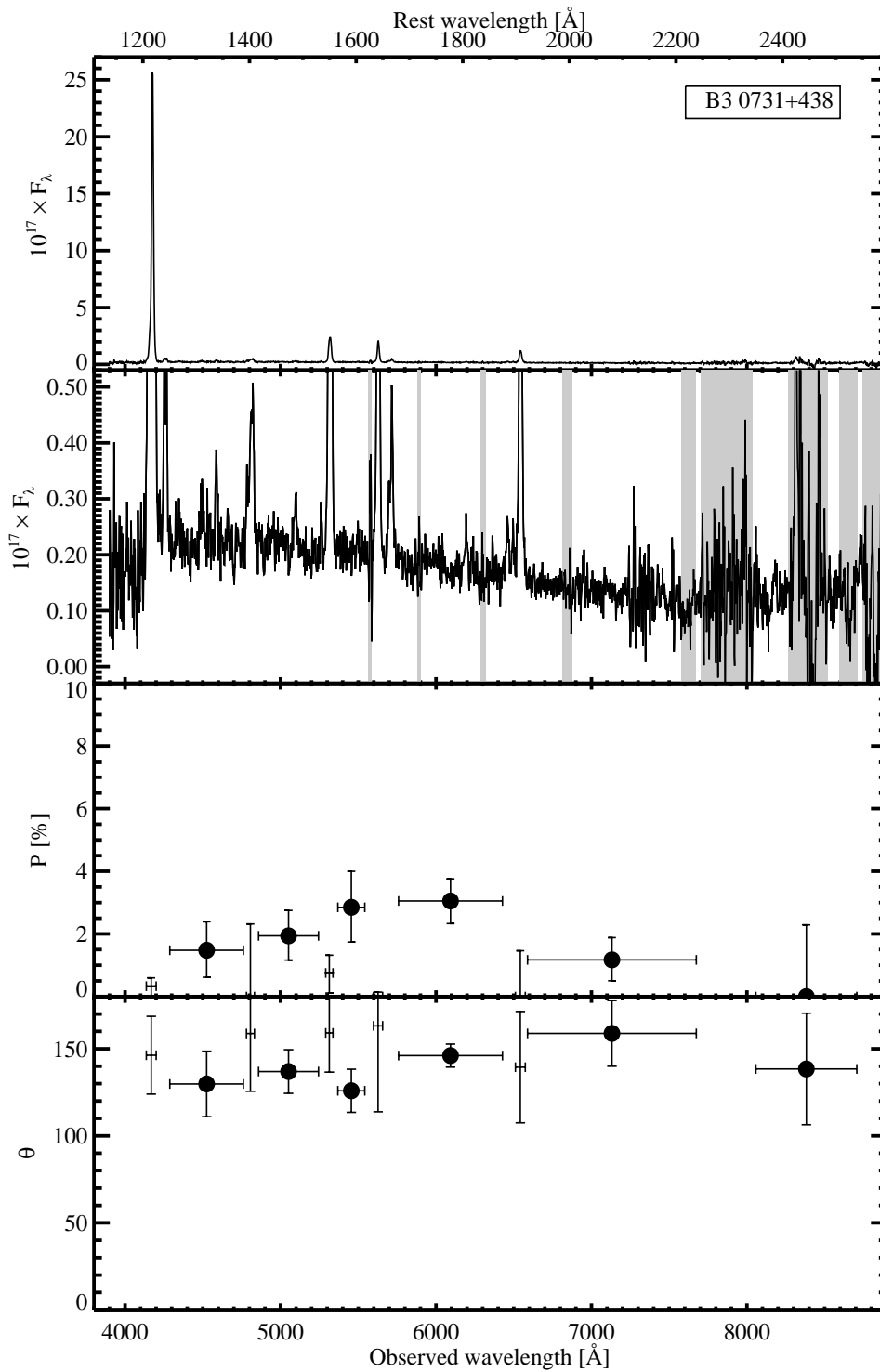


Figure 1: *Continued.* 0731+438

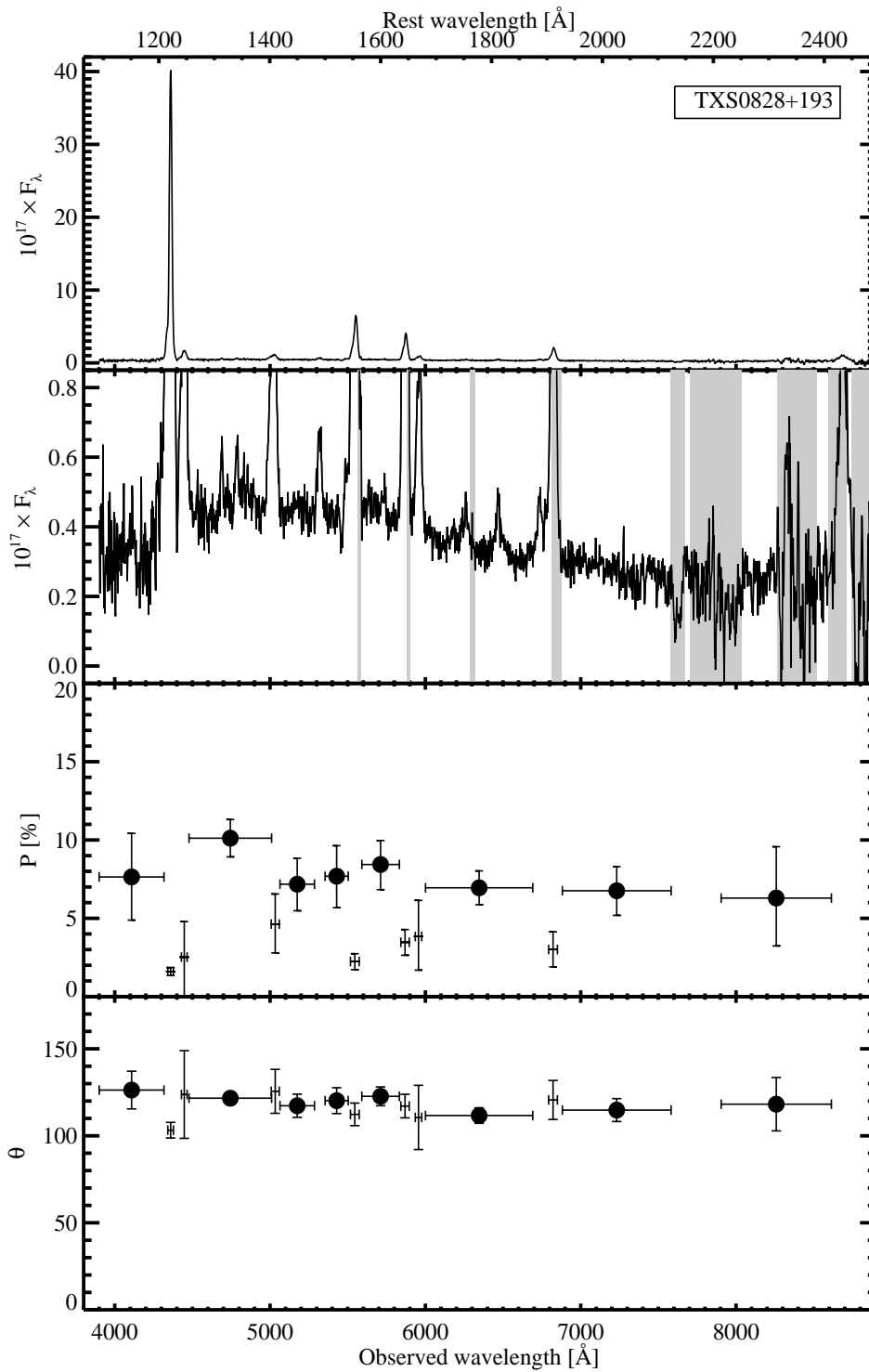


Figure 1: *Continued.* 0828+193

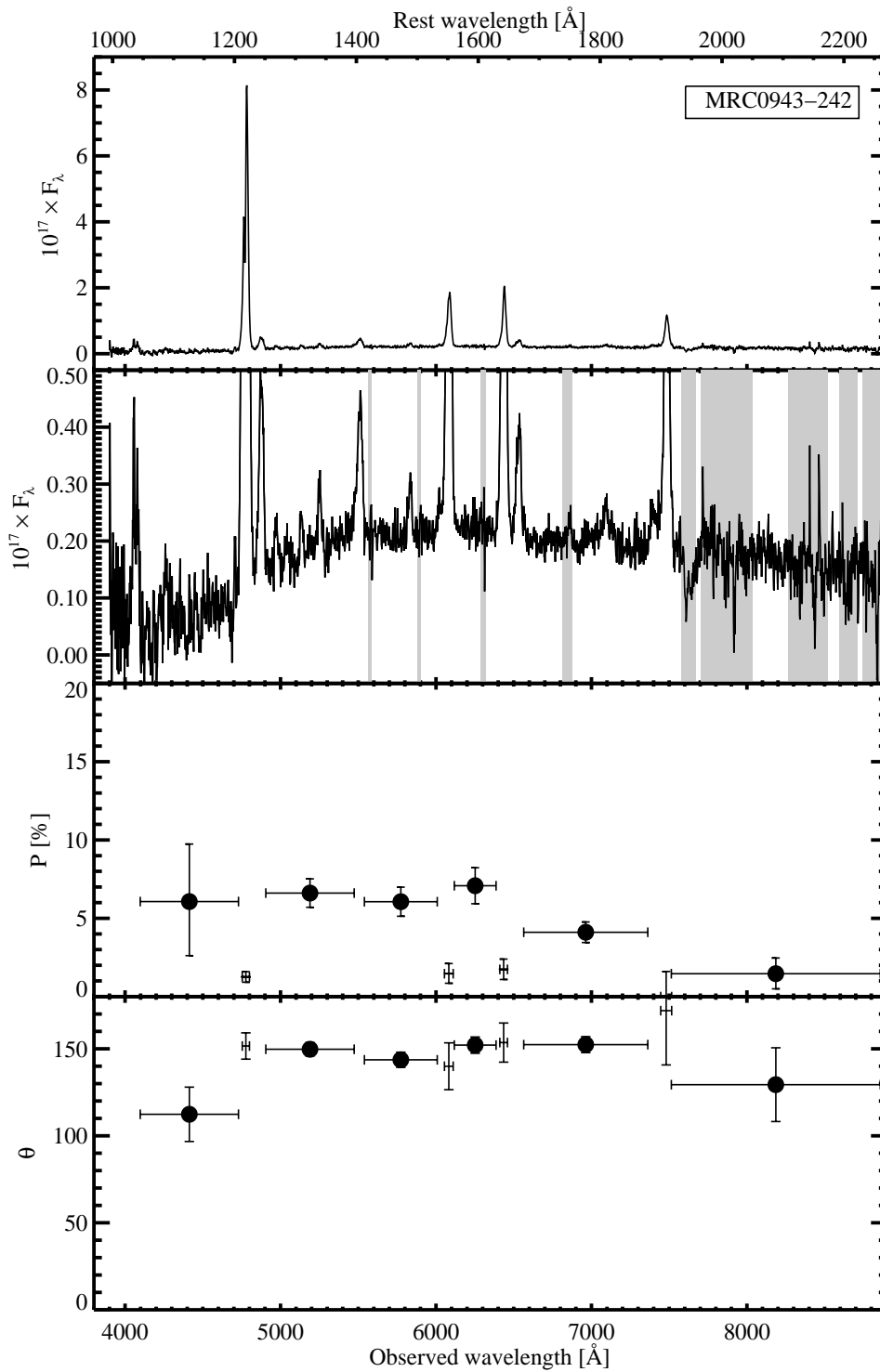


Figure 1: *Continued.* 0943–242

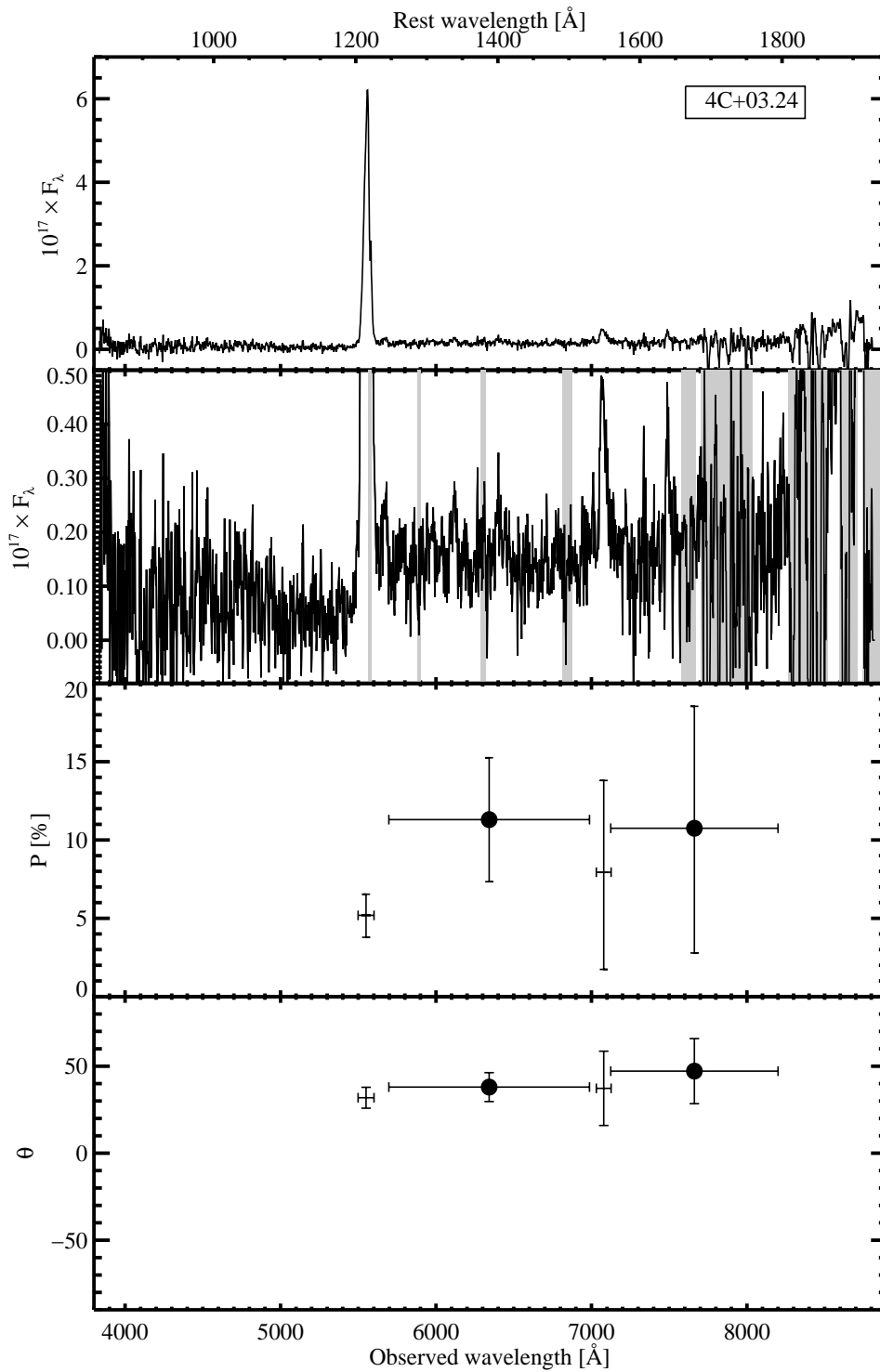


Figure 1: *Continued.* 4C+03.24

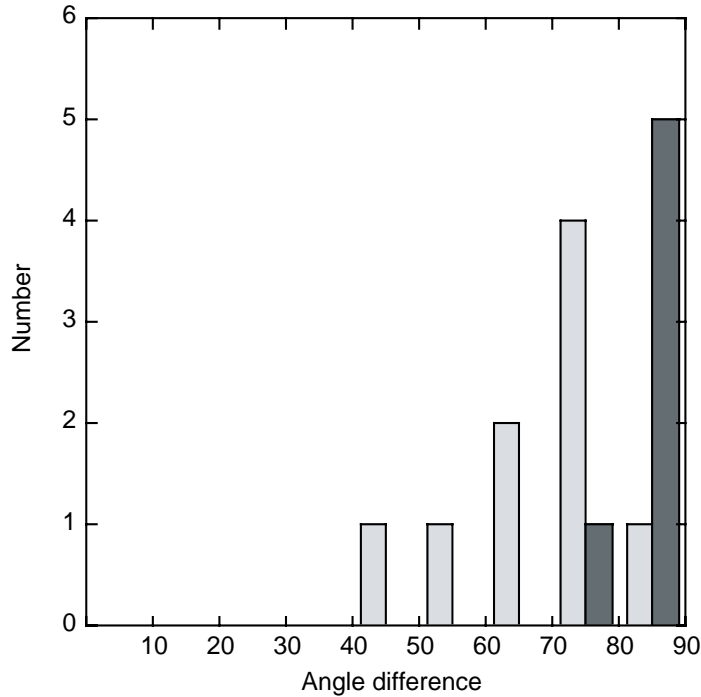


Figure 2: Histograms of the difference between PA_{rad} and PA_{pol} (PA of the E-vector, light) and between PA_{UV} and PA_{pol} (dark).

of morphologies such as double narrow sources (4C+23.56), very extended emission (4C+48.48) and single peaked sources (0943–242). This paper does not discuss further the spatial structures but concentrates solely on the properties integrated over the regions where the continuum is detected.

The first important result is that all high redshift radio galaxies (HzRGs) in this sample except 0731+438 show high continuum fractional polarization ranging from $\sim 6\%$ up to $\sim 20\%$ measured in a large bin just longward of $Ly\alpha$ (see table 2, column 3). This window, between NV and the OIV]/SiIV blend ($\sim 1250-1400 \text{ \AA}$ in the rest frame), contains several weak, low ionization absorption lines but is the broadest gap between strong emission lines in a region of the spectrum where the instrumental sensitivity is high for all sources. For 0211–122 and 0943–242, we clearly see a rise of the continuum polarization toward the blue. In 0211–122, the fractional polarization rises from $P = 15.3 \pm 1.1\%$ shortward of CIII] to $P = 19.3 \pm 1.2\%$ longward of $Ly\alpha$ and for 0943+242 it rises from $P = 4.1 \pm 0.6\%$ to $P = 6.6 \pm 0.9\%$ between the same rest wavelengths (note here that error bars are symmetric because data were binned in order to reach signal-to-noise $P/\sigma > 6$). A similar trend is also seen in 4C+23.56 and marginally in 4C–00.54 (see paper I). The signal-to-noise of the polarization measurements is generally not high enough to detect any significant variation of fractional polarization with wavelength in other galaxies in our sample. For 0731+438, we can only give an upper limit of about 2.4% at the 1σ level to the fractional polarization just longward of the $Ly\alpha$ line. However, a significant polarization is measured at longer wavelength ($P = 3.1 \pm 0.7\%$ shortward of CIII]).

Object (1)	Ap.($''$) (2)	P (%) (3)	PA_{pol} ($^{\circ}$) (4)	PA_{UV} ($^{\circ}$) (5)	β (6)	$\log(L_{1500})$ (7)	R Mag. (8)	HST Mag. (9)
4C+03.24	7.1	11.3 \pm 3.9	38.0 \pm 8.3	132	-	42.20	22.5	23.2 (F702W)
0943–242	4.1	6.6 \pm 0.9	149.7 \pm 3.9	67	-0.84	42.11	22.3	22.6 (F702W)
0828+193	4.1	10.1 \pm 1.0	121.6 \pm 3.4	38	-1.59	42.22	22.7	22.2 (F675W)
4C+23.56a	4.9	15.3 \pm 2.0	178.6 \pm 3.6	90	-0.94	41.82	23.2	
0731+438	7.7	1.48 (<2.4)	129.8 \pm 19	-	-1.43	41.80	23.0	
4C–00.54	4.1	11.7 \pm 2.7	83.6 \pm 4.1	6	-0.88	41.75	22.6	22.9 (F606W)
4C+48.48	6.2	8.37 \pm 1.5	143.1 \pm 3.9	-	-0.74	41.96	22.1	
0211–122	4.1	19.3 \pm 1.15	25.0 \pm 1.8	122	-0.93	41.68	22.7	22.9 (F606W)
4C+40.36	4.7	7.30 \pm 1.2	161.6 \pm 4.4	-	-0.89	41.86	22.4	

Table 2: Continuum properties. (1): Object name; (2): Aperture used for spectral extraction (the slit width was $1''$ except for 4C+23.56 and 4C–00.54 for which the slit was $1.5''$ wide); (3): Fractional polarization computed in a large bin between NV and SiIV lines ($\sim 1250\text{--}1400 \text{ \AA}$) with 1σ confidence interval (bins are not necessarily identical to the ones shown on fig. 1); (4): Electric vector position angle with 1σ confidence interval; (5) Position angle of the UV continuum extension as measured on HST images (Pentericci et al. 1999); (6) Slope β between 1500 \AA and 2000 \AA (with $F_{\lambda} \propto \lambda^{\beta}$); (7) Logarithm of monochromatic luminosity at $\lambda_{rest} \approx 1500 \text{ \AA}$ in $\text{erg s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$; (8) R band magnitude from Carilli et al. (1997) and Röttgering et al. (1995); (9) HST magnitude from Pentericci et al. (1999).

The position angle of the electric vector (table 2, column 4) is generally constant with wavelength within the measurement errors. We show in fig. 2 the difference between the radio axis position angle (PA_{rad}) and the polarization angle (PA of the E-vector, dots) and the difference between the UV extension position angle (PA_{UV}) and the polarization angle (squares). Averaging over the nine sources in our sample we find $PA_{rad} - PA_{pol} \simeq 69^{\circ}$. For the 6 sources for which we have PA_{UV} measurements the average $PA_{UV} - PA_{pol}$ is 84° . This is consistent with the PA of the electric vector being generally perpendicular to the UV continuum extension but less closely correlated to the large-scale radio structure (this effect was already noted by di Serego Alighieri et al. 1993, Cimatti et al. 1993,1994 and Hines & Wills 1993).

One very striking result is that all objects in this sample show a remarkably similar continuum shape with a dip around 2200 \AA and a shallow peak in F_{λ} between $\text{Ly}\alpha$ and 1500 \AA . This similarity of shape and in particular the 2200 \AA dip cannot be an artifact of the response calibration since objects in the sample cover a relatively large range in redshift. For instance, 0943–242 at $z = 2.922$ ($1000 < \lambda_{rest} < 2250$) does not show any dip between observed wavelength 7000 \AA and 8000 \AA . Although spectra are quite noisy at long wavelength, the continuum rise at $\lambda_{rest} > 2200 \text{ \AA}$ is well detected using just regions between strong sky lines (see in between shaded areas showing region of strong sky emission in fig. 1). The decrease below 1500 \AA is also a real continuum feature since it starts before the onset of the Lyman forest absorption below $\text{Ly}\alpha$. Continuum slopes between 1500 \AA and 2000 \AA are listed in table 2, column 6.

3.2 Emission lines

Fluxes of all detected emission lines are given in table 6. The quality of the data allow us to detect a number of weak emission lines such as SiII λ 1309, NIV] λ 1488 and NIII] λ 1750. The spatial extent of strong emission line halos (Ly α , NV, CIV and HeII) range from about 45kpc in 0943–242 up to more than 100kpc in 0211–122 and 0828+193 (see also van Ojik et al. 1996). These strong emission lines are usually more extended than the aperture used for the extraction and show very complex spatial and velocity structure with high velocity amplitudes up to ~ 2000 km s $^{-1}$. Narrow emission lines have typical width of ~ 800 – 1500 km s $^{-1}$ as measured on the HeII λ 1640 line (see table 3) which is less affected by possible underlying broad emission (since it is usually very weak in quasars) or absorption. Broad lines are clearly detected in 0211–122 (broad CIV FWHM ~ 6500 km s $^{-1}$, $W_\lambda \sim 57$ Å and broad CIII] FWHM ~ 9000 km s $^{-1}$, $W_\lambda \sim 50$ Å) and 4C+23.56 (broad CIV FWHM ~ 4800 km s $^{-1}$, $W_\lambda \sim 68$ Å and broad CIII] FWHM ~ 6300 km s $^{-1}$, $W_\lambda \sim 76$ Å). Broad wings are also marginally detected in 4C+40.36 and 4C–00.54. Since narrow emission line profiles can be quite poorly represented by gaussians due to the presence of several kinematic components, we did not attempt to perform gaussian fitting. Fluxes were measured from simple line integrals. The main source of error in these measurements comes from uncertain continuum determination. We estimated the uncertainty by making limiting high and low estimates of the continuum level. This method does not provide rigorously defined measurement errors but does give a conservative estimate of the range in flux allowed by the data for each emission line.

One particular issue in measuring narrow emission line fluxes is the contamination by broad components, especially for the Ly α , NV, CIV and CIII] lines. In the two cases where broad lines are most prominent, (4C+23.56 and 0211–122) and most likely to significantly affect our results, we made measurements of the narrow emission lines using several different strategies including multiple-gaussian fitting, integration from an elevated continuum and measurement after subtraction of a scaled quasar template. The small dispersion in the resulting values is included in our conservative estimate of the uncertainties.

We also measured the polarization of the strongest narrow emission lines including the underlying continuum (see bins marked with crosses in fig. 1). They show, in general, a significantly lower polarization than neighbouring pure continuum bins. In all cases the continuum subtracted polarization in the narrow Ly α line is less than 2%.

3.3 Absorption lines

Spectra generally show several absorption features that can be identified as low ionization zero-volt or excited fine-structure interstellar lines such as SiII $\lambda\lambda$ 1260,1265, OI $\lambda\lambda$ 1302,1305 and SiII $\lambda\lambda$ 1304,1309, CII $\lambda\lambda$ 1334,1336 SiII $\lambda\lambda$ 1527,1533. There is a weak tendency for high polarization objects to show these lines in absorption and low polarization objects to show them in emission. Equivalent width measurements and identifications of these features are given in table 7. Fig. 3 illustrates the complex behavior

Source	W_λ	FWHM	
	(\AA)	(\AA)	(km s^{-1})
4C+03.24	29 ± 11	19.6	784
0943–242	216 ± 20	22.4	1042
0828+193	243 ± 12	26.7	1366
4C+23.56a	69 ± 9	14.3	749
0731+438	152 ± 9	10.5	560
4C–00.54	109 ± 9	14.5	788
4C+48.48	97 ± 13	16.9	922
0211–122	84 ± 4	11.4	626
4C+40.36	74 ± 10	29.6	1655

Table 3: Equivalent width and instrumental profile (10 \AA) corrected observed FWHM measurements of the HeII $\lambda 1640$ emission line. FWHM measurements were done using a single gaussian fit in all cases without any attempt to deblend the different kinematic components.

of these lines with the two extreme cases observed in our sample. While low ionization lines are only seen in absorption in 4C+23.56 (bottom spectrum in fig. 3), these lines only show up in emission in 0943–242 (top spectrum in fig. 3).

In the case of 0731+438 and 4C–00.54 (see paper I), an absorption is detected close to the expected position of the CIII $\lambda\lambda 1426, 1428$ photospheric line but we consider this identification as very uncertain since no other absorption lines compatible with pure photospheric lines are detected. See section 4.1.3 for a more detailed discussion on photospheric absorption lines.

3.4 Notes on individual objects

- 0828+193: this radio galaxy was thought to have two subcomponents separated by $3''$ (OI1 to the SE and OI2 to the NW, see Knopp and Chambers 1997). Our deep spectrum reveals that OI1 is in fact a M5V type star. The 3σ upper limit to the polarization of this star between 5600 and 8300 \AA is 0.85% .
- 4C+40.36: Chambers et al. (1996b) note that there is a small extension $2''$ to the southeast of the eastern lobe which is detected in all bands and has very similar colours to 4C+40.36. They identify it as a good candidate for a companion or a subcomponent (see their fig. 7). This is in fact a foreground HII galaxy at $z = 0.404$. The spectrum is displayed in fig. 4a with an overlay of the HII galaxy NGC 6052 from Schmitt et al. (1997).
- 4C+48.48: we find an emission line object $2.5''$ to the southeast of 4C+48.48 that has a significantly redder continuum than the radio galaxy. The measured polarization between 5600 and 8000 \AA is compatible with 0% with a 3σ upper limit of 4.5% . A strong emission line is clearly detected at $\lambda_{obs} = 6277.5 \text{ \AA}$. We also tentatively identify another weaker emission line at $\lambda_{obs} = 8184.7 \text{ \AA}$. These lines do not correspond to any expected strong emission at the redshift of the radio galaxy. Identifying these lines as [OII] $\lambda 3727$ and H_β , this intervening object can be classi-

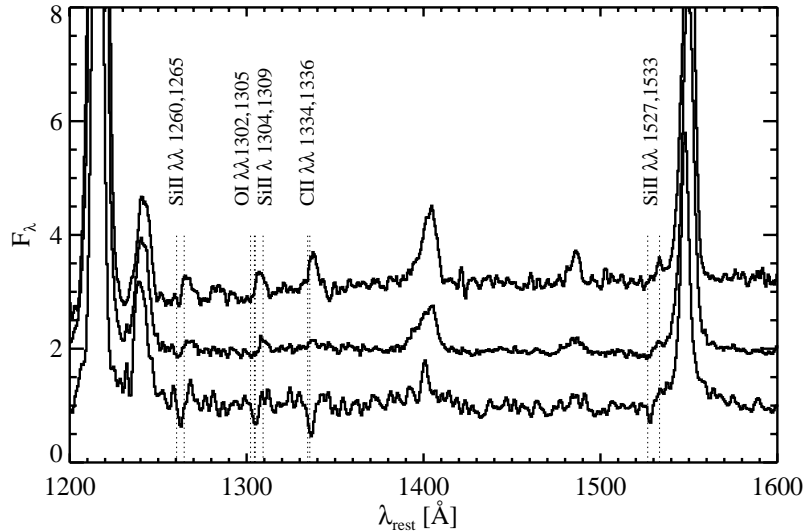


Figure 3: Low ionization absorption and emission features for two extreme cases. While low ionization lines are only seen in absorption in 4C+23.56 (*bottom spectrum*) these lines only show up in emission in 0943–242 (*top spectrum*). The spectrum in the middle is our HzRG composite spectrum.

fied as an HII galaxy at $z = 0.684$. The spectrum is displayed in fig. 4b with an overlay of the HII galaxy NGC 6764 from Schmitt et al. (1997).

Note that, due to the presence of intervening objects along the line of sight, observed properties of 4C+40.36 and 4C+48.48 might be significantly affected by lensing.

3.5 Additional data

We also collected information on three high redshift sources that have comparable quality spectropolarimetry data from the literature: two radio galaxies (4C+41.17 and 3C 256) and the ultraluminous infrared galaxy FSC 10214+4724. The main properties of these objects that are used in the discussion are given in table 4.

Six sources in our sample have been observed with HST/WFPC2. These data are published in Pentericci et al. (1999). They were mainly used in this work to compare the polarization angle to the direction of the extended ultraviolet emission (see table 2) and to obtain an absolute flux calibration of our spectra.

Radio properties of all objects in our sample can be found in Röttgering et al. (1994) and Carilli et al. (1997).

4 Discussion

The discussion is based on the integrated properties of the sources. The spatial properties and kinematic details are addressed in a separate paper (Villar-Martín et al. in prep.). The

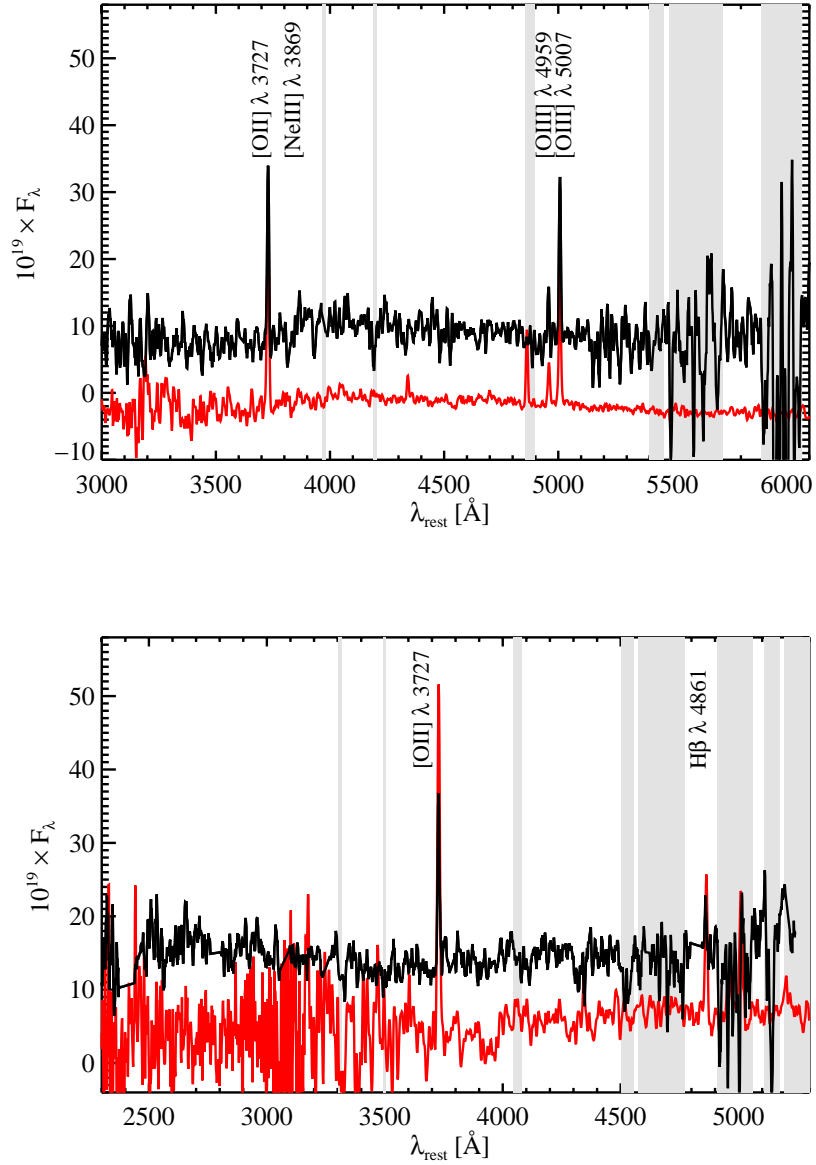


Figure 4: Spectrum of intervening galaxies (upper spectrum). *top* : HII galaxy $2''$ southwest of 4C+40.36 with template galaxy NGC 6052 overlaid; *bottom* : HII galaxy $2.5''$ southwest of 4C+48.48 with template galaxy NGC 6764 reddened with $E_{B-V}=0.1$. The main emission lines are labeled. In both cases, spectra have been cleaned of residual extended emission lines from the radio galaxy and smoothed with a 5 pixel boxcar. Template galaxies were obtained from Schmitt et al. (1997) and have been shifted downward by 10 flux units for clarity. Shaded areas show regions of strong sky emission.

Object	z	$P(\%)$	β	Ly α /CIV	Nv/CIV	HeII/CIV
FSC 10214+4724	2.282	26 \pm 2		0.276 \pm 0.003	0.736 \pm 0.001	0.496 \pm 0.001
4C+41.17	3.798	\leq 2.4 (2σ)	-1.8	11.1 \pm 0.7	0.29 \pm 0.03	0.42 \pm 0.02
3C 256	1.824	10.9 \pm 0.9	-0.71	10.4 \pm 0.2	0.27 \pm 0.17	1.05 \pm 0.02

Table 4: Polarization and line ratio results from the literature for three sources which have similar quality spectropolarimetry. The data are taken from: FSC 10214+4724, Goodrich et al. (1996); 4C+41.17, Dey et al. (1997); 3C 256, Dey et al. (1996), Simpson et al. (1999). The fractional polarization measurement has been chosen to match as closely as possible the aperture and waveband we have used for our sample sources. In the case of 3C 256, no polarization measurement has been made shortward of CIV, but Dey et al. (1996) show that P is quite flat from 1500–2500 Å. When forming line ratios, we have excluded components with a FWHM \geq 3,000 km s $^{-1}$.

aim is to identify the origins of the various radiated continuum and line components using polarimetry as a powerful discriminant between direct and scattered radiation.

4.1 The nature of the continuum

The question we address in this section is the origin of HzRG ultraviolet continuum: what is the dominant source of UV continuum and what is the relative contribution of the different possible components? The high fractional polarization together with the presence of broad lines clearly suggest that scattering of the radiation from the central active nucleus plays an important rôle, and probably a dominant one in the most polarized objects. The universality of the shape of the spectral energy distribution is difficult to reconcile with the dominance of a young stellar population in this wavelength range since starbursts show strong colour evolution and a range of reddening. However, there is evidence, mainly from the less strongly polarized objects, that a young stellar population can make a significant contribution to the UV continuum.

4.1.1 The scattered continuum

The high continuum polarization shows that a large fraction of the UV continuum must be due to scattered AGN light in all objects in our sample except possibly for the least polarized source (0731+438). This case is strengthened by the clear detection of broad lines in the most polarized objects (0211–122, 4C+23.56) with equivalent widths which are similar to those seen in quasars.

The remarkable similarity of the shape of the HzRG ultraviolet spectral energy distribution (SED) with that of quasars shows that the scattering process must be approximately independent of wavelength. The most natural explanation for such ‘grey’ reprocessing is that the dominant mechanism is Thompson scattering by electrons. However, this interpretation encounters several difficulties. Scattering by a population of hot ($T_e > 10^7 K$) electrons is ruled out because the Doppler broadening would smear out the scattered broad lines. In the two objects in our sample for which we can easily measure the width of the scattered broad CIV λ 1550 line we can estimate an upper limit on T_e of $\sim 10^5 K$ (see Miller, Goodrich and Mathews 1991 and Cimatti et al. 1996) assuming a typical value of

$\sim 6500 \text{ km s}^{-1}$ for the width of the CIV $\lambda 1550$ line of a radio loud quasar (as measured on Cristiani and Vio 1990 radio loud composite spectrum). In addition, estimates of the expected X-ray fluxes for such a population of hot electrons in distant 3CR radio galaxies are in strong disagreement with observations (see for instance calculations made by Dey et al. 1996 for 3C256). Scattering by a cooler ($T_e \sim 10^4 - 10^5 \text{ K}$) population of electrons as the dominant mechanism is more difficult to rule out. The most compelling argument is based on the far greater scattering efficiency per unit mass of dust than electrons which implies that, as soon as some dust is present in the ISM, it will dominate the scattered light. We shall consider dust as the dominant scattering agent throughout the rest of this discussion.

Standard homogeneous optically thin dust scattering models predict a bluening of the emergent spectrum due to the wavelength dependence of the scattering efficiency of small dust grains. In order to reproduce observations, previous modeling has been based on optically thin scattering followed by arbitrary extinction by a screen of dust. The implicit assumption is that some part of the dusty medium is illuminated by the quasar and scatters light to the observer while another part is in the ‘shadow’ and produces extinction of the scattered light (see Manzini and di Serego Alighieri 1996). A more realistic model employs the same population of dust grains to scatter and absorb the light whereupon the emergent scattered light is maximized where a photon experiences scattering and extinction optical depths close to unity ($\tau_{scat} \sim \tau_{ext} \sim 1$). If the medium is inhomogeneous (clumpy), a natural luminosity weighting process operates by which the emergent flux over a wide range of wavelength comes from paths with optical depth close to one. The scattered spectrum is then approximately the input spectrum multiplied by the dust albedo (the ratio of the scattering to the extinction efficiency) which, for Galactic dust is almost grey at ultraviolet and optical wavelengths.

Radiative transfer in a clumpy dusty medium has been extensively studied (see eg. Witt and Gordon (1996; 1999), Varosi and Dwek (1999) and references therein) and applied to several types of astrophysical objects such as circumstellar shells and starforming galaxies. The expected greyness of the scattering over a large wavelength range described above is confirmed by all studies. We compared our observations to results obtained using the analytical model developed and tested against Monte-Carlo simulations by Varosi and Dwek (1999). These analytical approximations, based on an extension of the mega-grain model of a two-phase medium first proposed by Hobson and Padman (1993) allowed us to easily explore the main parameters describing the clumpy medium: the clump volume filling factor f_c and the ratio of the cloud to inter-cloud medium density α (see Varosi and Dwek 1999 for details). In our simulations, we used a 40kpc diameter spherical two-phase dusty medium illuminated by a quasar central source with spectrum from the Cristiani and Vio (1990) quasar composite. The adopted total dust mass is $10^8 M_\odot$ typical of dust masses inferred from submillimeter observations (Best et al. 1998a, Cimatti et al. 1998a, Archibald et al. 2000) and we used the standard Galactic dust model by Mathis, Rumpl and Nordsieck (1977). The result is displayed in fig. 5 where the HzRG composite spectrum (grey line) is compared to the scattered quasar (black continuous line). This

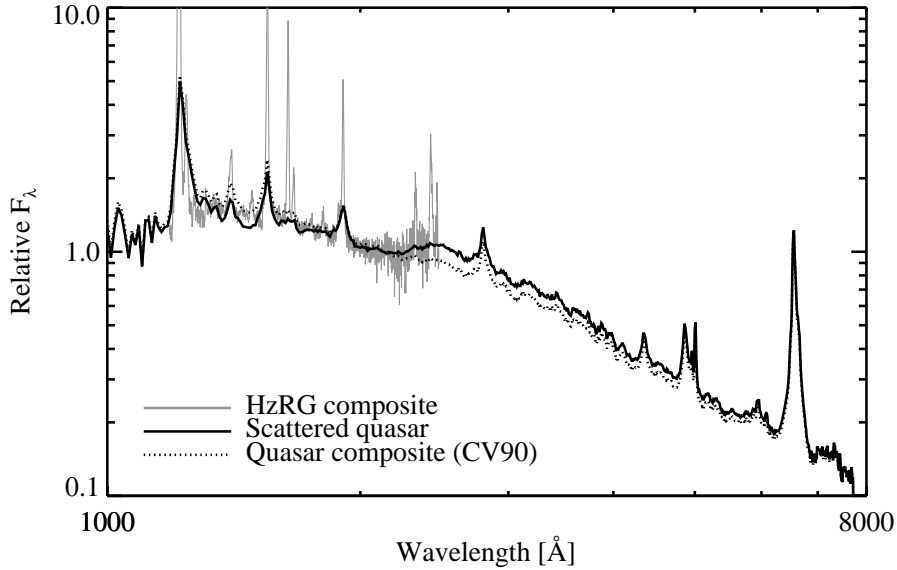


Figure 5: Comparison of the HzRG composite spectrum (in grey) with quasar radiation scattered by a clumpy medium (continuous black line) modeled using Varosi and Dwek (1999) models with high density contrast ($\alpha = 1000$) and small clump volume filling factor $f_c = 0.01$. This medium produces an almost grey scattering illustrated by the similarity between the scattered spectrum and the input quasar composite spectrum (dotted line). The difference between the quasar and the scattered spectrum around 2200 \AA is due to the dust albedo feature. Note how well the HzRG composite spectrum tracks this feature. Spectra are normalized at 2000 \AA .

provides a remarkably good fit to both continuum and broad lines. We also plotted the original quasar composite (dotted black line) as a reference to illustrate the approximate greyness of the scattering.

The best results were obtained for models with high clump to inter-clump medium density contrast ($\alpha = 1000$) and low clump volume filling factor ($f_c = 0.01$). The reason for this is that in order to have grey scattering, high density clumps in an extended low density inter-clump medium are required. In this regime radiative transfer is dominated by the dense clumps. Additionally, this ensures that the direct view to the quasar is usually relatively unobscured, consistent with the scarcity of highly reddened radio loud quasars (see eg, Simpson and Rawlings 2000). However it is interesting to note that this scenario also predicts that there must be cases where our line of sight to the quasar intercepts one of these high density clumps, in which case the direct view to the quasar would be completely blocked. Scattered light would then dominate the flux in the UV-optical, resulting in a type 1 object masquerading as a radio galaxy.

The main features of the continuum shape — the dip around 2200 \AA and the rollover below 1500 \AA — are well reproduced by this model (see fig. 5). It is difficult, however, to use these observations to reliably constrain the dust properties since the scattered spectrum is sensitive only to the difference in wavelength dependence of the scattering and absorption cross-sections. In particular the possible detection of the 2200 \AA dust feature is difficult to confirm because it overlaps with the UV FeII blends often present in quasar spectra above 2300 \AA (the so-called small blue bump). In addition, the signal-to-noise

ratio in this region of the spectrum is rather low due to strong sky lines (shaded areas on fig. 1). The strength of these FeII blends in quasar spectra varies significantly from object to object and its origin is still poorly understood. It seems, nevertheless, difficult to ascribe the observed feature to FeII blends alone since it would require this blend to be unusually strong in the spectrum of the hosted quasar in all sources, as strong as that observed in ultra-strong FeII emitters like quasar 2226–3905 (Graham et al. 1996). In consequence, the feature we observe around 2200 Å is probably a combination of the 2200 Å dust feature and UV FeII blends above 2300 Å.

Although inhomogeneous radiative transfer models considering anisotropic central sources are not yet available, we can check that the predicted scattered fluxes are consistent with our observations. The model described above predicts that the fraction of scattered light in a spherical medium is of the order of 7% of the input flux from the central source between 1000 and 3000 Å. This value is consistent with the Witt and Gordon (1999) “clumpy shell” model predictions (their $\tau_v = 0.75$ model). Assuming an average half opening angle of 45° for the obscuring torus, we then estimate that about 2% of the central AGN flux is scattered by the ISM of a radio galaxy. The R magnitudes of the objects in our sample range between 21 and 23 and the inferred magnitude of the central source is therefore between 17 and 19, consistent with observed bright quasar magnitudes at $z \sim 2.5$.

The spatially-integrated level of continuum polarization is determined by two processes: the geometrical dilution — which is the result of averaging over the possible scattering angles within the ionization cones — and dilution by sources of unpolarized radiation. The appropriate biconical geometry in the framework of the unified scheme has been studied in detail by Manzini and di Serego Alighieri (1996) assuming an optically thin homogeneous medium. Currently, none of the available radiative transfer models for inhomogeneous clumpy media have considered the fractional polarization of the scattered radiation in a biconical geometry. However, a study of optical depth and geometrical effects on dust scattering by Zubko and Laor (1999) shows that the fractional polarization is almost independent of optical depth due to the relatively small contribution of multiple scattering to the net polarization. In consequence, we assume that the calculations made for homogeneous optically thin medium by Manzini and di Serego Alighieri (1996) provide a reasonable estimate of the fractional polarization of the scattered radiation. Considering only calculations made for standard MRN interstellar dust composition and a torus half opening angle $\Phi = 45^\circ$, the fractional polarization at a given wavelength is determined by the observer’s viewing angle θ . These models predict that the continuum polarization at 1500 Å varies between 25% for $\theta = 90^\circ$ (when the torus is seen edge on) and about 10% for $\theta = 50^\circ$. This range in fractional polarization depends on the assumed torus opening angle. The value we use in this calculation is illustrative and is consistent with Barthel (1989) statistical analysis.

The range in observed continuum polarization in our sample is compatible with these predictions. It goes from less than 3% in 0731+438 to about 20% in 0211–122 longward Ly α , which is lower than the range spanned by models. Using the following equation

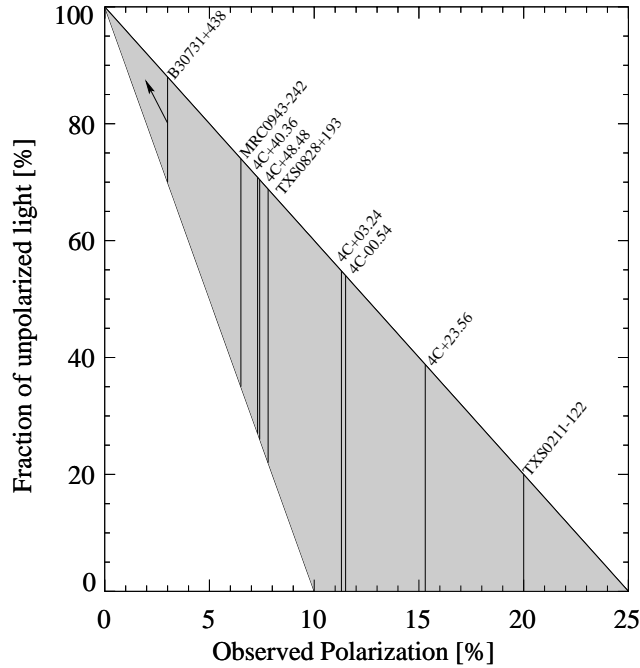


Figure 6: Constraints on the fraction of unpolarized light contributing to the continuum at $\sim 1500 \text{ \AA}$. The two lines delineating the shaded area represent F_{unpol} for extreme values of the observer’s viewing angle (*top line*: $\theta = 90^\circ$; *bottom line*: $\theta = 50^\circ$). Vertical labeled lines represent the possible range of variation of F_{unpol} for each object in our sample.

describing the dilution of polarization of the scattered radiation F_{scat} of fractional polarization P_{scat} by an unpolarized component F_{unpol} :

$$P_{obs} = P_{scat} \times \frac{F_{scat}}{F_{scat} + F_{unpol}}$$

we can set limits to the contribution of unpolarized radiation at $\sim 1500 \text{ \AA}$ making extreme assumptions for the unknown observer’s viewing angle as displayed on fig. 6 (see also table 5). While the polarized scattered radiation must contribute more than 80% in 0211–122, unpolarized radiation constitutes more than 70% of the continuum in the least polarized radio galaxy in this sample. All objects except 0731–438 are compatible with scattered continuum accounting for at least half of the observed continuum. The two main sources of unpolarized radiation — the nebular continuum and a young stellar population — are discussed in the next two sections.

4.1.2 The nebular continuum

As shown by Dickson et al. (1995), the nebular continuum makes a significant contribution to the UV continuum of powerful radio galaxies. Its spectrum, normalised to the observed $H\beta$ flux, is computed using tabulated coefficients for $T_e = 10^4 K$ given in Aller et al. (1987). Since the $Ly\alpha$ flux is strongly influenced by neutral hydrogen as well as dust, the $Ly\alpha/H\beta$ ratio does not provide a reliable estimate of the $H\beta$ flux, we use instead the HeII line flux and the average value $HeII/H\beta \sim 3.18$ given by McCarthy (1993)

Object	Scattered AGN (%)	Young stellar population (%)	Nebular continuum (%)
0211–122	80-91	11-0	9
4C+23.56	61-93	32-0	7
4C–00.54	47-88	41-0	12
4C+03.24	45-97	52-0	3
0828+193	40-75	35-0	25
4C+48.48	30-74	58-14	12
4C+40.36	29-73	61-17	10
0943–242	27-66	53-14	20
0731+438	0-30	84-54	16

Table 5: Range in the relative contribution of the different continuum component at 1500 Å.

to compute the contribution of the nebular continuum. Assuming that both the emission lines and the nebular continuum are affected by the same amount of dust extinction, our estimate based on the HeII flux approximately takes this into account. The contribution to the total flux at 1500 Å for each object is given in the third column of table 5. In general, the nebular continuum contributes less than 25% of the continuum at 1500 Å leaving room for a significant starlight contribution of unpolarized radiation.

4.1.3 The young stellar population

From the constraints on scattered light and estimates of the nebular continuum, we obtain limits on the fraction of continuum contributed by a young stellar population. These limits are shown in the second column of table 5. In all objects except 0731+438, starlight contributes less than half of the UV continuum. In consequence, it is not possible to accurately characterise the underlying young stellar population.

Unambiguous direct spectral signatures of young massive stars that we might expect to detect are SiIV λ 1400, CIV λ 1549 P Cygni profiles and purely photospheric absorption lines (ie. uncontaminated by interstellar absorption) from O and B stars like SiIII λ 1294, CIII λ 1427, Sv λ 1502. We have searched for the presence of such features in our sample, especially in low polarization objects where the contribution of a young stellar population is likely to be the most important.

We find no clear evidence for the presence of stellar P Cygni profiles in any of our spectra. These features are prominent in very young stellar populations ($t \lesssim 5$ Myr) with equivalent width $W_\lambda \sim 8$ Å (as measured on CIV line in Leitherer et al. 1999 [Starburst 99] 1 Myr solar metallicity Salpeter initial mass function (IMF) instantaneous starburst model). Such features are prominent enough to be detected given the quality of our data. However, the equivalent widths of these features vary strongly with metallicity by a factor of about 5, the more metal-rich starbursts having stronger lines (Heckman et al. 1998). In addition, the presence of strong narrow emission lines and scattered broad lines could, in some objects, partially fill such features if present. The blue wing of the CIV λ 1549 line profile is also affected by the strong SiII $\lambda\lambda$ 1527, 1534 absorption and emission line. Stellar population synthesis models and observations of both local starbursts (eg. Leitherer

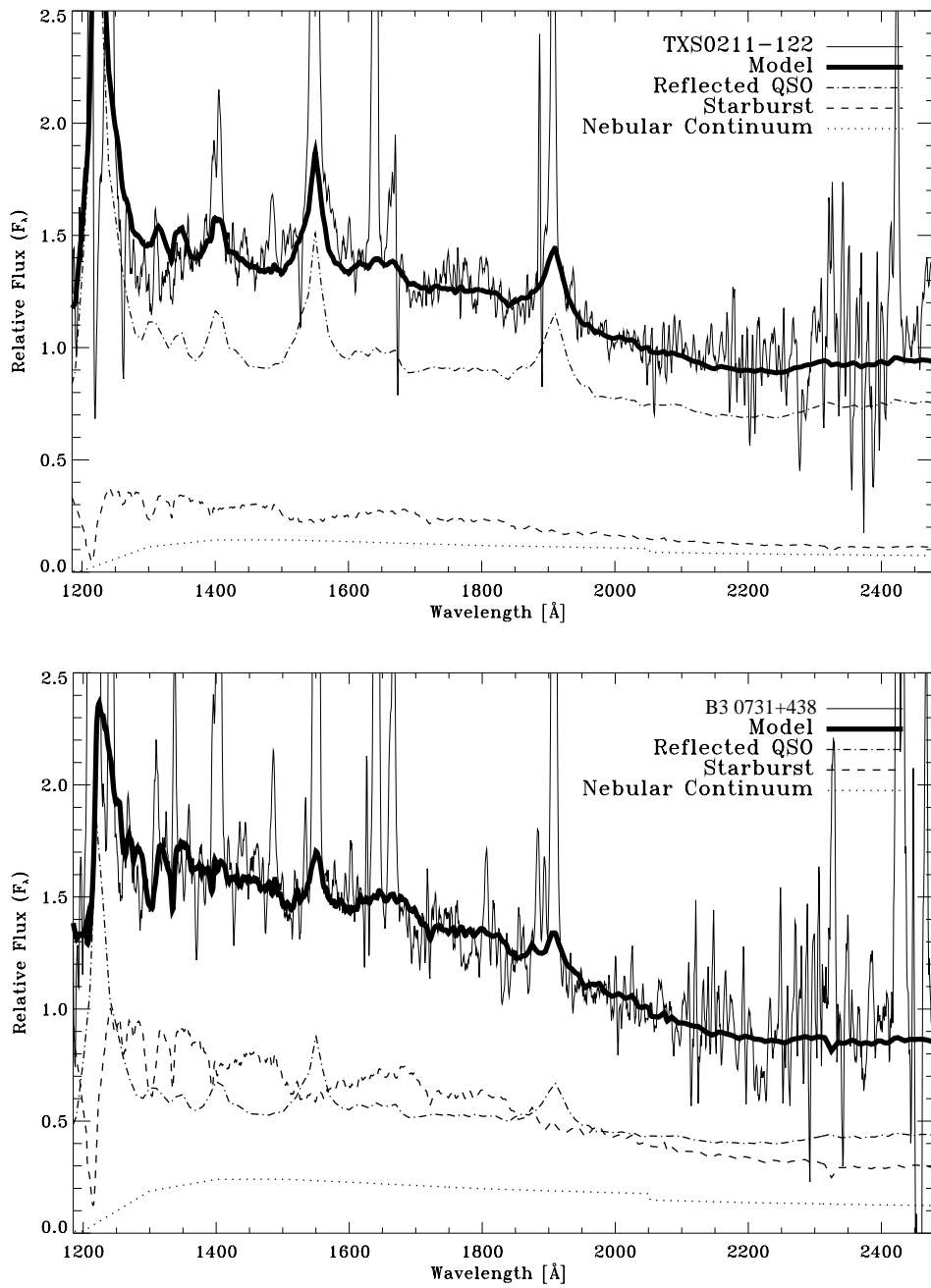


Figure 7: Three components fit to the two objects in our sample showing extreme polarization properties. *Top:* 0211-122. *Bottom:* 0731+438.

et al. 1996 ; Conti et al. 1996) and high redshift star forming galaxies (eg. Pettini et al. 2000) show that the equivalent width of SiIII λ 1294, CIII λ 1427 and SV λ 1502 photospheric absorption lines varies from 0.6 to 0.8 \AA . The strength of these lines also depends strongly on metallicity. Heckman et al. (1998) can only tentatively detect photospheric features in their high signal-to-noise low metallicity composite spectrum. We estimate the detection limit for an unresolved absorption line to be about $W_\lambda \sim 0.7 \text{\AA}$ in the rest frame, precisely in the expected range of observed values for stellar features. This means that in our observations we could only hope to detect these absorption lines in the most favorable cases where young stars dominate the continuum. Non-detections do not, therefore, provide useful constraints. We do detect an absorption line that could be identified as CIII λ 1427 photospheric line in our spectrum of 0731+438 (and also in 4C–00.54, see discussion in paper I). The measured equivalent width in the rest frame is $0.85 \pm 0.2 \text{\AA}$, consistent with values observed in starbursts. This purely photospheric line is present only in the spectrum of early-B stars (de Mello et al., 2000) but since no other characteristic feature of young massive stars is detected in any of our spectra, we consider this identification as very uncertain.

Constraints on the star formation rate (SFR) can be derived by comparing the luminosity at 1500 \AA (listed in table 2), corrected for scattered light and nebular continuum contributions (L_{1500}^*), to predictions from stellar population synthesis models. We used a Starburst 99 (Leitherer et al. 1999), solar metallicity, Salpeter IMF, continuous star formation model. In our sample, $\log(L_{1500}^*)$ ranges from about 42.2 to less than 40.7. Assuming that the stellar population is older than 10 Myr (ie. when the stellar population has reached an equilibrium after the initial onset of the burst), this translates into a range in SFR from $\sim 60 M_\odot \text{yr}^{-1}$ to less than $2 M_\odot \text{yr}^{-1}$, not taking into account any dust reddening correction.

We could, in principle, combine the luminosity information with the spectrum colour to constrain both the reddening and the age of the stellar population. However, since reprocessed AGN radiation dominates the continuum of all objects in this sample with the exception of 0731+438, the slope β does not provide meaningful information about the properties of the stellar population. In this one exception, the slope at 1500 \AA $\beta \sim -1.4$, is significantly redder than values spanned by starbursts models for which β ranges from -2.5 at 10 Myr to -2.0 at 1 Gyr. This shows that in this object the stellar population is reddened with E_{B-V} values between ~ 0.1 and ~ 0.2 if the age of the stellar population (t^*) is between 10 Myr and 1 Gyr. The range in L_{1500}^* for this object then translates into a SFR between 30 and $120 M_\odot \text{yr}^{-1}$ for $E_{B-V} = 0.1$ and $t^* = 10^9 \text{yr}$ or between 60 and $260 M_\odot \text{yr}^{-1}$ for $E_{B-V} = 0.2$ and $t^* = 10^7 \text{yr}$ using a Galactic reddening law (consistent with our scattering model) which gives a dust extinction in magnitudes of $A_{1500} = 8.3 \times E_{B-V}$. This range in SFR appears to be comparable to what is typically observed in Lyman break galaxies at a similar redshift. For instance Sawicki and Yee 1998 find that the median dust-corrected SFR in $z < 3$ Lyman break galaxies is $\sim 560 M_\odot \text{yr}^{-1}$ (with a typical reddening $E_{B-V} \sim 0.3$) or $\sim 20 M_\odot \text{yr}^{-1}$ without dust correction. In the well studied lensed $z \sim 2.7$ Lyman break galaxy MS 1512–cB58, Pettini et al. (2000) derive a SFR

of about $70 M_{\odot} yr^{-1}$ (all values were converted to the cosmology used in this paper).

If we now compare to instantaneous burst models, we can set limits on the total mass M^* and the age t^* of the burst in 0731+438, depending on reddening. We obtain $4.9 \cdot 10^9 < M^* < 2.2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ and $t^* \sim 4.7 \cdot 10^7 yr$ without reddening, $2.6 \cdot 10^9 < M^* < 1.2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ and $t^* \sim 1.6 \cdot 10^7 yr$ for $E_{B-V} = 0.1$ and $5.6 \cdot 10^8 < M^* < 2.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ and $t^* \sim 0.12 \cdot 10^7 yr$ for $E_{B-V} = 0.2$.

As an example we present in fig. 7 a three component fit (scattered quasar, nebular continuum and young stellar population) of the two objects in our sample showing extreme polarization properties. The contribution of each component for these objects is given in table 5. For 0211–122, — the most polarized object — we display the fit that maximizes the stellar contribution allowed by our model. On the other hand for 0731+438 — the least polarized object — we show the solution which maximizes the scattered quasar’s contribution. In both cases the stellar population was modeled using the Starburst 99 solar metallicity 20 Myr instantaneous burst model.

The conclusion of this analysis is that the brightness of the scattered quasar light in these powerful HzRG can swamp a SFR of several tens of Solar masses per year unless a burst is observed during its initial, very luminous phase. One at most of the objects in our sample appears currently to be undergoing such a burst.

4.2 Predicted far infrared continuum

Current submillimeter instruments are just reaching the sensitivity required to start measuring the far infrared (FIR) emission of brightest HzRG and provide us with useful flux upper limits (Archibald et al. 2000). As a consistency check, we have computed the FIR SED that is expected from HzRG in a way that is consistent with our dust scattering model. This estimate is restricted to the FIR flux re-radiated by the same dust which is responsible for that scattering of the ultraviolet continuum (ie. within the torus opening angle). Since much of this dust is located at large radial distances from the nucleus, it is relatively cool.

The characteristics of the ISM are the same as that used to model the scattered continuum: a 40kpc sphere containing $10^8 M_{\odot}$ of Galactic type dust in an clumpy geometry with a density contrast $\alpha = 1000$ and filling factor $f_c = 0.01$ is illuminated by an anisotropic central source. The method is fully described in Varosi and Dwek (1999).

This model does not provide a full treatment of the effect of the anisotropy of the central source nor does it include the effect of radiation below the Lyman limit ($\sim 30\%$ total energy in the UV). The latter would require modeling the ionization of gas and the heating of dust by absorption of Ly α photons that is beyond the scope of this paper.

Under these assumptions, the result of the simulations is the following energy balance. The total input energy is $\sim 10^{14} L_{\odot}$ — the integrated quasar ultraviolet-optical continuum above the Lyman limit. We are only interested here in the fraction of this energy (29%) that escapes within the torus opening angle (the remaining 71% is absorbed and re-radiated by the dusty torus at wavelength around $10 \mu m$). The $\sim 3 \cdot 10^{13} L_{\odot}$ going into

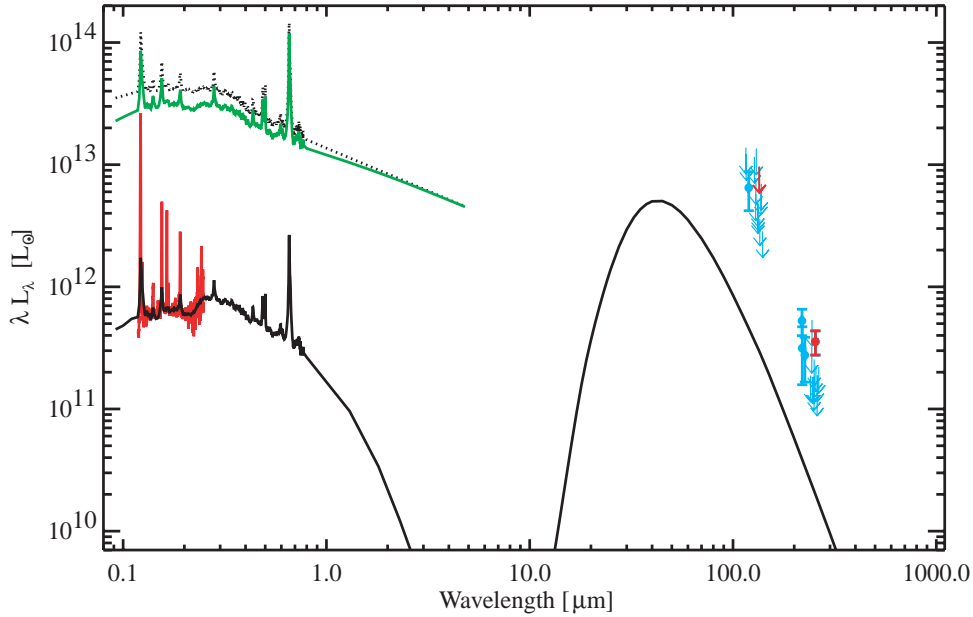


Figure 8: HzRG SED from 0.1 to 1000 μm . *Black continuous line*: predicted scattered (*left*) and FIR (*right*) continuum; *black dotted line*: input UV-optical quasar spectrum; *green line*: radiation escaping directly; *red line*: composite HzRG spectrum scaled to 4C+48.48 luminosity. Dots and arrows show SCUBA measurements and 2σ upper limits at 450 μm and 850 μm (*light blue*) of HzRG between redshift 2 and 3 from Archibald et al. 2000; *red dot and arrow*: SCUBA measurements for 4C+48.48 at 850 μm and 450 μm .

the illuminated cone then divides into 77% escaping directly without interacting with dust grains, 7% that is scattered (see section 4.1.1) and 16% absorbed and re-radiated in the FIR. The resulting FIR luminosity of the dust within the opening angle of the torus is about $5 \cdot 10^{12} L_{\odot}$. More than 75% of this energy comes from the clumps and the rest from the interclump medium.

In order to compute the FIR SED, the temperature equilibrium for graphite and silicate grains is computed by equating absorbed and emitted luminosities in clumps and in the inter-clump medium using a power law temperature probability distribution and assuming that the radiation density decreases with distance from the source like an inverse powerlaw with index 2.5 (2 would be for optically thin case, see VD99).

The resulting modeled SED from 0.1 to 1000 μm is plotted in fig. 8. The calculation shown here has been made to match the scattered flux of 4C+48.48 from our Keck spectrum because this is the only object in our sample detected with SCUBA at 850 μm . This corresponds to a quasar of magnitude $R = 17.3$. The scattering is almost grey in the UV but at longer wavelengths, clumps become optically thin and the scattering deviates from grey and eventually the medium becomes transparent (the radiation that escapes directly (green curve in fig. 8) converges toward the input spectrum (dotted curve) and the scattered radiation drops longward of 1 μm).

Our predictions are approximately a factor of ten below the upper limits. It is important

to stress at this point that what we compute here is clearly a *lower limit* to the FIR flux for several reasons. The contribution of the dusty torus IR radiation is not included but it will mainly contribute around $10\ \mu m$. In this calculation only the radiation of the dust *within* the cone opening angle is computed. The rest of the host galaxy ($\sim 70\%$ of the ISM) mainly heated by star formation and reprocessed AGN radiation is not taken into account although it clearly has a significant contribution at long wavelength ($\lambda > 100\ \mu m$). Also, as mentioned above, the transfer of the radiation below the Lyman limit is not taken into account.

The point of this calculation is not to obtain the best fit to the data but to show that our model, which is consistent with the observed scattered UV continuum, does not over-predict the FIR radiation. This confirms the impression we have from observations that current instrumentation is really at the sensitivity limit needed to detect HzRGs and that we currently just pick the brightest objects. Most powerful radio galaxies at redshift between 2 and 3 should be detected in the near future with an increase of instrumental sensitivity less than a factor of ten.

4.2.1 Emission lines

The emission lines seen in radio galaxies arise from two quite distinct regions. We see scattered light from the central quasar which is characterised by its polarization and includes both broad and narrow components. These narrow components arise in a region which is larger than the broad line region (BLR) proper, but still small enough to be obscured from our direct view, with the lines coming from transitions with a high critical density for collisional de-excitation being more prominent (Hes, Barthel & Fosbury 1993). The emission lines from the global ISM of the host galaxy come predominantly from those zones which see the ionizing radiation from the quasar directly and are generally much stronger than the scattered narrow lines. While a number of mechanisms may be responsible for heating and ionizing this gas, including shocks and cosmic rays, the ionization of the warm ($\sim 10^4 K$) ISM in the hosts of these powerful radio galaxies is thought to be dominated by the AGN radiation field (Villar-Martín et al. 1999). The presence of this galaxy-scale gas, illuminated by an intense ionizing radiation field resulting in bright emission lines spanning a broad range of ionization states, presents an opportunity for detailed studies of its physical state and chemical composition which is absent in galaxies without AGN. This opportunity cannot be easily exploited in the quasars themselves since their spectra are so dominated by direct light from the AGN. It is in the radio galaxies that we can most effectively exploit the ‘natural coronagraph’ provided by the local obscuration of the quasar.

Studies of chemical composition are likely to be particularly revealing since this is the epoch where we expect the massive host galaxies and the AGN themselves to be in the process of assembly or at least to be in an early stage of their evolution. Since the timescales for AGN phenomena and galactic evolution are very different — by factors of a hundred or so — we can consider the quasar as acting like a ‘flash bulb’ which gives us a snapshot view of its host galaxy. By studying a number of such objects at a similar

redshift, we might expect these snapshots to reveal hosts in different stages of evolution even if the galaxy and AGN formation triggers are closely related.

In table 6, we present measurements of all the detected emission lines. The spectrograph aperture ranges from $4 - 8'' \times 1''$ which corresponds to $500-1000 \text{ kpc}^2$ at these redshifts. For objects of this size and complexity, we must be realistic in our expectations for the results of the analysis. The volume integrals represented by emission line measurements are taken over a large fraction of the ISM of a whole galaxy and will include inhomogeneities on many scales. The modelling we do vastly oversimplifies the situation but nonetheless may allow us to interpret differences in line ratios from object to object in terms of variations in their properties even if we can place less confidence in, for example, absolute elemental abundance determinations.

The spectra are characterised by a high state of ionization with the CIV, NV and, in 0943–242 which has a sufficiently high redshift, OVI resonance lines being prominent. The HeII recombination line is also strong, comparable with CIV. The signal-to-noise of the spectra is sufficient to measure a number of intercombination lines from carbon, nitrogen, oxygen and silicon. The average relative intensity of the strong lines is similar to that in the average MRC radio galaxy spectrum compiled by McCarthy (1993). The most significant variation amongst the stronger lines is seen in $\text{Ly}\alpha$, which is clearly affected by self-absorption, and in NV.

4.2.2 Photoionization modelling

A set of diagrams containing the line ratio data from our sample is shown in fig. 9 and 10. The behaviour of the first of these, the NV/HeII vs. NV/CIV diagram (fig. 9), is reminiscent of the behaviour of luminous QSO broad emission line regions discussed by Hamann and Ferland (1993; 1999) (HF93, HF99). These authors showed that high redshift quasars ($z > 2$) define a tight correlation in this diagnostic diagram and the modeling of the emission line ratios led them to conclude that the two NV ratios imply supersolar metallicities in the broad line region of many high redshift quasars. They interpret the correlation in the NV diagram as a sequence in metallicity such that the highest redshift/most luminous objects show the highest metallicities (up to $10 \times Z_{\odot}$ or so). The reason for this could be related to the higher QSO and/or host galaxy masses at large redshifts, implying a mass-metallicity relationship in QSO similar to that seen in nearby ellipticals (Tinsley 1980; Pagel & Edmunds 1981; Vader 1986; Bica 1988). This diagram is further interpreted in terms of elliptical galaxy chemical evolution models by Matteucci & Padovani (1993).

The correlation defined by the sample of HzRG suggests a similar interpretation: we might be witnessing different levels of metal enrichment of the gas from object to object extending, possibly, to supersolar metallicities. If indeed we are seeing large metallicity variations within our sample, the fact that it is apparent in the narrow emission lines emitted by the galaxy ISM provides a much stronger argument for global galactic chemical evolution than the small quantity of nuclear gas represented by the quasar BLR.

In order to test the validity of this interpretation it was first necessary to explore whether

models other than a metallicity sequence could reproduce the observations. Villar-Martín et al. (1999) studied the effects of shock ionization, AGN photoionization and the influence of the AGN continuum shape, density and/or ionization parameter U ¹. They showed that these models could explain neither the NV correlation nor the very strong NV emission observed in some objects. Other effects investigated are the depletion of carbon onto dust grains and the effect of illumination/viewing geometry on resonance line transfer (see Villar-Martín, Binette & Fosbury 1996). Carbon depletion can produce large NV/CIV ratios, but NV/HeII remains nearly constant unless the metallicity is varied. Regarding geometrical effects, since NV and CIV are resonance lines, the contribution relative to other emission lines should vary with the orientation of the object. However, NV/CIV and NV/HeII vary in opposite ways with perspective (NV/CIV increases when NV/HeII decreases and viceversa) so that it is not possible to produce large values (≥ 1) of NV/HeII and NV/CIV at the same time.

The effect on the NV behaviour of a metallicity sequence was then examined to see if it could explain the observations in this diagram and remain consistent with the other emission line ratios. Thanks to the high signal-to-noise of the spectra, we could use many fainter emission lines to compare with the models. It was assumed that the gas (100 cm^{-3}) is photoionized by a power law of index $\alpha = -1.0$ (Villar-Martín et al. 1999) and the same $U (= 0.035)$ was used for all the objects. Such a constant ionization state is suggested by the small variation of CIV/CIII] and CIV/HeII, fig. 10).

It is found that:

- A sequence in metallicity can reproduce both the observed correlation and the strength of the NV emission. The heavy element abundances relative to H vary between 0.4 and $4Z_{\odot}$ in the models.
- The N abundance must increase quadratically instead of linearly with respect to carbon, oxygen etc.
- There is good agreement between the model predictions and the data in all diagrams except for NIV] λ 1488. This line is predicted to be stronger than observed. None of the models we explored can explain this discrepancy. A similar inconsistency was reported for the Seyfert galaxy NGC1068 (Kraemer & Crenshaw 2000). However, the fact that both the data and the models define a tight correlation in the NIV] λ 1488 diagram (see also OIII] diagram) supports a metallicity sequence.

Another possibility, based on the polarization results, is that the extended gas is mixed with dust. We studied the effects of internal dust as a variation of the dust to gas ratio (depletion, scattering, absorption) and found that not only are high metallicities needed, but also unrealistically high densities (10^6 cm^{-3}) in the extended gas to explain the relative strength of NV in some objects. In addition, these models produce strong discrepancies with other observed UV line ratios. These results imply that the emission lines come preferentially from regions where the effects of internal dust are small.

¹ U is the quotient of the density of ionizing photons incident on the gas and the gas density: $U = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{f_{\nu} d\nu / h\nu}{cn_H}$

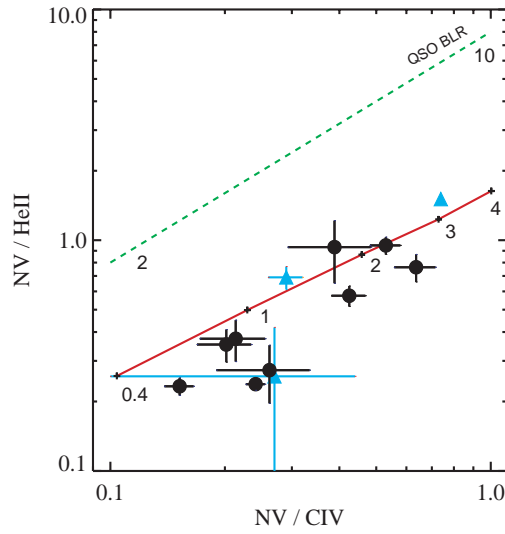


Figure 9: The NV/HeII vs. NV/CIV diagram as plotted and modelled by HF93 for the BELR of QSOs — which clearly have much higher densities than the gas we are sampling in the narrow lines. The dashed line represents the locus of one of their chemical evolution models: M4a which covers a range of 2–10 times solar for the primary elements in this frame. The sequences implies solar or supersolar metallicities in the extended gas of many HzRG and different levels of enrichment in different objects. The three objects from the literature (see table 4) are plotted with different symbols (triangles).

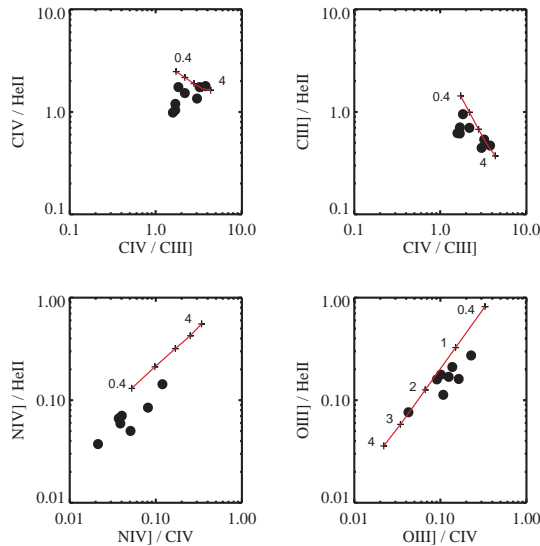


Figure 10: Diagnostic diagrams involving some important UV emission line ratios. These include only data points from our sample. The model metallicity sequence that best reproduces the data trend (solid line) shows good agreement with the data in most diagnostic diagrams although the the NIV] line predictions are substantially displaced (lower left, see text). The numerical labels show the metallicity sequence from 0.4 to 4 times solar for elements other than nitrogen which increases quadratically. The top two frames show the small variation in ionization state within the sample while the oxygen diagram (lower right) confirms the existence of the metallicity sequence. In this and the following three figures, only emission line components with a FWHM of $\leq 3,000 \text{ km s}^{-1}$ are included.

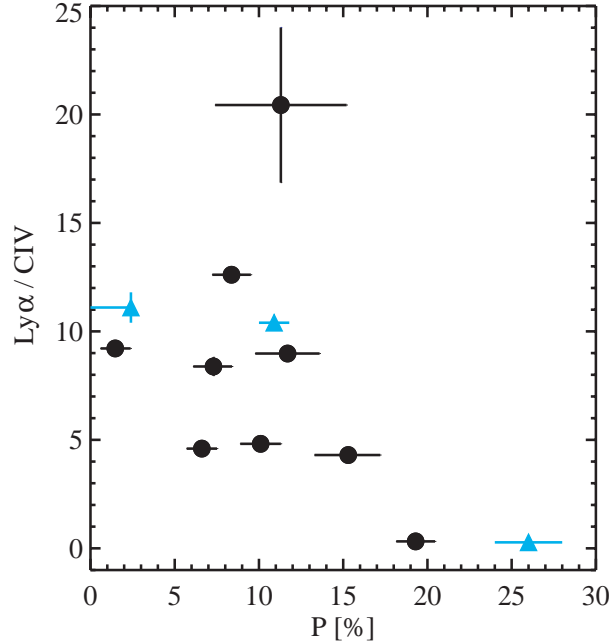


Figure 11: The relationship between the strength of $\text{Ly}\alpha$ — expressed as a ratio to CIV — and the continuum fractional polarization measured in the bin just longward of $\text{Ly}\alpha$. The error bars represent 1σ statistical uncertainties in P but, for the line ratios, are derived from uncertainties in the continuum fitting (see text). For values of $P \lesssim 3\%$, the points are plotted as 3σ upper limits.

We conclude that the NV diagram implies solar or supersolar metallicities in the extended gas of many HzRG. The sequence shows that the level of enrichment varies from object to object. The quadratic increase of N abundance suggests that the N production is dominated by secondary nucleosynthesis processes, as expected for high metallicities (Henry et al. 2000).

4.2.3 Correlations

Amongst the data for the continuum and the stronger emission lines, there are two correlations which are immediately apparent. The first is between the continuum fractional polarization P and the strength of $\text{Ly}\alpha$. Fig. 11 shows that the highly polarized sources have low $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}$ ratios and fig. 1, especially the spectrum of 0211-122, suggests that the weakness of $\text{Ly}\alpha$ is due to self absorption as has been demonstrated to occur in radio galaxies by van Ojik et al. (1997a).

The second correlation, shown in fig. 12, is between P and the NV/CIV ratio with the latter spanning a factor of five within our sample. The fact that this ratio is uncorrelated with CIII/CIV or HeII/CIV suggests that this is not simply an ionization effect. The correlation is also present between NV/HeII and P , which suggests — as discussed in the previous section — that carbon depletion onto grains is not the dominant effect. The tightness of this correlation is remarkable since, whatever the underlying cause, these two physical

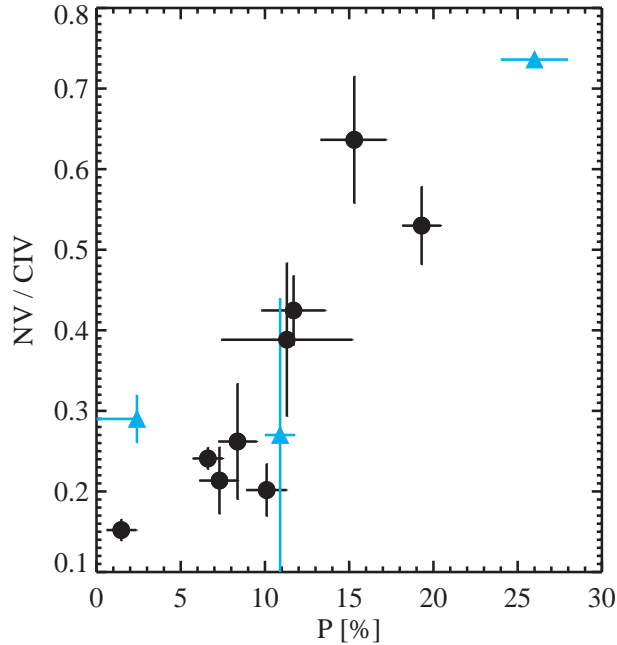


Figure 12: The relationship between the narrow line ratio NV/CIV and the continuum fractional polarization measured in the bin just longward of $Ly\alpha$.

quantities are likely to represent very different averages over the emitting volumes. In the simplest case, the line ratio is a microphysical property of the ionized gas while the continuum polarization is dependent on large-scale structure and orientation.

The nature of these correlations can be further illustrated by comparing our sample with other objects in the literature which have comparable quality spectroscopy (see table 4). Our most polarized source, 0211–122, has a line and continuum spectrum which is remarkably similar to the lensed ultraluminous IRAS galaxy FSC 10214+4724 ($z = 2.282$, Goodrich et al. 1996). Both sources have weak (absorbed) $Ly\alpha$, strong NV and a high continuum polarization: 20% for 0211–122 and 26% for FSC 10214+4724 measured in the same restframe band between NV and SiIV. Although FSC 10214+4724 is not a powerful radio source, the Keck spectropolarimetry shows it to contain a luminous hidden quasar.

Our lowest polarization source, 0731+438, has strong $Ly\alpha$ and weak NV similar to 4C+41.17 ($z = 3.798$) which Dey et al. (1997) have argued has a continuum dominated by a young stellar population. The relatively strong, low ionization interstellar absorption lines seen in the 4C object appear, however, in emission in 0731+438.

The $z = 1.824$ radio galaxy 3C 256 has both imaging- (Jannuzi et al. 1995) and spectropolarimetry (Dey et al. 1996) with P ranging from 11–18% depending on aperture and wavelength. Palomar 5m spectroscopy by Simpson et al. (1999) provides measurements of the $Ly\alpha$, NV, HeII and CIV emission line fluxes. This object has a continuum shape between 1500–2600 Å which is essentially identical to our average spectrum and is well

fitted by the reflected quasar model.

These three sources have been plotted with symbols different from the main sample in the figures.

In order to understand the origin of these correlations we need to review the possible physical reasons for the variations of P , $\text{Ly}\alpha$ and NV . For the scattering of quasar light by dust, the fractional polarization we measure is determined by the particular biconical scattering geometry and global orientation and by the presence of diluting, unpolarized continua. The strength of $\text{Ly}\alpha$ with respect to the other emission lines is probably most strongly influenced by neutral hydrogen absorption with the possibility of dust playing a role in quenching multiply scattered line photons (Villar-Martín, Binette and Fosbury 1996).

We have concluded that the variation of the NV/CIV ratio is the result of abundance variations. We cannot currently provide a detailed explanation for this behaviour but it is likely, we believe, to be a manifestation of an evolutionary sequence where a host galaxy starts its assembly with low metallicity and being relatively dust-free. As the spheroid building proceeds, the chemical enrichment of the ISM is accompanied by dust production and dispersal. The similarity between the spectra of 0211–122, our most polarized HzRG, and several of the AGN-powered ULIRG, eg. FSC 10214+4724, suggests that these dust-enshrouded objects are the *end point* of a Gyr of spheroid assembly.

5 Conclusions

By performing spectropolarimetry of the restframe ultraviolet emission from a sample of $z \sim 2.5$ radio galaxies, we have been able to isolate and identify the dominant contributors to their observed spectra. These are:

- Spatially-extended, dust-scattered light from the underlying obscured quasar. Due to the supposed clumpiness of the scattering medium, a natural ‘luminosity-weighting’ process operates which means that the scattered photons originate predominantly from regions where $\tau \sim 1$. This results in approximately grey reflection of a few percent of the quasar luminosity. Deviations from greyness around 2200 \AA are expected for standard Galactic dust and are seen in our data if the quasars do not have abnormally strong FeII emission. Based on the spectral shape and the fractional polarization, the scattered light accounts for between $\sim 90\%$ and $\sim 30\%$ of the total continuum. In the most polarized sources, we also measure the broad line emission from the quasar with approximately the expected equivalent and velocity widths.
- A nebular continuum which, based on the observed strength of the HeII $\lambda 1640$ recombination line, is typically $\sim 10\%$ of the total flux in the UV.
- The remaining continuum is assumed to arise from a young stellar population although we have only very weak direct observational evidence that this is the case. Constraints from the observed continuum colour severely restrict the age and reddening of such a population in the low polarization objects.

- Strong, spatially-extended narrow emission lines from the ISM of the host galaxy. From photoionization modelling studies it is shown that the dominant fraction of this line emission is excited by the ionizing radiation from the quasar.

The clumpy dust-scattering model we have employed shows that a few percent of the hidden quasar light is rendered visible in the restframe UV spectrum of the radio galaxies. For luminous AGN, this is generally sufficient to dominate the observed continuum in this wavelength range. Only young, luminous and relatively unreddened starbursts will reveal themselves clearly against the scattered ‘white haze’. Given the large uncertainty in the reddening of starbursts and the consequent broad range in the allowed conversion of stellar UV flux to SFR, it is likely that we will have to await more sensitive sub-mm measurements in order to investigate the consistency between the building of the stellar content of the host spheroid and the chemical evolution of the ISM as inferred from the emission lines.

The scattering models allow us to calculate directly the FIR radiation emitted from the same dust within the ionization cones which reflects the AGN. This is very much a lower-bound to the expected FIR flux since it takes account neither of the warm dust emission from the obscuring torus nor the cool dust emission from the shadowed dust outside the cones which could be heated by obscured star-formation as well as reflected quasar light. We show that the contribution from the scattering dust is typically 10% of the observed upper limits (and one $850\mu\text{m}$ detection for 4C+48.48) on sub-mm emission from radio galaxies.

With the exception of $\text{Ly}\alpha$ and Nv , which show substantial relative strength variation within our sample, the strong emission line spectra are very similar and indicate that the ISM is ionized predominantly by the quasar radiation field with an ionization parameter $U \sim 0.04$. The presence of absorption components suggests that the variations in integrated $\text{Ly}\alpha$ emission strength are the result of self-absorption by extended neutral hydrogen halos. The variation by more than a factor of 5 in our sample of the Nv/CIV and Nv/HeII emission line ratios cannot be readily explained by variations in ionization state or by the effects of carbon depletion onto dust. However, galactic chemical evolution models for elliptical galaxies, where the nitrogen enrichment arises predominantly from secondary processes over a timescale of $\sim 1\text{Gyr}$, offer a good fit to the observations of these lines and are generally consistent with the measurements of other lines. This scenario is similar to that inferred from the BLR measurements of QSO at similar redshifts which imply a range of supersolar metallicities from a few to perhaps twenty times solar. The sequence for the radio galaxy ISM suggests, however, a range of metallicity extending from about half to a few times solar. In contrast to the QSO BLR results, where there appear to be no metal-poor luminous AGN, the much more extended gas in the ISM of radio galaxies shows that massive black holes can exist in relatively metal poor hosts.

The Nv/CIV and Nv/HeII line ratios are positively correlated with the continuum polarization P while $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}$ is anticorrelated with P . We believe that this is most likely to be the result of an evolutionary sequence within which the spheroids become increasingly dust-enshrouded as the chemical enrichment of the ISM proceeds on a timescale of

around 1 Gyr. A property of this scenario is that ULIRG like FSC 10214+4724 are the *end point* rather than the beginning of such a period.

Our relatively low resolution spectra are not very sensitive to the presence of weak, narrow absorption lines and so we cannot place very stringent constraints on the presence of lines arising in the photospheres of OB stars. We do, however, see a number of low ionization resonance and excited fine structure lines from carbon, oxygen and silicon. These lines are typically much weaker in absorption than seen in Lyman-break galaxies like MS1512-cB58 (Pettini et al. 2000) and, indeed, sometimes show redshifted emission components (see Fig.3). There is a weak tendency for high polarization objects to show these lines in absorption and low polarization objects to show them in emission. This could indicate the different locations of the background stellar and scattered continuum sources.

While we demonstrate that scattered quasar light generally dominates the UV continuum of these powerful radio galaxies, the presence of an evolved stellar population would be expected to reveal itself at wavelengths above the 4000 Å break. To this end, we are currently observing a partially overlapping sample of HzRG with $2.2 \leq z \leq 2.6$ in the near infrared with the ESO VLT in order to sample their resframe optical spectra. Measurements of the continuum should reveal the presence of any evolved stellar population while the familiar optical forbidden emission lines will improve our ability to perform reliable abundance analyses of the ionized ISM.

Acknowledgements: We thank Luc Binette for all of his help and support in the use of the MAPPINGS code, Adolf Witt for discussions about dust and Francesca Matteucci for her advice about galactic chemical enrichment models. The W.M.Keck Observatory is operated as a scientific partnership between the California Institute of Technology and the University of California; it was made possible by the generous financial support of the W.M.Keck Foundation. RAEF is affiliated to the Astrophysics Division, Space Science Department, European Space Agency.

Line	λ_{vac} (Å)	4C+03.24	0943–242	0828+193	4C+23.56a	0731+438	4C–00.54	4C+48.48	0211–122	4C+40.36
OVI	1031.9,1037.6	5.6								
CII, CII*	1036.3,1037.0	5.2								
HeII	1084.9	2.2								
Ly α	1215.7	254.4 \pm 7.3	213.8 \pm 1.8	875.2 \pm 11.2	77.4 \pm 1.2	428.1 \pm 2.2	261.6 \pm 3.4	700.0 \pm 11.8	9.0 \pm 0.3	1140.5 \pm 38.5
NV	1238.8,1242.8	4.8 \pm 0.8	11.2 \pm 0.6	36.7 \pm 5.9	11.5 \pm 1.3	7.1 \pm 0.6	12.4 \pm 1.2	14.5 \pm 4.0	14.9 \pm 1.3	29.1 \pm 5.6
Ly α + NV broad					22.5 \pm 5				22 \pm 6	
SiII*	1264.7,1265.0	2.0				1.0	1.0	6.4		
SiII*	1309.3	1.8	3.0			1.9			0.9	9.6
CII, CII*	1334.5,1335.7	4.6 \pm 1.3	3.3			2.2	1.1	3.9		20.9
OIV], SiIV	1398	6.1 \pm 2.5	8.9	31.4	1.8	9.7	10.4	13.4	3.2	22.0
SiIV broad	1393.8,1402.8				8.1				6.5	
NIIV]	1486.5	2.4 \pm 0.3	7.3 \pm 0.8		2.2 \pm 0.6	1.8 \pm 0.3		4.5 \pm 0.8	1.0 \pm 0.2	2.9 \pm 0.6
SiII	1526.7									
SiII*	1533.4	1.2				0.9				
CIV	1542.9,1548.2	12.5 \pm 2.2	46.5 \pm 1.1	181.7 \pm 4.5	18.0 \pm 1.5	46.5 \pm 1.0	29.1 \pm 2.0	55.5 \pm 0.5	28.2 \pm 1.0	136.1 \pm 5.1
CIV broad					13.9 \pm 1.8				9.9 \pm 1.0	
[NeV]	1575.1		0.9							
[NeIV]	1602.0		2.2							
HeII	1640.4	5.2 \pm 1.3	47.1 \pm 1.3	103.8 \pm 1.4	15.0 \pm 1.0	30.4 \pm 0.5	21.5 \pm 0.5	53.2 \pm 3.5	15.7 \pm 0.3	77.7 \pm 5.6
OIII]	1660.8,1666.1	7.6	18.4		4.1	6.4	3.6	6.0	1.2	12.4
NIII]	1749	1.4	6.1							8.4
SiII	1808.0	1.7	5.9			1.4				
SiII*	1816.9,1817.5									10.1
SiIII]	1882.5	2.9	6.2			1.7				
SiIII]	1892.0	2.5	12.0			1.0				
CIII]	1906.7,1908.7	29.3 \pm 3.1	55.9 \pm 6.8		10.6 \pm 1.0	21.2 \pm 0.5	9.6 \pm 0.7	32.8 \pm 1.0	7.4 \pm 0.5	73.9 \pm 11.8
CIII] broad					12.2				7.1	
CII]	2326		19.2		8.0	5.0	3.6	11.6		43.3
[NeV]	2421.8		49.0		13.6	18.0	22.4	32.6	4.8	37.1
[OII]	2471.0									20.8

Table 6: Emission line flux measurements. Fluxes and errors are in units of $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Excited fine structure lines are labeled with a *. Vacuum wavelengths are given in the second column. For blends of more than two lines, the average wavelength is shown in italics. Quoted errors for strong lines were computed as described in section 3.2. The typical error for weaker lines is about 10%

Line	λ_{vac} (Å)	4C+03.24	0943–242	0828+193	4C+23.56a	0731+438	4C–00.54	4C+48.48	0211–122	4C+40.36
SIII	1260.4				3.7		3.0		7.5	1.7
SIII*	1264.7,1265.0		–13.4			–4.9	–4.6	–12.5		
OI, OI*, SIII	1304				4.2	3.9	5.5	2.1		
SIII*	1309.3		–10.8	–6.8		–8.6			–5.7	–9.6
CI, CII*	1334.5,1335.7	–31	–12.4	–6.8	6.7	–9.9	–6.1	–6.9	2.2	–20.9
SIII	1526.7			5.3	3.1			4.7	6.8	10.2
SIII*	1533.4		–7.8			–4.2		2.7	1.0	
SIII	1808.0		–7.9	–18.7		–8.4				
SIII*	1816.9,1817.5			–4.5						11.6

Table 7: Observed frame equivalent width (W_λ) measurements of low ionization zero-volt or excited fine-structure (labeled with a \ast) lines in Å. W_λ is positive for absorption lines and negative for emission lines. Vacuum wavelengths are given in the second column. For blends of more than two lines, the average wavelength is shown in italics. The equivalent width measurement error is typically about 10 %

References

- Aller, L., 1987, *Astrophys. Space Sci. Library* 112
- Antonucci, R., 1993, *ARA&A* 31, 473
- Archibald, E. N., Dunlop, J. S., Hughes, D. H., Rawlings, S., Eales, S. A., and Ivison, R. J., 2000, *MNRAS*, submitted, astro-ph/0002083
- Barthel, P. D., 1989, *ApJ* 336, 606
- Best, P. N., Röttgering, H. J. A., Bremer, M. N., Cimatti, A., Mack, K. H., Miley, G. K., Pentericci, L., Tilanus, R. P. J., and Van der Werf, P. P., 1998, *MNRAS* 301, L15
- Bica, E., 1988, *A&A* 195, 76
- Burstein, D. and Heiles, C., 1982, *AJ* 87, 1165
- Cardelli, J. A., Geoffrey, C. C., and Mathis, J. S., 1989, *ApJ* 345, 245
- Carilli, C. L., Röttgering, H. J. A., van Ojik, R., Miley, G. K., and Van Breugel, W. J. M., 1997, *ApJS* 109, 1
- Chambers, K. C., Miley, G. K., and van Breugel, W., 1987, *Nat* 329, 604
- Chambers, K. C., Miley, G. K., van Breugel, W. J. M., Bremer, M. A. R., Huang, J.-S., and Trentham, N. A., 1996, *ApJS* 106, 247
- Cimatti, A., Dey, A., Van Breugel, W., Antonucci, R., and Spinrad, H., 1996, *ApJ* 465, 145
- Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., Field, G. B., and Fosbury, R. A. E., 1994, *ApJ* 422, 562
- Cimatti, A., di Serego-Alighieri, S., Fosbury, R., Salvati, M., and Taylor, D., 1993, *MNRAS* 264, 421
- Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., Vernet, J., Cohen, M. H., and Fosbury, R. A. E., 1998a, *ApJ* 499, L21
- Cimatti, A., Freudling, W., Röttgering, H. J. A., Ivison, R. J., and Mazzei, P., 1998b, *A&A* 329, 399
- Cohen, M. H., Ogle, P. M., Tran, H. D., Goodrich, R. W., and Miller, J. S., 1999, *AJ* 118, 1963
- Cohen, M. H., Ogle, P. M., Tran, H. D., Vermeulen, R. C., Miller, J. S., Goodrich, R. W., and Martel, A. R., 1995, *ApJ* 448, L77
- Conti, P. S., Leitherer, C., and Vacca, W. D., 1996, *ApJ* 461, L87
- Cristiani, S. and Vio, R., 1990, *A&A* 227, 385
- de Mello, D. F., Leitherer, C., and Heckman, T. M., 2000, *ApJ* 530, 251
- Dey, A., Cimatti, A., van Breugel, W., Antonucci, R., and Spinrad, H., 1996, *ApJ* 465, 157
- Dey, A., Van Breugel, W., Vacca, W. D., and Antonucci, R., 1997, *ApJ* 490, 698
- di Serego Alighieri, S., Cimatti, A., and Fosbury, R. A. E., 1993, *ApJ* 404, 584
- di Serego Alighieri, S., Cimatti, A., Fosbury, R. A. E., and Perez-Fournon, I., 1996, *MNRAS* 279, L57
- Dickson, R., Tadhunter, C., Shaw, M., Clark, N., and Morganti, R., 1995, *MNRAS* 273, L29
- Eales, S., Rawlings, S., Law-Green, D., Cotter, G., and Lacy, M., 1997, *MNRAS* 291, 593
- Fan, X., Strauss, M. A., Shneider, P. D., Gunn, J. E., Lupton, R. H., Becker, R. H., Davis, M., Newman, J. A., Richards, G. T., White, R. L., Anderson, J. E., Annis, J., Bahcall, N. A., Brunner, R. J., Hennessy, G. S., Hindsley, R. B., Masataka, F., Kunszt, P. Z., Ivesic, Z., Knapp, G. R., McKay, T. A., Munn, J. A., Pier, J. R., Szalay, A. S., and York, D. G., 2001, *AJ*, in press
- Goodrich, R., Cohen, M. H., and Putney, A., 1995, *PASP* 107, 179
- Goodrich, R. W., Miller, J. S., Martel, A., Cohen, M. H., Tran, H. D., Ogle, P. M., and Vermeulen, R. C., 1996, *ApJ* 456, L9
- Graham, M. J., Clowes, R. G., and Campusano, L. E., 1996, *MNRAS* 279, 1349
- Hamann, F. and Ferland, G., 1993, *ApJ* 418, 11
- Hamann, F. and Ferland, G., 1999, *ARA&A* 37, 487
- Heckman, T. M., Robert, C., Leitherer, C., Garnett, D. R., and Van Der Rydt, F., 1998, *ApJ* 503, 646
- Henry, R., Edmunds, M., and Köppen, J., 2000, *ApJ* 540, astro-ph/0004299
- Hes, R., Barthel, P. D., and Fosbury, R. A. E., 1993, *Nat* 362, 326
- Hines, D. C. and Wills, B. J., 1993, *ApJ* 415, 82
- Hobson, M. P. and Padman, R., 1993, *MNRAS* 264, 161
- Januzzi, B. T., Elston, R., Schmidt, G. D., Smith, P. S., and Stockman, H. S., 1995, *ApJ* 454, L111
- Knopp, G. P. and Chambers, K. C., 1997, *ApJ* 487, 644
- Kraemer, S. B. and Crenshaw, D. M., 2000, *ApJ* 532, 256
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., Gonzales-Delgado, R. M., Robert, C., Kune, D. F., de Mello, D. F., Devost, D., and Heckman, T. M., 1999, *ApJS* 123, 3
- Leitherer, C., Vacca, W. D., Conti, P. S., Filippenko, A. V., Robert, C., and Sargent, W. L. W., 1996, *ApJ* 465, 717
- Manzini, A. and di Serego Alighieri, S., 1996, *A&A* 311, 79
- Mathis, J. S., Ruml, W., and Nordsieck, K. H., 1977, *ApJ* 217, 425

- McCarthy, P. J., 1993, ARA&A 31, 639
- McCarthy, P. J., Spinrad, H., Djorgovski, S., Strauss, M. A., van Breugel, W., and Liebert, J., 1987, ApJ 319, L39
- McLure, R. J., Dunlop, J. S., Kakula, M. J., Baum, S. A., O’Dea, C. P., and Hughes, D. H., 1999, MNRAS 308, 377
- Miller, J. S., Goodrich, R. W., and Mathews, W. G., 1991, ApJ 378, 47
- Oke, J. B., Cohen, J. G., Carr, M., Cromer, J., Dingizian, A., Harris, F. H., Labrecque, S., Lucinio, R., Schaal, W., Epps, H., and Miller, J., 1995, PASP 107, 375
- Pagel, B. E. J. and Edmunds, M. G., 1981, ARA&A 19, 77
- Pei, Y., 1995, ApJ 428, 623
- Pentericci, L., McCarthy, P. J., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., van Breugel, W. J. M., and Fosbury, R. A. E., 2000, ApJ, submitted
- Pentericci, L., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., McCarthy, P., Spinrad, H., van Breugel, W. J. M., and Macchetto, F., 1999, A&A 341, 329
- Pettini, M., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., and Giavalisco, M., 2000, ApJ 528, 96
- Röttgering, H., Lacy, M., Miley, G., Chambers, K., and Saunders, R., 1994, A&AS 108, 79
- Röttgering, H., Miley, G., Chambers, K., and Macchetto, F., 1995, A&AS 114, 51
- Sawicki, M. and Yee, H. K. C., 1998, AJ 115, 1329
- Schmitt, H. R., Kinney, A. L., Calzetti, D., and Storchi -Bergmann, T., 1997, AJ 114, 592
- Shaver, P. A., Wall, J. V., Kellermann, K. I., Jackson, C. A., and Hawkins, M. R. S., 1996, Nat 384, 439
- Simmons, J. F. L. and Stewart, B. G., 1985, A&A 142, 100
- Simpson, C., Eisenhardt, P., Armus, L., Chokshi, A., Dickinson, M., Djorgovski, S. G., Elston, R., Jannuzi, B. T., McCarthy, P. J., Pahre, M. A., and Soifer, B. T., 1999, ApJ 525, 659
- Simpson, C. and Rawlings, S., 2000, MNRAS 317, 1023
- Tinsley, B. M., 1980, A&A 89, 246
- Vader, J. P., 1986, ApJ 305, 669
- van Breugel, W. J. M., Stanford, S. A., Spinrad, H., Stern, D., and Graham, J. R., 1998, ApJ 502, 614
- van Ojik, R., Röttgering, H., van der Werf, P., Miley, G., Carilli, C., Visser, A., Isaak, K., Lacy, M., Jenness, T., Sleath, J., and Wink, J., 1997a, A&A 321, 389
- van Ojik, R., Röttgering, H. J. A., Carilli, C. L., Miley, G. K., Bremer, M. N., and Macchetto, F., 1996, A&A 313, 25
- van Ojik, R., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., and Hunstead, R. W., 1997b, A&A 317, 358
- Városi, F. and Dwek, E., 1999, ApJ 522, 265
- Vernet, J., 2000, Ph.D. thesis, Université Paris VII
- Villar-Martín, M., Fosbury, R. A. E., Binette, L., Tadhunter, C. N., and Rocca-Volmerange, B., 1999, A&A 351, 47
- Villar-Martín, M., Binette, L., and Fosbury, R. A. E., 1996, A&A 312, 751
- Villar-Martín, M., Vernet, J., Fosbury, R. A. E., Cohen, M. H., di Serego Alighieri, S., and Cimatti, A., 2001, A&A, in preparation
- Witt, A. N. and Gordon, K. D., 1996, ApJ 463, 681
- Witt, A. N. and Gordon, K. D., 1999, ApJ 528, 799
- Zubko, V. G., 1999, ApJ 513, L29

4.3 Discussion

Le résultat le plus inattendu que nous avons obtenu est l'observation d'une forte corrélation entre le degré de polarisation P et l'intensité de la raie de NV λ 1240 (par rapport à celle de la raie de CIV λ 1549, voir figure 12) et d'une anti-corrélation entre P et Ly α /CIV (figure 11). Ces corrélations sont difficiles à expliquer car elles lient des quantités physiques apparemment très différentes et il semble au premier abord plus facile de trouver des raisons pour lesquelles il ne devrait pas y avoir de corrélation. Après avoir discuté de façon plus détaillée que dans l'article des principaux facteurs affectant les différents paramètres je présente dans cette section un des scénarios possibles que nous avons envisagé.

4.3.1 Abondance en azote et évolution chimique

Nous avons montré que les importantes différences d'intensité de la raie de NV (de plus d'un facteur cinq) proviennent le plus vraisemblablement de variations en métallicité du gaz interstellaire entre les objets observés. Les modèles d'évolution chimique de galaxies elliptiques géantes pour lesquels l'enrichissement en azote provient principalement des processus secondaires (voir plus bas) nous permettent de reproduire de façon satisfaisante la séquence observée dans le diagramme NV/HeII en fonction de NV/CIV (figure 9) tout en étant cohérents avec les autres rapports de raies (figure 10).

La production d'azote

L'origine de l'azote est un problème relativement complexe. Il suscite une attention particulière depuis plusieurs dizaines d'années afin de tenter d'expliquer les abondances observées dans des objets aussi divers que les régions HII galactiques et extragalactiques (par ex. Garnett 1990 ; Vila-Costas & Edmunds 1993), les galaxies à flambée de formation d'étoiles (par ex. Storchi-Bergmann, Calzetti & Kinney 1994 ; Coziol et al. 1999), les régions d'émission de raies larges des quasars (par ex. Hamann & Ferland 1993), ou encore les systèmes Lyman- α saturés (par ex. Pettini, Lipman & Hunstead 1995).

Les réactions nucléaires conduisant à la nucléosynthèse de cet élément sont bien comprises : ^{14}N est principalement produit à partir de ^{12}C par les trois premières réactions de la branche CN des cycles CNO ($^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+, \nu)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$)⁴ dans les zones de combustion d'hydrogène à l'intérieur des étoiles massives et de masse intermédiaire ($M/M_{\odot} \gtrsim 1$). La quatrième réaction de cette branche qui dégrade ^{14}N en ^{15}O ($^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$) a une section efficace environ deux ordres de grandeur plus faible que les autres réactions de la chaîne et contrôle donc l'équilibre du cycle. Il en résulte que pratiquement tout le carbone est transformé en azote avant que l'équilibre soit atteint. La branche ON

⁴ $A(a, b)B$ dénote la réaction $A + a \rightarrow B + b$.

4.3. DISCUSSION

($^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(\beta^+, \nu)^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$), plus lente, contribue aussi mais dans une moindre mesure à la production d'azote aux dépens de l'oxygène. Deux sources de carbone peuvent entrer en jeu dans la production d'azote : d'une part le carbone synthétisé dans le cœur même d'une étoile en fin de vie lors de la combustion de l'hélium par les réactions « triple α » : on parle alors de « production primaire » ; d'autre part le carbone qui était déjà présent dans l'étoile lorsqu'elle s'est formée induisant une dépendance avec la métallicité : on parle alors de « production secondaire » (cette terminologie a été introduite par Talbot & Arnett 1974). Dans ce dernier cas la production d'azote dépend quadratiquement (au moins en première approximation) de l'abondance en carbone ($Z_{sec}/Z_{prim} \propto Z_{prim}$). En réalité, la situation est plus complexe et nécessite une modélisation numérique complète : l'azote a principalement un comportement secondaire par rapport au carbone dont la production elle-même dépend significativement de la métallicité par l'intermédiaire des processus de perte de masse (caractère « pseudo-secondaire » ou « quasi-secondaire » du carbone). Par conséquent, ceci entraîne une dépendance encore plus forte de l'abondance en azote en fonction de la métallicité (Henry, Edmunds & Köppen 2000).

À partir des calculs de la quantité d'éléments retournés par les étoiles de masse intermédiaire déterminés par van den Hoek & Groenewegen 1997 et par Maeder 1992 pour les étoiles massives, Henry et al. 2000 identifient les principaux sites de production de l'azote au cours de l'évolution d'une population stellaire ce qui permet d'estimer l'échelle de temps sur laquelle cet élément est retourné au milieu interstellaire. Ils montrent que la production d'azote (primaire et secondaire) est dominée par les étoiles de masse intermédiaire ($4 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 8$)⁵ entraînant un retard de son retour au milieu interstellaire d'environ 250 millions d'années (temps de vie d'une étoile de $4M_{\odot}$, voir par ex. Schaeller et al. 1992) après le déclenchement d'une flambée de formation d'étoiles par rapport à l'oxygène et au carbone synthétisés principalement dans les étoiles plus massives ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) dont le temps de vie est beaucoup plus court. Ils confirment par ailleurs que la production d'azote est dominée par les processus secondaires lorsque $12 + \log(\text{O}/\text{H}) > 8,3$ ce qui correspond à une métallicité $Z \gtrsim 0,3 Z_{\odot}$.

Modèles d'évolution chimique

L'étude directe de l'évolution chimique précoce des galaxies est une tâche difficile car elle est nécessite l'obtention de données spectroscopiques de bonne qualité pour des objets qui sont en général très faibles. Jusqu'à la mise en service des télescopes de huit à dix mètres de diamètre, les quasars étaient les seules sources assez lumineuses à grand redshift permettant une telle étude. Commencées dès la fin des années soixante-dix (voir par ex. Shields 1976 ; Davidson 1977 ; Osmer 1980) les études spectroscopiques menées à la fin des années quatre-vingt et au début des années quatre-vingt-dix sur des échantillons

⁵Ce sont les étoiles pour lesquelles la base de l'enveloppe convective est assez chaude pour que les réactions du cycle CNO soient déclenchées (phénomène appelé le *Hot Bottom Burning* ou HBB).

4.3. DISCUSSION

importants de quasars à l'aide de télescopes de quatre mètres de diamètre ont révélé deux résultats particulièrement importants basés sur une modélisation détaillée de la photoionisation dans la région d'émission de raies larges (voir Hamann & Ferland 1992 ; 1993a, 1993b ; Ferland et al. 1996 ; voir aussi Osmer, Porter & Green 1994) :

- les abondances chimiques dans l'environnement immédiat des quasars (la région d'émission de raies larges) varient typiquement entre des valeurs solaires ou quelques fois solaires jusqu'à plus de dix fois solaires dans certains cas ($1 \lesssim Z \lesssim 10Z_{\odot}$), ceci jusqu'à des redshifts supérieurs à 4 ;
- il y a surabondance en azote par rapport aux autres éléments (par ex. les rapports N/C, N/O etc. sont supérieurs aux valeurs solaires).

Ces résultats placent en premier lieu les quasars dans des régions où la formation d'étoiles est – ou plus rigoureusement a été – très active. De plus, la majeure partie de l'enrichissement et de la formation d'étoiles doit avoir eu lieu *avant* que le quasar soit observable, soit sur une échelle de temps de moins d'un milliard d'années pour des objets à $z > 4$ (ceci dépend bien sûr des paramètres cosmologiques utilisés). En confrontant les résultats de cette analyse avec des modèles d'évolution chimique⁶, Hamann & Ferland 1993b et Matteucci 1993 concluent qu'un enrichissement sur une courte échelle de temps (environ un milliard d'années), comparable aux scénarios proposés pour décrire l'évolution chimique des galaxies elliptiques géantes (voir par ex. Arimoto & Yoshii 1987 ; Matteucci & Tornambé 1987 ; pour une confrontation aux observations en utilisant des modèles de synthèse de populations, voir par ex. Bica 1988 ; Bica et al. 1988), permet d'expliquer les abondances super-solaires et la surabondance en azote⁷. Un exemple de résultat obtenu avec un tel modèle calculé par Hamann & Ferland 1993b est présenté à titre d'illustration sur la figure 4.1 . L'abondance relative en azote joue en quelque sorte le rôle d'horloge permettant de situer (grossièrement toutefois) une (proto-)galaxie dans le processus d'enrichissement initial accompagnant la formation des sphéroïdes massifs sur une échelle de temps de l'ordre du milliard d'années.

L'étude des abondances dans les quasars garde cependant une portée fondamentalement limitée quant à l'évolution chimique des galaxies hôtes car la masse de gaz mise en jeu dans les noyau actif ne représente qu'une fraction infime de la masse totale des galaxies

⁶Le principe des modèles d'évolution chimique est essentiellement de coupler les connaissances sur la nucléosynthèse comme celles décrites plus haut dans le cas de l'azote avec des modèles de formation des galaxies, ce qui revient schématiquement à se donner des lois d'évolution temporelle de la masse et du taux de formation d'étoiles ainsi qu'une fonction initiale de masse stellaire et à calculer l'évolution des abondances des éléments qui en résulte. Ce vaste domaine dont les bases ont été posées dès 1946 par F. Hoyle s'est énormément développé et revêt actuellement de nombreux aspects couvrant les différents types de galaxies observées (Voie Lactée, disques galactiques, galaxies naines irrégulières, systèmes Ly α saturés etc... voir par ex. Pagel 1997 pour une discussion générale de ce sujet).

⁷D'autres scénarios ont été proposés pour expliquer les abondances observées dans les quasars, notamment la formation d'étoiles dans les disques d'accrétion (Silk & Rees 1998 ; Collin & Zahn 1999) et la nucléosynthèse sans étoiles à l'intérieur des disques d'accrétion (Jin et al. 1989).

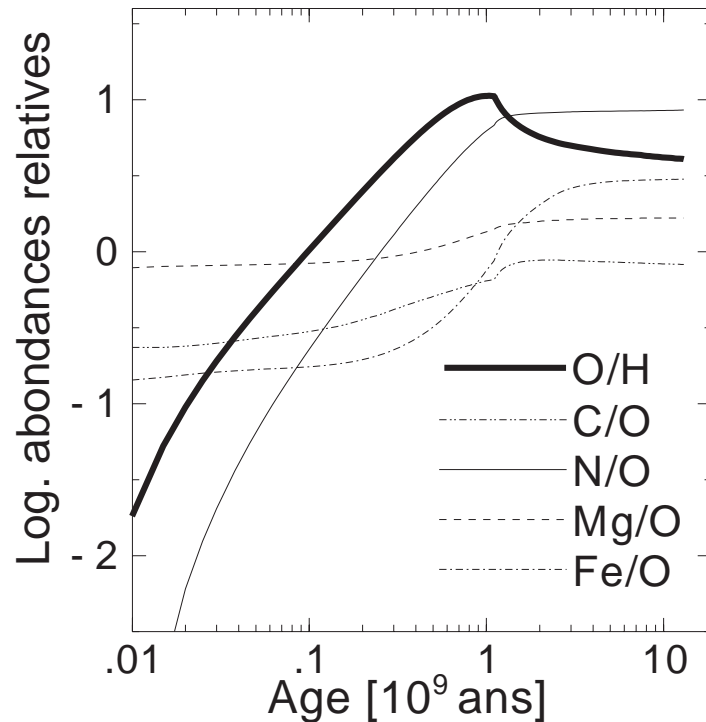


FIG. 4.1 – Évolution temporelle des abondances relatives de C, N, Mg et Fe par rapport à O sur une échelle logarithmique pour une galaxie elliptique géante calculé par Hamann & Ferland (1993b, modèle M4a). Le trait épais indique l'évolution de la métallicité représentée par le rapport O/H. Ce sont les résultats d'un modèle à une zone associant une échelle de temps de consommation du gaz très courte (ceci est paramétré par le temps caractéristique de chute du gaz dans la galaxie qui est ici de 0,05 milliard d'années [à comparer avec un temps caractéristique de l'ordre de 3 milliards d'années pour des modèles de l'environnement solaire] ce qui résulte en une conversion de 85% du gaz en étoiles en seulement un demi milliard d'années [contre 13 milliards d'années pour le voisinage solaire]) et une fonction initiale de masse Φ relativement plate, c'est-à-dire biaisée en faveur des grande masses ($x = 1,1$ avec $\Phi \propto M_{\star}^{-x}$, alors que $x = 1,35$ pour une fonction initiale de masse de Salpeter). La métallicité augmente rapidement pendant environ un milliard d'années, temps après lequel la formation d'étoiles s'arrête car le gaz est essentiellement épuisé. Ensuite, le sphéroïde évolue passivement et la métallicité diminue légèrement à cause des éjectas des étoiles de faible masse. Seule la production d'azote secondaire est considérée ici. On constate bien que celle-ci est retardée par rapport aux autres éléments mais est beaucoup plus rapide. Ce diagramme est adapté de la figure 13 de l'article de revue de Hamann & Ferland 1999.

dans lesquelles on les observe. Les résultats que nous avons obtenus sur les radiogalaxies ont une portée beaucoup plus générale car la quantité de matière interstellaire est maintenant échantillonnée sur une échelle galactique. Nous pouvons donc pour la première fois établir un lien clair entre l'évolution de la composition chimique des galaxies hébergeant les quasars les plus puissants et les modèles de galaxies elliptiques massives.

On remarque enfin que si l'on interprète la dispersion importante en métallicité du gaz interstellaire observée dans notre échantillon comme une différence de maturité entre les objets, on doit conclure que l'activité du noyau ne semble en tout état de cause pas

4.3. DISCUSSION

directement liée à un stade particulier de l'évolution chimique de la galaxie hôte. Les deux cas extrêmes que nous avons observés illustrent bien cette proposition : la métallicité du milieu interstellaire de 0731+438 est clairement sub-solaire ($Z \sim 0,3 Z_{\odot}$) alors que celle de 0211–122 est super-solaire ($Z \sim 3 Z_{\odot}$). Une fraction importante du contenu gazeux des (proto-)galaxies massives à $z \sim 2,5$ a donc, dans la plupart des cas, mais pas toujours, déjà subi une évolution chimique importante au moment où leur noyau est actif⁸.

4.3.2 La raie Ly α

L'intensité de la raie de Ly α est difficile à modéliser car elle dépend de façon assez compliquée de plusieurs paramètres et il n'est pas aisé de dégager le (ou les) facteur dominant les fortes variations d'intensité observées dans le type d'objet sur lequel nous avons travaillé. L'étude du transfert de cette raie a suscité de nombreux travaux, indépendamment de ceux sur les radiogalaxies, notamment au début des années quatre-vingt dix afin de tenter d'expliquer l'échec des techniques de recherche de galaxies primordiales basée sur la détection de raies d'émission (mentionné dans le chapitre 1) ou encore la difficulté à détecter l'émission Ly α des systèmes Ly α saturés (voir par ex. Valls-Gabaud 1993 ; Charlot & Fall 1991, 1993). Les paragraphes qui suivent décrivent qualitativement les principaux facteurs mis en jeu dans le transfert de cette raie dans le contexte de l'étude des radiogalaxies.

Effet de la poussière

En présence de gaz neutre, le libre parcours moyen des photons Ly α augmente énormément à cause du phénomène de diffusion résonante : les photons proches de la longueur d'onde de la raie Ly α (1215,67Å) sont sans cesse absorbés puis immédiatement réémis par les nombreux atomes de d'hydrogène neutre (HI) qu'ils rencontrent. Il en résulte que lorsqu'une quantité de poussière même petite est mélangée au gaz, ces photons deviennent extrêmement vulnérables car leur chance de rencontrer et d'être absorbés par un grain de poussière augmente très fortement (Auer 1968 ; Adams 1971, 1972).

Ce phénomène a longtemps été invoqué pour expliquer les rapports CIV/Ly α extrêmes observés dans les radiogalaxies (par ex. CIV/Ly $\alpha \sim 3,1$ dans 0211–122). Cependant, les modèles détaillés présentés par Villar-Martín, Binette & Fosbury 1996 (noté V-MBF96 par la suite) ont démontré que cet effet seul ne permet en aucun cas de reproduire les observations (aucun modèle ne permet d'atteindre CIV/Ly $\alpha \gtrsim 1$). Il est important de bien noter que ce résultat ne dépend que très peu de la quantité de poussière considérée : cet effet est stable dès que le rapport de la quantité de poussière par rapport à la quantité de gaz est supérieure à (environ) la valeur rencontrée dans le voisinage solaire.

⁸Il faut noter ici que le noyau peut certainement entrer en activité plusieurs fois au cours de la formation d'une galaxie massive.

Influence de la structure géométrique

Les positions relatives des régions ionisées et neutres ainsi que la direction de la ligne de visée jouent un rôle important quant à la quantité et la distribution spatiale des photons $\text{Ly}\alpha$ qui sont observables. Les différents cas de figure qui se présentent ont été étudiés par V-MBF96.

En analysant tout d'abord uniquement la structure interne des nuages d'où sont émis les photons $\text{Ly}\alpha$ (ceux qui sont directement soumis à la radiation ultraviolette du noyau actif donc situés à l'intérieur du cône d'ionisation [tous les nuages marqués de gris dans la figure 4.2]), V-MBF96 montrent que les variations très importantes de l'intensité de la raie de $\text{Ly}\alpha$ peuvent essentiellement être expliquées par la différence d'apparence entre les nuages dont on voit la partie avant qui est éclairée par le noyau actif (nuages marqués « front perspective » dans la figure 4.2, situés dans la partie du cône la plus éloignée de l'observateur) et ceux dont on ne voit que la face arrière (nuages marqués « back perspective » dans la figure 4.2 situés dans le cône le plus proche de l'observateur). Lorsque l'on voit la face arrière d'un nuage, la raie $\text{Ly}\alpha$ (et dans une moindre mesure les autres raies de résonance comme C IV) est fortement atténuée à cause de la grande opacité vis-à-vis des raies de résonance de la zone partiellement ionisée – voire même dans certains cas de la zone neutre – qui se trouve à l'arrière du nuage. Suivant la ligne de visée de l'observateur, une pondération de la luminosité s'opère et les nuages présentant l'une ou l'autre de leurs faces dominant l'émission $\text{Ly}\alpha$.

Si la région ionisée est entourée de condensations de gaz neutre (par exemple la partie de la galaxie hôte qui se trouve en dehors du cône d'ionisation, voir figure 4.2) alors les photons sont réfléchis plusieurs fois par celles-ci (de la même façon que la partie arrière neutre ou partiellement ionisée des condensations considérées plus haut, elles jouent le rôle de miroirs vis-à-vis des photons $\text{Ly}\alpha$). Lorsque l'enveloppe est suffisamment ouverte, les photons parviennent à s'échapper par les interstices après quelques réflexions. L'émission $\text{Ly}\alpha$ est dans ce cas simplement redistribuée spatialement à plus grande échelle et l'essentiel du flux est conservé (voir par ex. Neufeld 1991). Ce phénomène est probablement à l'origine des halos $\text{Ly}\alpha$ extrêmement étendus et à faible brillance de surface que nous observons (voir figure 4.3). Ce n'est que dans le cas où l'enveloppe est presque close (on pourrait dire moins « poreuse ») que l'on s'attend à une destruction significative des photons $\text{Ly}\alpha$ (voir V-MBF96).

Effets cinématiques

Que ce soit par accréation lors de la fusion de deux galaxies, l'éjection de matière par les vents galactiques consécutifs à une flambée de formation d'étoiles ou simplement la rotation gravitationnelle, il est clair que les régions émettrices peuvent être en mouvement par rapport au gaz neutre. Nos observations montrent d'ailleurs clairement l'existence de gradients de vitesse importants (parfois jusqu'à plus de 2000 km s^{-1} d'amplitude) dans

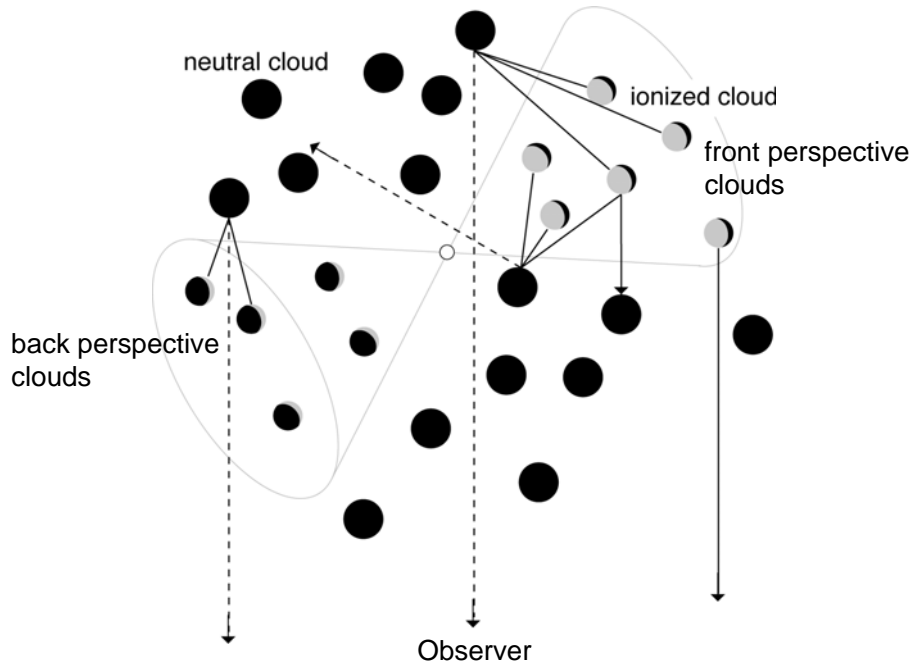


FIG. 4.2 – Structure géométrique décrivant les radiogalaxies dans les modèles de V-MBF96. Le gaz neutre est représenté en noir et le gaz ionisé en gris. Les flèches continues indiquent le trajet des photons $\text{Ly}\alpha$ provenant directement des régions ionisées. Les flèches en pointillés représentent le trajet des photons $\text{Ly}\alpha$ qui ont été réfléchis dans la direction de l’observateur par des condensations de gaz neutre. Ce diagramme est adapté des figures 5 et 8 de V-MBF96.

tous les objets comme l’illustre le spectre à deux dimensions de la raie $\text{Ly}\alpha$ de 0211–122 présenté sur la figure 4.3. Il est clair que ceci peut fortement influencer la diffusion résonante et donc le sort des photons $\text{Ly}\alpha$: plus un nuage de HI est statique par rapport aux régions HII, mieux il joue son rôle de miroir vis-à-vis des photons $\text{Ly}\alpha$. Si par exemple le gaz neutre s’éloigne de la zone ionisée en direction de l’observateur, seuls les photons dont la longueur d’onde est plus courte que $1215,16 \text{ \AA}$ dans l’aile bleue de la raie $\text{Ly}\alpha$ seront capturés par la résonance.

Au cours de l’étude de galaxies HII dans l’ultraviolet à l’aide de GHRS⁹ à bord du TSH, Kunth et al. 1998 ont observé que, sur les huit galaxies de leur échantillon, quatre d’entre elles possèdent une raie $\text{Ly}\alpha$ en émission accompagnée d’une absorption de l’aile bleue (profil de type P Cygni) ainsi que des raies d’absorption interstellaires (OII, SiII etc.) décalées vers le bleu (décalage de l’ordre de 200 km s^{-1}). Les autres galaxies de l’échantillon ne montrent pas d’émission $\text{Ly}\alpha$ mais une absorption saturée ainsi que des raies d’absorption interstellaires très proches de la vitesse systémique. Kunth et al. 1998 interprètent ces résultats comme une preuve que la cinématique du gaz neutre est un facteur déterminant quant à la détectabilité de l’émission $\text{Ly}\alpha$. Aucune étude systématique de ces corrélations n’a encore été menée sur des échantillons de LBG. Cependant, les modèles

⁹De l’anglais *Goddard High Resolution Spectrograph*.

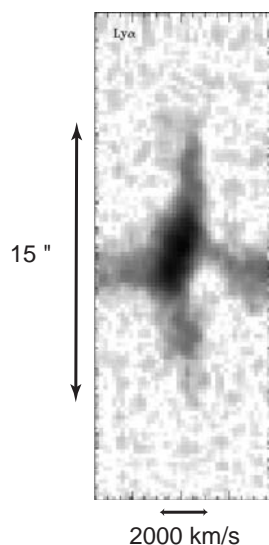


FIG. 4.3 – Spectre à deux dimensions de la raie $\text{Ly}\alpha$ de la radiogalaxie 0211–122. La direction spatiale est représentée verticalement et la direction de dispersion horizontalement. On observe une structure en vitesse relativement complexe d’une amplitude supérieure à 2000 km s^{-1} . Le halo $\text{Ly}\alpha$ s’étend spatialement sur plus de 15 secondes d’arc (soit plus d’une centaine de kiloparsecs).

de formation et d’évolution chimique et dynamique de sphéroïdes développés par Friaça & Terlevich 1998 sont en accord avec ces résultats. Bien que l’émission $\text{Ly}\alpha$ des radiogalaxies soit de nature clairement différente de celle des galaxies HII et des LBG tant d’un point de vue géométrique que cinématique il est possible que la structure du champ de vitesse des condensations de gaz neutre soit aussi un facteur clef pour l’émission $\text{Ly}\alpha$.

Il est intéressant de rappeler ici que nous avons remarqué dans notre échantillon de radiogalaxies que les objets les plus fortement polarisés possédant une émission $\text{Ly}\alpha$ faible ont tendance à montrer des raies interstellaires de basse ionisation en absorption tandis que les objets faiblement polarisés possédant une émission $\text{Ly}\alpha$ forte ont plutôt des raies de basse ionisation en émission (voir article § 3.3). Une telle corrélation entre largeur équivalente des raies d’absorption interstellaires et émission $\text{Ly}\alpha$ a par ailleurs aussi été notée par Spinrad et al. 1999 sur un petit échantillon de quatre LBG. En tout état de cause, ces observations suggèrent aussi un lien entre la structure de la phase gazeuse faiblement ionisée et l’émission $\text{Ly}\alpha$. Une étude plus détaillée de la cinématique des raies interstellaires devra être menée mais les données que nous possédons actuellement risquent d’être difficiles à interpréter compte tenu de leur faible résolution spectrale.

Si l’on pousse un peu plus loin notre interprétation, les objets dont l’amplitude du champ de vitesse est la plus faible pourraient correspondre à ceux qui sont dynamiquement les plus relaxés. Par conséquent, la quantité de photons capables de s’échapper pourrait bien être un indicateur de la maturité dynamique des systèmes étudiés : un objet observé au tout début d’une fusion majeure aura un champ de vitesse très perturbé facilitant la fuite

des photons Ly α alors qu'inversement un objet plus avancé dans son évolution sera dynamiquement plus relaxé rendant plus difficile la sortie des photons Ly α .

4.3.3 Continu diffusé et polarisation

Nous avons vu que le degré de polarisation du continu est déterminé par les propriétés géométriques des objets d'une part (l'angle d'ouverture du cône Φ et l'angle θ entre la ligne de visée de l'observateur et l'axe du cône) et la dilution par les composantes non polarisées du continu d'autre part (voir article §4.1.3). Lequel de ces effets joue le rôle principal ? Un fait observationnel donne une indication en faveur de la dilution comme facteur clef : alors que nous détectons clairement des raies larges avec une largeur équivalente comparable à celle observée dans les quasars dans le spectre objets les plus polarisés (0211-122 et 4C+23.56), nous n'en détectons pas du tout dans les objets les moins polarisés (0731+438 et aussi 4C+41.17 observée par Dey et al. 1997); des raies larges sont aussi marginalement détectées dans certains des objets moyennement polarisés (par ex. 4C+40.36, 4C-00.54). Cela montre que si la radiation diffusée du noyau actif doit nécessairement dominer le continu des objets hautement polarisés, ce ne peut être le cas pour les objets faiblement polarisés. Si les effets géométriques étaient prépondérants, nous devrions en principe aussi observer des objets faiblement polarisés dont le continu est dominé par la lumière diffusée présentant des raies larges, ce qui n'est pas le cas dans notre échantillon. Cela peut se comprendre car la dynamique de l'effet de dilution sur le degré de polarisation observé est beaucoup plus grande que celle des effets géométriques. Par exemple, dans le cadre des modèles que nous avons utilisés, l'angle de vue ne fait varier P qu'entre 10% et 25% (voir Manzini & di Serego Alighieri 1996) alors que la dilution permet d'atteindre une polarisation assez petite pour ne pas être mesurable. Les caractéristiques géométriques des objets ont certainement aussi une influence, mais elles restent secondaires par rapport à la dilution et contribuent à la dispersion dans les relations observées.

La dilution de la polarisation dépend des intensités relatives des composantes polarisées et non polarisées du continu (voir article éq. 1). L'intensité du continu stellaire non polarisé a été discutée en détail dans l'article (§ 4.1.3) : elle dépend du taux de formation (SFR) ou de la masse stellaire (M^*) suivant que l'on s'intéresse à une flambée de formation d'étoiles continue ou instantanée, de l'âge de la population stellaire et du rougissement interstellaire.

L'intensité du continu diffusé dépend de la luminosité et donc de la masse du quasar central ainsi que des propriétés du milieu diffusant. Il est intéressant de revenir de façon un peu plus détaillée sur ce dernier point. Dans l'article nous avons limité notre étude au cas où la masse de poussière est de $10^8 M_{\odot}$, en accord avec les estimations établies à partir des observations de radiogalaxies aux longueurs d'ondes submillimétriques. Cependant,

4.3. DISCUSSION

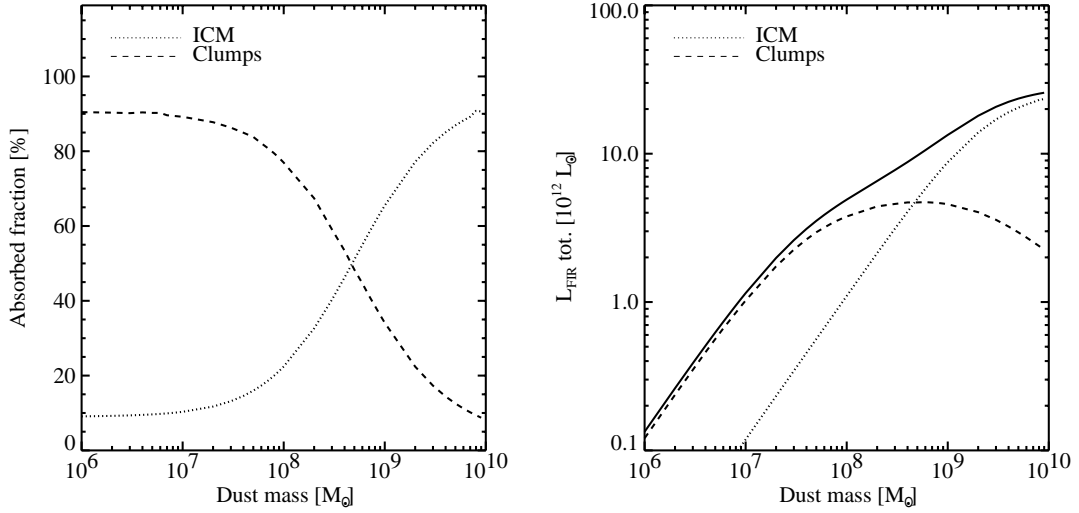


FIG. 4.4 – À gauche : fraction de l'énergie absorbée et réémise dans l'infrarouge lointain par les grains de poussière présents dans les condensations (tirets) et le milieu inter-condensations (pointillés) en fonction de la masse totale de poussière présente dans le milieu interstellaire d'une proto-galaxie massive. La transition entre un milieu énergétiquement dominé par les condensations à un milieu dominé par la phase diffuse s'opère pour une masse totale de poussière d'environ $5 \cdot 10^8 M_{\odot}$. À droite : luminosité émise par les grains de poussière dans les condensations (tirets) et le milieu inter-condensations (pointillés) en fonction de la masse totale de poussière. La trait continu représente la luminosité totale dans infrarouge lointain.

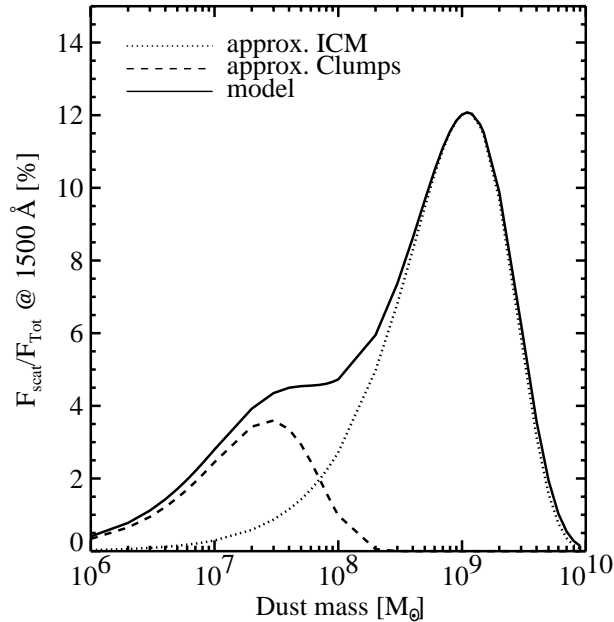


FIG. 4.5 – Fraction du flux incident qui est diffusée par les grains de poussières (F_{scat}/F_{Tot}) à 1500 Å en fonction de la masse totale de poussière présente dans le milieu interstellaire. En tirets et en trait pointillé, les approximations en $\tau e^{-\tau}$ pour les condensations et le milieu diffus respectivement.

il est clair que la quantité de poussière présente dans le milieu interstellaire varie au cours de la formation d'une galaxie puisque la production de poussière est un produit direct de la formation stellaire (environ 1% de la masse de gaz transformée en étoiles est retournée sous forme de poussière, voir par ex. Calzetti & Heckman 1999 et Calzetti et al. 2000). Nous avons donc étudié comment varient l'intensité de la lumière diffusée et la fraction d'énergie absorbée en fonction de la masse totale de poussière M_{dust} présente dans le milieu interstellaire (tous les autres paramètres décrivant le milieu inhomogène comme le facteur de remplissage f_c ou le rapport de densité α restent identiques à ceux utilisés dans l'article, voir § 4.1.1). Pour cela, nous nous sommes intéressés séparément aux deux phases du milieu inhomogène. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 4.4 et 4.5. A mesure que la masse de poussière augmente, l'évolution des propriétés du milieu peut se diviser en plusieurs périodes :

- $M_{dust} < 10^7 M_{\odot}$: le milieu est optiquement mince (les profondeurs optiques des condensations τ_C et du milieu inter-condensations τ_{ICM} sont très inférieures à un). La radiation thermique des poussières (L_{FIR}) est proportionnelle à la quantité de poussière (voir fig. 4.4, à gauche). Les condensations, qui sont dans notre cas 1000 fois plus denses que le milieu diffus, sont responsables de plus de 90% de l'absorption (voir fig. 4.4, à droite).
- à mesure que la quantité de poussière croît, la profondeur optique des condensations augmente jusqu'à devenir proche de l'unité alors que le milieu diffus est toujours optiquement mince : pour $M_{dust} \sim 3 \cdot 10^7 M_{\odot}$, $\tau_C \sim 1$ alors que $\tau_{ICM} \ll 1$. L'émission totale dans l'infrarouge lointain qui reste dominée par les condensations n'est alors plus proportionnelle à la masse de poussière. La radiation diffusée par les condensations atteint son niveau maximum (voir courbe en tirets sur la fig. 4.5).
- $3 \cdot 10^7 \lesssim M_{dust} \lesssim 10^8$: $\tau_C \gg 1$ et $\tau_{ICM} \ll 1$. Dans ce régime, l'approximation en $\tau e^{-\tau}$ n'est plus une très bonne représentation de la réalité pour les condensations. Elle sous-estime la fraction de lumière diffusée car on est en géométrie ouverte : les condensations éclairées de l'extérieur jouent à peu près le rôle de miroirs et l'essentiel de la radiation diffusée provient des surfaces de profondeur optique proche de l'unité. L'intensité du continu diffusé n'est alors que peu sensible à la quantité de poussière ajoutée (voir le plateau dans la fig.4.5). Le niveau du plateau, c'est-à-dire la quantité de lumière diffusée est alors fixée par la surface totale réfléchissant la lumière du noyau actif.
- $10^8 \lesssim M_{dust} \lesssim 10^9$: un « changement de phase » s'opère dans cet intervalle de masse. On passe progressivement d'un milieu pour lequel le transfert est dominé par les condensations à un environnement dont les propriétés sont contrôlées par la phase diffuse. Le panneau de droite de la figure 4.4 illustre bien ce phénomène d'un point de vue énergétique. La luminosité infrarouge totale est de l'ordre de

celle observée dans les objets infrarouges ultralumineux (ULIRGs¹⁰). La fraction de lumière diffusée croît fortement. Les objets dans ce régime peuvent être très fortement polarisés.

- $M_{dust} > 10^9 M_{\odot}$: le milieu est optiquement épais et la quantité de lumière s'échappant du milieu décroît très rapidement avec la quantité de poussière. La luminosité dans l'infrarouge lointain dépasse $10^{13} L_{\odot}$: c'est le régime des objets infrarouges hyperlumineux (HyLIRGs¹¹). Cependant, il faut noter qu'une telle masse de poussière correspond à une masse stellaire formée de plus de $10^{11} M_{\odot}$. Le nombre de systèmes assez massifs pour atteindre un tel régime est probablement très faible.

Il est important de garder à l'esprit le fait que ce scénario reste très schématique. S'il donne une idée qualitative des différents phénomènes mis en jeu dans un environnement à deux phases, il faut être prudent quant à l'interprétation des valeurs absolues de la luminosité infrarouge ou la fraction exacte de lumière diffusée car elles dépendent des propriétés géométriques du milieu. Un exemple : la taille des condensations que nous avons fixée ici agit sur la surface totale diffusante et donc sur la fraction de lumière diffusée lorsque $\tau_C \gtrsim 1$ (niveau du premier plateau dans la fig. 4.5).

En ce qui concerne le degré de polarisation du continu, on voit globalement que plus un objet est poussiéreux, plus le continu polarisé peut être intense lorsque le noyau est actif puisque la fraction de lumière diffusée est une fonction croissante de la masse totale de poussière jusqu'à $M_{dust} \sim 10^9 M_{\odot}$. Toutefois, lorsque M_{dust} est comprise entre 10^7 et $10^8 M_{\odot}$, la fraction de lumière diffusée ne dépend que très faiblement de M_{dust} . Deux autres effets d'évolution vont dans le même sens : (i) si la masse du trou noir au centre du sphéroïde croît parallèlement à la formation de la galaxie hôte, les quasars apparaissant dans les galaxies les plus évoluées seront en moyenne plus lumineux, augmentant d'autant le continu diffusé polarisé ; (ii) plus la galaxie hôte est poussiéreuse, plus le continu stellaire est affecté par l'extinction interstellaire et donc plus la contribution relative du continu diffusé est importante.

4.3.4 Scénarios

Dans cette partie, nous nous attachons à rassembler en un scénario cohérent les conclusions auxquelles nous sommes parvenus dans l'article et dans les trois sections qui précèdent. Les variations du rapport de raies NV/CIV interprétées en termes de modèles d'évolution chimique de galaxies elliptiques massives placent les objets de notre échantillon sur une séquence évolutive dont l'échelle de temps est de l'ordre de 10^9 ans. Essayons dans ce contexte de décrire la progression possible des propriétés d'une galaxie

¹⁰De l'anglais *UltraLuminous Infrared Galaxies* : galaxies ultralumineuses dans l'infrarouge ($L_{fir} > 10^{12} L_{\odot}$).

¹¹De l'anglais *HyperLuminous InfraRed Galaxies* : galaxies hyperlumineuses dans l'infrarouge ($L_{fir} > 10^{13} L_{\odot}$).

4.3. DISCUSSION

massive au cours des premières étapes de sa formation.

Au cours d'un épisode (ou de l'épisode) majeur de la formation d'une galaxies géante¹², deux blocs proto-galactiques de masses comparables et riches en gaz entrent en collision. Rapidement après le début de la rencontre, les trous noirs des deux blocs fusionnent. Le trou noir fraîchement formé accrète une petite fraction du gaz qui s'écoule vers le cœur du nouveau système pour finalement former un trou noir supermassif ($M_{\bullet} \gtrsim 10^8 M_{\odot}$; voir par ex. Kauffmann & Haehnelt 2000). Le restant du gaz se refroidit en dissipant progressivement l'énergie (le temps de réponse gravitationnelle est donné par l'échelle de temps dynamique, soit quelques 10^8 ans) donnant lieu à une ou plusieurs flambées de formation d'étoiles. Parallèlement, l'écoulement du gaz vers le centre de la galaxie permet de nourrir le trou noir supermassif. Ceci entraîne des périodes d'activité du noyau (d'une durée de quelques 10^7 ans) pendant lesquelles le quasar illumine le milieu interstellaire le rendant ainsi accessible à nos instruments pendant de courts instants. L'ensemble du processus jusqu'à la relaxation complète du système prend environ 10^9 ans (pour les échelles de temps, voir par ex. les simulations par Mihos et al. 1996).

A mesure que la galaxie évolue dynamiquement, forme des étoiles et que son milieu interstellaire s'enrichit en métaux et en poussières, son apparence change. Si le quasar s'allume au début du processus de fusion, le milieu interstellaire est :

- encore pauvre en métaux \Rightarrow métallicité sub-solaire ($Z < Z_{\odot}$). Le rapport NV/CIV est petit ;
- relativement peu poussiéreux \Rightarrow faible continu diffusé donc faible polarisation. Le continu est majoritairement d'origine stellaire ;
- dynamiquement très chaud \Rightarrow fuite des photons $Ly\alpha$ facile. Le rapport $Ly\alpha/CIV$ est élevé.

La radiogalaxie 0731+438 qui présente de telles caractéristiques observationnelles est sans doute capturée dans cette phase. La luminosité infrarouge de tels objets devrait être en général relativement faible. Lorsque l'activité du noyau est déclenchée dans des galaxies situées à l'autre extrême de la séquence d'évolution, le milieu interstellaire est :

- fortement enrichi en métaux \Rightarrow métallicité super-solaire ($Z > Z_{\odot}$); Le rapport NV/CIV est élevé ;
- riche en poussières \Rightarrow continu diffusé intense. Le continu est fortement polarisé. La croissance du trou noir supermassif au cours de l'évolution de la galaxie peut aussi contribuer au fait que le continu diffusé est plus intense durant les phases tardives. L'extinction du continu stellaire favorise aussi l'observation d'une forte polarisation ;

¹²Par épisode majeur nous entendons ici la période de l'évolution au cours de laquelle se forme la plus grande partie de la masse stellaire de la galaxie.

4.3. DISCUSSION

- relaxé \Rightarrow les photons $\text{Ly}\alpha$ sont facilement absorbés. Le rapport $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}$ est petit.

Ceci correspond aux caractéristiques des radiogalaxies 0211–122 et 4C+23.56 mais aussi à celles de la galaxie active de type 2 F10214+4727. Ces objets devraient en général être brillants dans l’infrarouge lointain. Dans le cas où le système est assez massif, il peut passer par une phase de ULIRG voire même de HyLIRG ; c’est le cas de F10214+4727. Ce dernier point est bien en accord avec les travaux de Murphy et al. 1996 qui montrent que les ULIRGs sont majoritairement des systèmes en phase finale de fusion.

A quoi ressemblent ces galaxies lorsque le noyau n’est pas actif et qu’il ne reste que le continu stellaire ? Compte tenu des limites que nous avons posées sur celui-ci pour 0731+438 dans l’article (§ 4.1.3), il est clair que, durant les premières phases de l’évolution, lorsque l’extinction n’est pas trop importante, ces objets devraient être facilement sélectionnés par les techniques « Lyman break ». Ils peupleraient alors la zone la plus brillante de la fonction de luminosité des LBG. Ils devraient être beaucoup plus difficiles à détecter par ces techniques dans les phases poussiéreuses mais pourraient alors être identifiés dans le domaine de longueur d’onde submillimétrique. Cette remarque montre le lien étroit qui existe entre radiogalaxies et LBG. Elle illustre l’importance de prendre en compte simultanément les informations concernant les deux populations, surtout dans un futur proche alors que se développent les analyses de composition chimique des LBG et les observations submillimétriques. Les radiogalaxies, loin d’être des « monstres » étranges, offrent point de vue privilégié sur la formation et l’évolution des galaxies les plus massives et apportent des éléments clef qui nous permettent d’améliorer notre compréhension de ce processus.

Chapitre 5

Étude spectropolarimétrique d'une galaxie infrarouge hyperlumineuse : SMM J02399–0136

5.1 Introduction

Au milieu des années quatre-vingt, le satellite IRAS¹ (Neugebauer et al. 1984) a permis de mettre en évidence une nouvelle classe d'objets parmi les plus lumineux de l'Univers : les galaxies infrarouges ultralumineuses (ULIRGs). L'essentiel de la quantité d'énergie colossale dégagée par ces objets ($L_{fir} > 10^{12} L_{\odot}$) est émise dans l'infrarouge lointain (entre 5 et $500\mu\text{m}$) ce qui suggère que la lumière que nous observons provient de la radiation thermique de grains de poussières chauffés par les photons ultraviolets d'un noyau actif et/ou d'une flambée de formation d'étoiles. Il semble maintenant bien établi que la plupart de ces galaxies sont en interaction ou en cours de fusion et présentent une morphologie particulière (voir par ex. Sanders et al. 1988 ; Rowan-Robinson 1991). La phase d'ultraluminosité infrarouge semble donc bien intimement liée au processus d'assemblage des galaxies. Un point beaucoup plus controversé est la nature de la source d'énergie de ces galaxies : toutes ces galaxies renferment-elles un noyau actif ? Une flambée de formation d'étoiles ? Ou bien encore une combinaison des deux ? Ces galaxies étant très riches en gaz moléculaire et en poussières (voir par ex. Rigopoulou et al. 1996), la source centrale est en général profondément enfouie, ce qui complique sérieusement son étude. Alors que l'on trouve des preuves directes de la présence d'un noyau actif dans plus de la moitié des objets (raies de haute excitation, rapports de raies similaires aux galaxies de Seyfert ou même détection de raies larges, voir par ex. Sanders et al. 1988 ; Veilleux et al. 1995), des signes d'activité stellaire intense sont aussi observés dans un grand nombre d'objets (par ex. diagnostics sur les rapports de raies nébulaires dans l'infrarouge moyen [3–11,6 μm]

¹De l'anglais *InfraRed Astronomical Satellite*.

obtenus à l'aide du satellite ISO² par Lutz et al. 1996 ; Genzel et al. 1998).

Alors que l'échantillon de galaxies ultralumineuses dans l'infrarouge sélectionnées avec IRAS était limité à un intervalle de redshift relativement bas³, un nouveau pas a été franchi à la fin des années quatre-vingt-dix grâce à la mise en service des nouvelles matrices de détecteurs bolométriques sur les grands radiotélescopes submillimétriques (par ex. SCUBA sur le JCMT⁴, MPIfR *Bolometer array* à l'IRAM⁵ et SIMBA au SEST⁶). Aidés par une correction K fortement négative aux longueurs d'onde supérieures à $400\mu\text{m}$ ⁷, plusieurs groupes ont pu identifier à $z > 1$ de nouveaux objets dont la luminosité infrarouge est comparable à celle des ULIRGs et même des HyLIRGs ($L_{fir} > 10^{13} L_{\odot}$) rencontrés dans l'univers local (voir par ex. Smail, Ivison & Blain 1997 ; Barger et al. 1998 ; Cimatti et al. 1998). La densité spatiale de ces galaxies sélectionnées aux longueurs d'onde submillimétriques a été estimée par Barger, Cowie & Richards (2000) à $3,5_{-1,5}^{+2,4} 10^{-5} h_{65}^3 \text{Mpc}^{-3}$ (avec $\Omega_{\Lambda} = 0$) entre $z = 1$ et 3, soit 80 à 200 fois supérieure à celle des galaxies infrarouges ultralumineuses à $z \sim 0$. Il est intéressant de remarquer que cette évolution en densité est très similaire à celle observée dans le cas des quasars, suggérant un lien entre les deux classes d'objets.

La découverte d'une telle population a eu un impact important en cosmologie observationnelle car, lorsqu'elles sont interprétées en termes de formation d'étoiles, de telles luminosités infrarouges requièrent des taux de formation d'étoiles supérieurs à $1000 M_{\odot} \text{an}^{-1}$. Cela signifierait donc qu'une grande partie de la formation d'étoiles à $z \gtrsim 2$ pourrait être enfouie dans des quantités de poussière importantes et serait donc invisible aux longueurs d'ondes ultraviolettes et optiques. Elle serait par conséquent « manquée » dans les sondages du type du HDF par exemple ce qui entraînerait une sous estimation de la densité du taux de formation d'étoiles à $z \gtrsim 2$. Ces arguments doivent cependant être modulés : d'une part, ils ne sont valables que dans la mesure où les noyaux actifs de galaxies ne contribuent pas de façon significative au chauffage des poussières ; d'autre part, même si la source principale d'énergie des galaxies submillimétriques est d'origine stellaire, ceux-ci ne dominent pas nécessairement la densité globale de formation d'étoiles (Trentham, Blain & Goldager 1999). Nous rappelons ici que l'évolution de la densité de

²De l'anglais *Infrared Space Observatory*.

³Seules deux galaxies gravitationnellement amplifiées sont situées à $z > 2$: F10214+4724 dont nous avons parlé dans le chapitre 4 et le quasar « Cloverleaf » (feuille de trèfle) H1413-117.

⁴Le *James Clerk Maxwell Telescope*, un radiotélescope de 15m de diamètre installé au sommet du Mauna Kea à Hawaii, est un projet mené par la Grande-Bretagne, le Canada et les Pays-Bas.

⁵L'Institut de RadioAstronomie Millimétrique est administré par trois instituts européens : le CNRS (France), le MPG (Allemagne) et l'IGN (Espagne). Il gère l'antenne de 30m installée à Pico Veleta en Espagne ainsi que l'interféromètre du plateau de Bure (France).

⁶Le *Swedish-ESO Submillimeter Telescope* est un radiotélescope de 15m de diamètre construit sur le site de La Silla au Chili.

⁷Au delà d'un redshift de 1 et jusqu'à $z \sim 10$, des objets de luminosité identique dans l'infrarouge lointain ont à peu près la même densité de flux à $850\mu\text{m}$ (voir Hughes, Dunlop & Rawlings 1997).

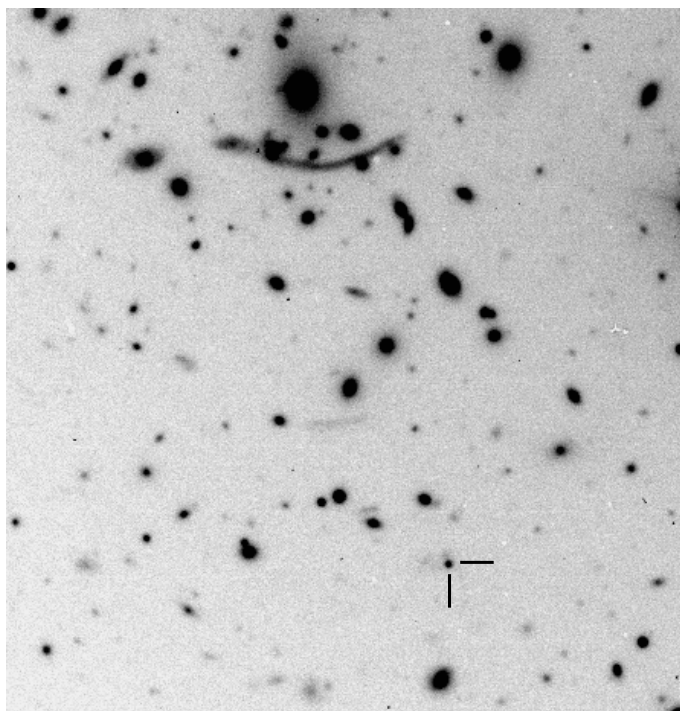


FIG. 5.1 – SMM J02399–0136 amplifié par effet de lentille gravitationnelle par l’amas Abell 370. Sur cette image, le nord est en haut et l’est à gauche; le champ mesure environ $1,7'$ de côté. La croix indique la composante L1 de SMM J02399–0136. La composante L2 est légèrement visible à l’est de L1. On remarque le magnifique arc gravitationnel géant au nord du champ. Cette image en bande R a été obtenue le 13 décembre 1998 avec FORS1 (sur *Antu* [VLT-UT1], temps de pose de 10 minutes).

formation d’étoiles est un test observationnel important pour les modèles de formation et d’évolution des galaxies (voir par ex. la comparaison avec les résultats de modèles hydrodynamiques par Nagamine, Cen & Ostriker 2000). Par ailleurs, ce problème a des conséquences directes quant à l’origine et à l’évolution du fond diffus extragalactique ionisant que nous étudions dans l’annexe A. Enfin, à côté du débat cosmologique et de la controverse sur la source de chauffage des poussières, il est important d’étudier en détail les propriétés physiques (chimiques, cinématiques, géométriques) de ces galaxies submillimétriques puissantes. Les travaux sur cette phase poussiéreuse devraient nous permettre de progresser dans notre compréhension des différents phénomènes mis en jeu lors des premières étapes de l’évolution des galaxies les plus massives et de trouver les liens qui existent entre les différentes populations d’objets que nous connaissons à grand redshift (LBG, quasars et objets de type 2, ULIRGs...) afin, ultimement, de dresser un tableau cohérent de la formation des galaxies.

C’est dans ce cadre que nous avons obtenu avec le polarimètre de FORS1 sur *Antu* (VLT-UT1, voir 2.3.2) un spectre polarisé de la première et plus brillante des galaxies découvertes aux longueurs d’ondes submillimétriques : SMM J2399–0136. Cette galaxie a été trouvée durant une campagne d’observation profonde de l’amas Abell 370 à $450\mu m$ par

5.1. INTRODUCTION

Frayer et al. 1998 (voir fig. 5.1) dont le but était de découvrir des sources situées derrière cet amas en profitant de l'effet de lentille gravitationnelle (c'est d'ailleurs dans ce même amas qu'a été découvert le premier arc gravitationnel géant par Soucail et al. 1987 ; 1988 visible sur la figure 5.1). La motivation originale des observations présentées dans l'article qui suit comportait essentiellement deux facettes :

- la polarimétrie est une technique de choix pour mettre en évidence la présence d'un noyau actif caché. Peut-on, de façon similaire aux études menées sur les radiogalaxies (voir chapitre 4) mesurer la polarisation du continu et détecter des raies larges en flux polarisé dans le spectre de SMM J02399–0136 ?
- l'énorme luminosité infrarouge ainsi que la masse de gaz moléculaire détectée dans cet objet suggèrent un taux de formation d'étoiles extrêmement élevé. Peut-on détecter la signature claire d'une flambée de formation d'étoiles dans un spectre ultraviolet très profond de cette galaxie (raies d'absorptions photosphériques, profils P Cygni) ?

5.2 Vernet & Cimatti, 2001, A&A, sous presse

Résumé en français

Nous présentons des observations spectropolarimétriques optiques profondes de la galaxie SMM J02399–0136 ($z = 2,8$) obtenues avec le télescope de 8,2 mètres de diamètre «Antu» au VLT, équipé de l'instrument FORS1. Nous mesurons une polarisation modérée du continu ultraviolet et des raies d'émission ($P \sim 5\%$). Aucune raie large n'est observée en flux diffusé contrairement à ce que l'on pourrait attendre s'il s'agissait d'un objet de type 2. De plus, le comportement de la polarisation est plutôt similaire à celui des quasars à raies d'absorption larges. Cette classification est par ailleurs confirmée par la couleur très rouge du continu et par la détection de raies d'absorption larges de haute et de basse ionisation. Nous montrons que cet objet possède plusieurs propriétés proches de celles des galaxies ultralumineuses dans l'infrarouge telles que Mrk 231. Le fait que le continu ultraviolet soit dominé par une radiation d'origine non stellaire ne prouve par pour autant que les poussières responsables de l'émission thermique dans l'infrarouge lointain soient principalement chauffées par le noyau actif. Comme l'énergie émise dans l'infrarouge lointain est précisément celle qui a été prélevée du continu ultraviolet, il est tout à fait possible que la flambée de formation d'étoiles soit plus enfouie dans les poussières que le noyau actif à cause d'une répartition particulière des poussières. Les limites que nous pouvons placer sur l'éventuelle contribution d'une population d'étoiles jeunes au continu ultraviolet, combinées avec les contraintes sur la niveau d'extinction, permettent d'établir une limite sur le taux de formation d'étoiles de l'ordre de $2000 M_{\odot} \text{an}^{-1}$. Cette limite est compatible avec les niveaux élevés de formation d'étoiles précédemment dérivées de l'intensité des raies de CO et des observations submillimétriques de cette galaxie.

Mots-clef :

Galaxies : actives — Flambées de formation d'étoiles — Quasars : raies d'absorption — Submillimétrique — Spectropolarimétrie — Objet individuel : SMM J02399–0136

Article

Investigating the nature of the $z \simeq 2.8$ submillimeter selected galaxy SMM J02399–0136 with VLT spectropolarimetry*

Joël Vernet[†] Andrea Cimatti[‡]

Received: 7 August 2001

Abstract

We present deep optical spectropolarimetry of SMM J02399–0136 ($z = 2.8$) done with the VLT *Antu* 8.2 m telescope equipped with FORS1. Moderate continuum and emission line polarization are measured ($P \sim 5\%$). We do not detect broad lines in scattered flux as would be expected for a type-2 object but rather a polarization behaviour similar to BAL quasars. This classification is confirmed by the detection of both high and low ionization broad absorption troughs and a very red continuum. We argue this object shares several properties with local ULIGs such as Mrk 231 and other ultraluminous infrared Lo-BAL quasars. However, the fact that the ultraviolet spectrum is dominated by non-stellar radiation does not prove that the dust that is thermally radiating in the far infrared is predominantly heated the AGN. Since the energy that we get in the far-infrared is precisely the one that is removed from the ultraviolet spectrum, this could just mean that the starburst is more dust enshrouded than the AGN due to a peculiar dust distribution. The limits we place on the putative starburst contribution to the restframe ultraviolet continuum together with constraints on the amount of extinction provides an upper limit to the star formation rate of about $2000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, consistent with previously claimed high star formation rates level in this object.

Key words: Galaxies: active – Galaxies: starburst – quasars: absorption lines – Submillimeter – Techniques: polarimetric – Individual: SMM J02399–0136

1 Introduction

Recent submillimeter observations discovered a population of dusty ultraluminous infrared galaxies (ULIGs; $L > 10^{12} L_{\odot}$) at high redshifts (e.g. Smail et al. 1997; Barger et al. 1998; Hughes et al. 1998; Cimatti et al. 1998). Understanding the nature of such galaxies is important in order to verify if they are the progenitors of the present-day massive spheroidals and if massive galaxies formed through an episode of rapid and strong star formation. During such a starburst phase, a large amount of dust would be produced and the rest-frame ultraviolet (UV) radiation of OB stars would be absorbed by the dust grains and re-emitted in rest-frame far-infrared (FIR), thus making these galaxies strongly extinguished at UV-optical wavelengths, but very luminous in the rest-frame FIR. The inferred rest-frame FIR luminosities of the submm galaxies are very high ($L > 10^{12-13} L_{\odot}$), thus implying star formation rates (SFRs) of the order of $500\text{--}2000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

*Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile (ESO Programme 64.P–0072)

[†]European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Str. 2, D-85748, Garching bei München

[‡]Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi, I-50125, Firenze, Italy

The presence of large reservoirs of molecular gas available to form stars has been confirmed through the detection of CO emission in a few submillimeter selected galaxies ($M_{H_2} \sim \times 10^{11} M_{\odot}$; Frayer et al. 1998, 1999; Andreani et al. 2000).

However, such high SFRs are usually derived assuming that the dust is heated by young massive stars only and without any contribution from an active galactic nucleus (AGN) possibly present. In fact, if a quasar nucleus is hidden in the dust, its UV radiation could significantly contribute to the FIR luminosities, and the SFRs would be overestimated by large factors, thus leading to an incorrect estimate of the contribution of these galaxies to the global star formation history of the Universe (see Barger et al. 2000). We recall here that the same problem is present in low redshift ULIGs (see Sanders & Mirabel 1996 for a review).

In a first attempt to investigate the nature of high- z submillimeter selected galaxies and the link between AGN and starburst activity in these sources, we observed SMM J02399-0136, a $z = 2.8$ galaxy discovered as the counterpart of a SCUBA source found in a survey at $850\mu\text{m}$ of lensing cluster of galaxies (Iverson et al. 1998[I98 hereafter]). Its inferred unlensed FIR luminosity is about $10^{13} L_{\odot}$, placing this object in the class of “hyperluminous” infrared galaxies, and the SFR estimated by I98 was in the range of $2000\text{--}6000 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$. Thanks to the gravitational lensing of the cluster (whose amplification factor is known to be 2.5), the flux from this galaxy is high enough to provide a natural laboratory for detailed studies. For this reason, as a “pilot” study, we performed optical spectropolarimetry with the ESO Very Large Telescope (VLT) with the main aim of studying the AGN and starburst activities of this galaxy.

Throughout this paper we assume $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_0 = 1$ and $\Omega_{\Lambda} = 0$ unless otherwise stated.

2 Observations and data reduction

Spectropolarimetric observations were carried out using the imaging spectrograph FORS1 (Appenzeller et al., 1992) in PMOS mode at the VLT 8.2m unit telescope 1 (Antu) on December 1, 1999. The detector is a Tek. 2048×2048 CCD with $24\mu\text{m}$ pixels which correspond to a scale of $0.2'' \text{ pixel}^{-1}$. The polarization optics of the instrument are composed of a Wollaston prism for beam separation and a rotating achromatic half-wave plate mosaic. A $1''$ wide slit was used for all science observations. We used the $300 \text{ lines mm}^{-1}$ grism (GRISM_300V) providing a dispersion of $\sim 2.6 \text{ \AA pixel}^{-1}$ and an effective resolution of about 11 \AA FWHM . Observations were divided into three sets of four exposures each of 1500 seconds with the half-wave plate position angles set to 0° , 22.5° , 45° and 67.5° to reach a total exposure time of 5 hours. The slit was oriented at 88.6° in order to include the two main components L1 and L2 of SMM J02399–0136 (see I98). All observations were done under subarcsecond seeing conditions with a seeing better than $0.6''$ during the last polarimetric set.

After debiasing and flat-fielding, the spectra were cleaned for cosmic ray hits. The brightest component L1 is dominated by an unresolved source and was extracted using

a $1.8''$ aperture, whereas L2 is more extended and was extracted using a $2''$ aperture. Wavelength calibration was done using HgCd, He and Ar arc spectra. After accurate wavelength registration using sky lines, the spectra were combined to form the Stokes parameters Q and U following the method described in Cohen et al. (1995). Unbiased values for the fractional polarization were estimated with the best estimator given by Simmons & Stewart (1985). Statistical confidence intervals on fractional polarization and polarization angle were determined using a Monte-Carlo simulation taking into account the effect background polarization and the detector noise (see Vernet 2001 for more details). We checked the polarimeter observing the null polarization standard HD 64299. The measured polarization in the B band is $P = 0.1295 \pm 0.0063\%$, consistent with $P = 0.151 \pm 0.032\%$ given by Turnshek et al. (1990). The polarization angle (θ , position angle of the E-vector) was corrected for effects of the half-wave plate fast axis rotation with wavelength using calibration data obtained during the instrument commissioning provided by ESO. The position angle offset between the half-wave plate coordinate and the sky coordinates was checked against values obtained for the polarized standard HD 251204. Discrepant values for the polarization angle of this star are reported in the literature. We measure $\theta = 153.67 \pm 0.055^\circ$ in the V band, within 2° from the value measured by Ogle et al. (1999) using the Keck polarimeter (LRISp). The flux calibration was done using observations of the spectrophotometric standard star LTT 3218 Hamuy et al. (1992), and the atmospheric extinction correction was done using CTIO extinction data since no extinction measurement for Paranal observatory are yet available. Finally, the total flux spectra were corrected for Galactic extinction using $A_B = 0.135$ mag. from Schlegel et al. (1998) maps and the extinction curve from Cardelli, Clayton & Mathis (1988). Integrating the spectrum over the R band gives $R \simeq 22.5$, close to the published value of 22.60 ± 0.04 given in Ivison et al. (1998).

3 Results

3.1 Polarization results

Spectropolarimetry results for the brightest component L1 are displayed in Fig. 1. Data were binned to follow the main spectral features and to avoid strong sky lines while keeping a reasonable signal to noise ratio. Moderate continuum polarization is detected in all continuum bins. Continuum polarization measurement with 1σ confidence interval in a single large bin in the line free region between HeII λ 1640 and CIII] λ 1909 ($6320 \leq \lambda_{obs} \leq 6990$ Å) gives $P = 4.0 \pm 0.4\%$ and $\theta = 102.2 \pm 3.3$. Similarly between NV λ 1240 and SiIV λ 1393,1402 ($4760 \leq \lambda_{obs} \leq 5150$) we find $P = 6.5 \pm 0.7\%$ and $\theta = 97.5 \pm 3^\circ$. While the continuum polarization increases slightly to the blue, the polarization angle is weakly dependent on wavelength. Note however that the two extreme wavelength bins in Fig. 1 seem to indicate a rotation of θ of about 10° .

Ly α and NV lines show a significantly lower but still significant polarization than the neighboring continuum. After correction for underlying continuum polarization we find

$P_{Ly\alpha} = 2.1_{-0.5}^{+0.9}\%$ and $P_{NV} = 2.6_{-0.6}^{+1.0}\%$. Polarization does not vary significantly within measurement errors across the SiIV, CIV $\lambda\lambda$ 1548,1550, HeII and CIII] lines (note however that CIV line polarization is uncertain because it is affected by the relatively strong 5890 Å Na D atmospheric emission line).

We have measured the polarization in the two broad troughs blueward CIV. We find $P = 17_{-3}^{+4}\%$ and $P = 13_{-2}^{+4}\%$ in the bluest and in the reddest trough respectively, significantly higher than the neighboring continuum. As a result, the absorption features are absent in polarized flux (see Fig. 1). We measure a CIV line FWHM in polarized flux of $\sim 1930 \pm 730$ km s⁻¹, within the range of line width measurements for other strong lines in total flux. However, given the low signal to noise level within the small bins used to measure P in the troughs, such a result should be regarded with caution.

A consequence of the moderate polarization is the rather low signal to noise on the polarization measurements for such a faint target which forces to apply a coarse binning to the data. This renders difficult the detection of shallow features such as broad emission lines in polarized flux. We find no evidence for the presence of broad emission line features in polarized flux in our data.

Polarization measurements for the component L2 are much more difficult and uncertain since it is about two magnitudes fainter than L1. We estimated the continuum polarization in a single large bin giving $P = 9 \pm 3\%$ (3σ interval) and $\theta = 140^\circ \pm 4^\circ$ (1σ error). This values should however be considered with caution because at such a low signal to noise level any residual of cosmic hits or imperfect bright sky line subtraction can have dramatic effects on polarization measurements.

3.2 Total flux spectrum

A consequence of the long integration time required by spectropolarimetric observations is the obtaining of a very deep total flux spectrum (S/N \sim 15 per continuum resolution element for L1) allowing for the detection of several previously undetected absorption features in L1 and emission lines in L2. The total flux spectrum of L1 is presented on the top two panels in Fig. 1 and the spectrum of L2 in Fig. 2 on two different scales.

Component L1 shows a very red continuum with a slope $\beta_{1500} = 0.6 \pm 0.2$ (with $F_\lambda \propto \lambda^\beta$ measured between $1300 < \lambda_{rest} < 1800$ Å). The shape of the continuum is rather complex especially between Ly α and CIV probably due to blending of several absorption and emission features. The continuum of L2 is also well detected and is roughly flat in F_λ ($\beta \sim 0$).

Emission line measurements and identifications for each component are given in table 1. As reported in I98 and Villar-Martín et al. (1999)[VM99 hereafter], the Ly α line emission extends over 13", far beyond the extent of the detectable continuum (see Fig. 3). We do not detect extended emission in other strong emission lines. The observed emission line properties of L1 are consistent with the ones found in the spectra presented in I98 and VM99, except for the Ly α which is significantly stronger in VM99 probably because their L1 spectrum was extracted using a wider aperture. The strong emission lines have

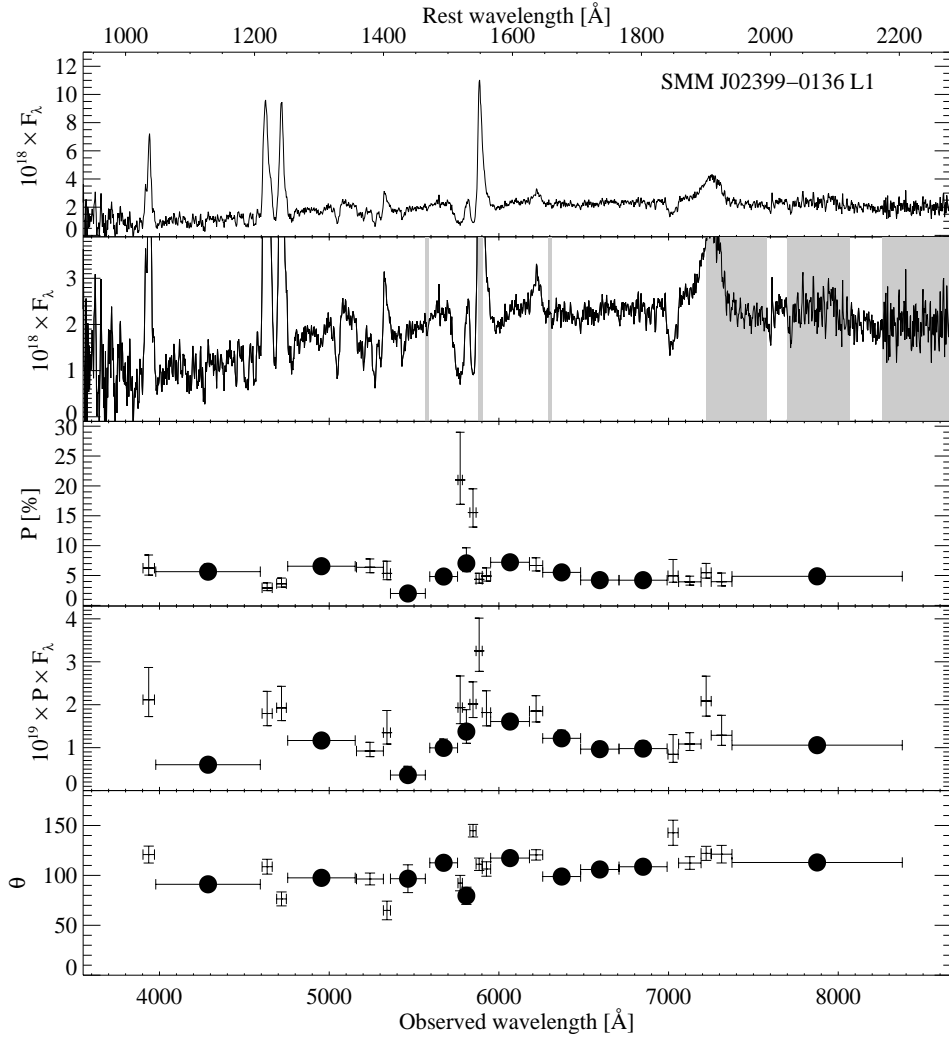


Figure 1: Spectral and polarization properties of the main component L1. In each panel, *from top to bottom*: the observed total flux spectrum F_λ in units of $10^{-18} \times \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ plotted on two different scales, the first to show strong emission lines and the second to show details of the continuum and absorption troughs, the percentage polarization with 1σ error bars, the polarized flux in units of $10^{-19} \times \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ and the position angle of the electric vector with 1σ error bars. Filled circles and crosses respectively indicate continuum bins and emission lines bins with their underlying continuum. Shaded areas indicate regions of strong sky emission. The spectrum has been corrected for A and B band telluric absorptions.

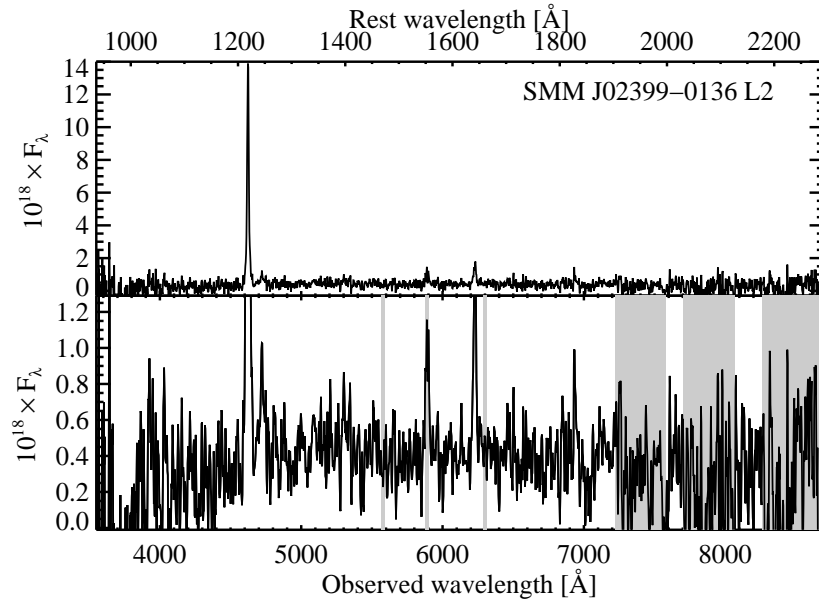


Figure 2: Spectrum of the L2 component in units of $10^{-18} \times \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$ plotted on two different scales. The spectrum in the bottom panel has been smoothed using a 3 pixels boxcar.

a typical width of $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$. SiIV and CIV show strongly asymmetric profiles due to absorption troughs of their blue wing. Ly α , CIV and NV line profiles do not show evidence broad wings. CIII] is remarkably broad compared to other lines probably due to blending with FeIII UV 34 $\lambda\lambda 1895, 1914, 1926$ and SiIII] $\lambda\lambda 1882, 1892$ (see discussion). Strong emission lines are also well detected in L2. The line ratios are very different from the ones observed in L1, in particular Ly α /CIV and HeII/CIV are much larger (see table 1). The typical line width is of the order of 1000 km s^{-1} , narrower than in L1. The Ly α line shows a broad (2200 km s^{-1}) and a narrow (750 km s^{-1}) component. We show in Fig. 4 a two component fit of this line. Note that the width of the broad component is similar to line widths measured in L1 (see table. 1).

We computed the redshift based on measurements of the HeII $\lambda 1640$ line rather than other stronger emission lines because this recombination line is not affected by absorption. We find, $z = 2.7947 \pm 0.0004$ for L1, consistent with the redshift measured from the [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$ in near infrared spectra by I98. Measurements for L2 give $z = 2.7981 \pm 0.0003$ placing this second component about 270 km s^{-1} from L1, also consistent with results found by I98 based on rest-frame optical lines.

One striking property of the spectrum of L1 is the presence of broad absorption lines (BAL). The presence of high ionization SiIV and CIV BAL was already noted by I98. We report here the new detection low ionization absorption lines of AlIII $\lambda\lambda 1854, 1862$, CII $\lambda\lambda 1334, 1336$, SiII $\lambda\lambda 1304, 1309$ and SiII $\lambda\lambda 1260, 1265$. Observed wavelength and equivalent widths of the low ionization absorption lines are given in table 2. Velocity profiles of the strongest absorption troughs are shown in Fig. 5. While high ionization lines have two main velocity complex at -1000 and -6700 km s^{-1} , low ionization absorption lines are only detected in the lowest velocity subcomponent.

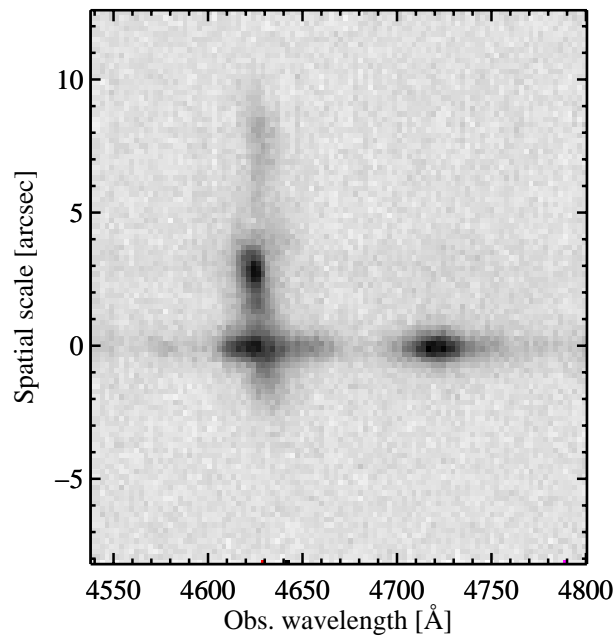


Figure 3: The 2D-spectrum of SMM J02399-0136 in the region of the $\text{Ly}\alpha$ and NV emission lines. The origin of the spatial scale is set at the continuum peak of L1. The $\text{Ly}\alpha$ emission of the L2 component is clearly visible about $3''$ away from L1, but the continuum is very weak. The total extent of the $\text{Ly}\alpha$ halo is about $13''$.

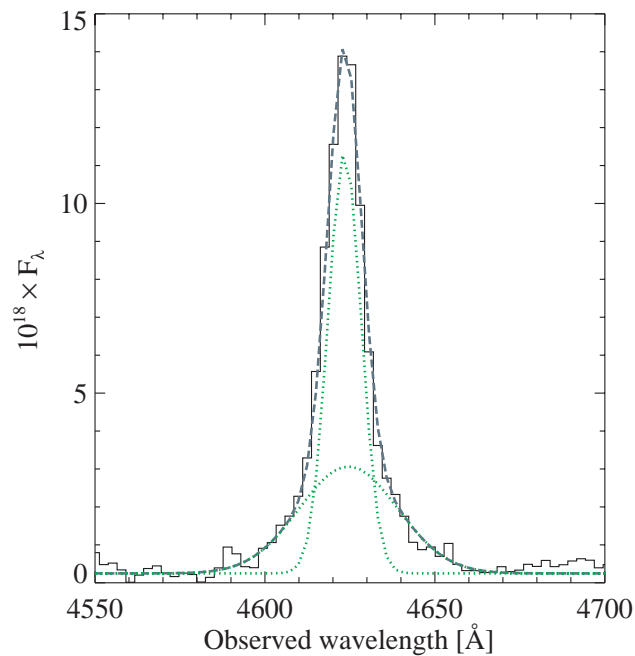


Figure 4: Two components fit to the $\text{Ly}\alpha$ emission line profile in L2. Individual components are shown in dotted lines. The dashed line represents the total fit, and the observed spectrum is displayed as an histogram. Parameters of the fit are given in table 1.

Comp.	Id.	λ_{vac} (Å)	λ_{obs} (Å)	$F_{\lambda} \times 10^{17}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	W_{λ}^{obs} (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	Comments
L1	O VI	1031.9,1037.6	3938.2±0.2	20.8±1.2	240±53	2367	
	Lyα	1215.7	4628.9±0.1	34.4±0.3	235±7	2383	2 components
	N V	1238.8,1242.8	4720.0±0.1	28.2±0.4	205±9	1861	2 components
	Si IV	1393.8,1402.8	5334.6±0.1	3.7±0.2	21±1	1899	blue wing absorbed
	C IV	1548.2,1550.8	5891.8±0.1	27.4±0.6	124±7	1491	blue wing absorbed
	He II	1640.4	6223.3±0.6	4.3±0.4	17.2±1.7	2330	
	C III]	1906.7,1908.7	7247.9±0.5	27.5±0.7	122±8	4672	probably blended with FeIII UV 34 and SiIII] lines (see text)
L2	Lyα narrow	1215.7	4623.4±0.02	13.6±1.3	546±22	744.2	
	Lyα broad	1215.7	4624.6±0.7	10.2±1.4	419±103	2212	
	N V	1238.8,1242.8	4723.3±0.8	1.64±0.5	40±17	2026	broad and narrow comp.?
	C IV	1548.2,1550.8	5891.5±0.1	1.87±0.1	45.3±5.6	1385	strong sky emission
	He II	1640.4	6228.9±0.5	2.48±0.2	59.0±8.4	963	

Table 1: Emission line measurements.

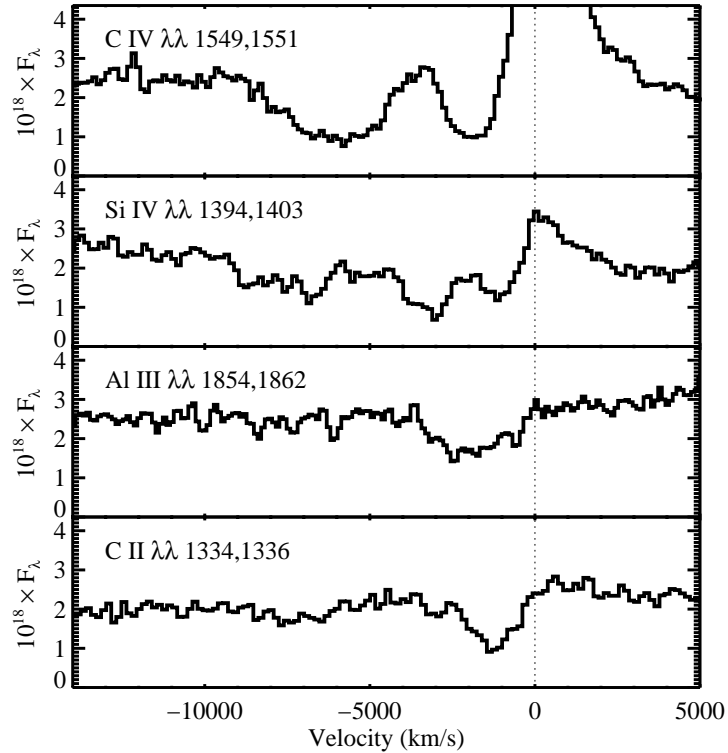


Figure 5: Velocity profiles of the C IV $\lambda\lambda$ 1549,1550, Si IV $\lambda\lambda$ 1394,1403, Al III $\lambda\lambda$ 1854,1862, C II $\lambda\lambda$ 1334,1336 absorption troughs. The zero velocity is taken at the expected emission wavelength of the reddest component of the doublet, computed using the redshift determined with the He II line.

Identification	λ_{vac} (Å)	λ_{obs} (Å)	W_{λ}^{obs} (Å)
Si II	1260.4,1264.7	4780	9
O I	1302.2, 1304.9	4948	8
Si II	1304.4, 1309.3		
C II	1334.5,1335.7	5048	17
Al III	1854.7,1862.8	7021	23

Table 2: Low ionization absorption line measurements in L1.

4 Discussion

4.1 The origin of the polarization

Since this object suffers very little Galactic extinction ($E_{B-V} = 0.031$, using Schlegel et al. 1998 map and assuming $R_V = 3.1$), we are confident that the observed polarization is intrinsic to SMM J02399–0136 (we find a limit to the interstellar polarization $P \lesssim 0.28\%$ using Serkowski, 1975 formula $P \leq 9 \times E_{B-V}\%$). Thus, the two mechanisms that can produce the observed level of both continuum and emission line polarization in the rest-frame ultraviolet are transmission of the radiation through magnetically aligned dust grains (dichroic polarization) within SMM J02399–0136 and scattering by electrons and/or by dust.

The possibility of dichroic polarization can be excluded considering the shape of $P(\lambda)$. The variation of $P(\lambda)$ at ultraviolet wavelengths for polarization by transmission is well parameterized by an extended Serkowski law (Martin, Clayton and Wolff, 1999) obtained by fitting observations of different lines of sight in our Galaxy. It has a characteristic shape with a rather steep increase to the red and a maximum between 4000 and 7000 Å. Unless the polarization of SMM J02399–0136 is diluted by an extremely red unpolarized continuum component or its dust properties are very different from the Galactic ones, the increase of $P(\lambda)$ to the blue in L1 is not compatible with polarization by transmission. Therefore, we consider that scattering by dust and/or electrons is the most likely dominant polarization mechanism.

4.2 The nature of the AGN

The two classes of objects that commonly show a significant amount of scattered light in their UV spectrum are type-2 AGN (i.e. Seyfert 2 and radio galaxies, see e.g. Antonucci & Miller 1985, di Serego Alighieri et al. 1989) and broad absorption line quasars (see e.g. Goodrich & Miller 1995). In type-2 objects, scattering is produced by material distributed on kpc scale illuminated by the anisotropic radiation from an active nucleus surrounded by an optically thick torus that completely blocks the direct view to the quasar (see e.g. review by Antonucci 1993). The continuum of these objects is usually well resolved in the rest-frame UV and they typically show high continuum polarization and broad lines detected in scattered flux (up to 20%, see e.g. spectropolarimetric study of $z \sim 2.5$ radio galaxies by Vernet et al. 2001). In contrast, scattering is believed to occur much closer to the nucleus in BAL QSOs, while the unpolarized direct quasar radiation is less attenuated,

resulting in a much smaller range in observed polarization (see e.g. spectropolarimetric study of a sample of BALQSO by Ogle et al. 1999[O99 hereafter]).

The detection of moderate continuum polarization together with the non detection of broad emission lines in scattered flux and the presence of broad absorption troughs suggests that L1 is more similar to a BAL QSO than to a type-2 object. This interpretation is strengthened by the fact that L1 is dominated by a point source (the continuum emission is unresolved in our spectrum, even in data obtained with seeing $\sim 0.5''$; I98 measure a FWHM of 0.1-0.2'' for L1 on HST WF/PC F702W and WFPC2 F336W images). The presence of low ionization absorption further identifies L1 as one of the very few low ionization BAL QSOs known (Lo-BAL QSO). While about 12% of known quasars show high ionization BAL (Weymann et al. 1991), a small subset of these (about 15%, Hutsemékers et al. 1998) also show low ionization broad absorption lines like MgII $\lambda\lambda$ 2796,2804 and in some cases AlIII $\lambda\lambda$ 1854,1862.

The slow increase of the continuum polarization to the blue that we detect in L1 is very similar to what is commonly observed in BAL QSO (see O99). The polarization level of L1 is clearly sitting in the high tail of the polarization distribution of BAL QSO. This may however not be too surprising considering that Lo-BAL QSOs seem to show a wider range in polarization than high ionization BAL QSOs as suggested by Hutsemékers et al. (1998). Note that the strong rise in polarization that we possibly detect in the CIV absorption troughs is also a typical feature of BAL QSOs (e.g. O99). The very red color of the continuum ($\beta_{1500} \simeq 0.6$) compared to normal quasars ($\beta_{1500} \simeq -1.4$, measured on Brotherton et al. 2000 composite quasar) is also a common feature observed in Lo-BAL QSO. Measuring the UV continuum slope on Brotherton et al. (2000) Lo-BAL QSO composite spectrum we find $\beta_{1500} \simeq 0.4$, rather close to the color of L1.

The width of the lines of L1 ($\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ FWHM) appears to be somehow intermediate between that of quasars (typically $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$) and type 2 objects ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$) while the line ratios are more typical of a quasar. Emission line modeling performed by VM99 suggests that the emission line spectrum of L1 might be dominated by an intermediate density region ($n_H \simeq 10^4 - 10^6$). The only line that appears to have a broad and rather complex profile is CIII] λ 1909. Such a phenomenon has already been observed both in BAL QSO (Hartig & Baldwin 1986, Weymann et al. 1991) and narrow line quasars (e.g. Baldwin et al. 1988). In these objects, the apparent broad feature has usually been interpreted as a blend of CIII] λ 1909, FeIII UV 34 $\lambda\lambda$ 1895, 1914, 1926 multiplet and SiIII] $\lambda\lambda$ 1882, 1892 doublet.

Properties of L2 are significantly different from those of L1. Line widths and line ratios are more typical of type 2 objects. This together with the detection of broader Ly α component of width similar to that of L1 and possible high continuum polarization suggests that the spectrum of L2 could be dominated by scattered light from the AGN present in L1, similar to the extended UV emission observed in high redshift radio galaxies.

SMM J02399–0136 shows quite different properties from the three high redshift hyperluminous infrared galaxies F 10214+4724, P 091004+4109 and F 15307+3252 that have been proven to be type-2 objects (Goodrich et al. 1996; Tran et al. 2000; Hines et al.

1995). In fact, SMM J02399–0136 shares several of its unusual properties with the low redshift ULIG Mrk 231 that has also been classified as a Lo-BAL QSO (e.g. Smith et al. 1995). The nature of Lo-BAL QSO and in particular their link with ULIGs is not clear at present. It has been suggested that some of these objects could be AGN/massive starburst composite (Lipari et al., 1994) or young quasars casting off their cocoons of gas and dust (Sanders et al., 1988, Voit et al., 1993).

4.3 Constraints on the star formation activity

The strong CO(3→2) emission and the inferred large mass of molecular gas together with the high far-infrared luminosity indicate that star formation is occurring at a rate greater than $\sim 10^3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (I98; Frayer et al. 1998). Although dilution of the polarization by starlight is not required by our spectropolarimetric data, a significant contribution of a population of hot stars to the UV continuum is not at all ruled out.

4.3.1 Searching for starburst spectral signatures

The two unambiguous direct spectral signatures of the presence of young massive stars that we might expect to detect in the rest-frame UV are SiIV λ 1400, CIV λ 1549 P-Cygni profiles and purely photospheric absorption lines (i.e. not contaminated by interstellar absorption) from O and B stars such as SiIII λ 1294, CIII λ 1427, Sv λ 1502 and NIV λ 1718. Both the shape and the velocity extent of the troughs blueward of CIV and SiIV emission lines are not compatible with these features being dominated by stellar P-Cygni profiles. While we observe double absorption troughs that extend up to about -9000 km s^{-1} with rather sharp edges both in CIV and SiIV lines (see Fig. 5) in L1, stellar wind absorption troughs are in general strongly asymmetric and extend no further than about -5000 km s^{-1} in both modeled starburst spectra (e.g. Starburst 99) and observed star-forming galaxies (see e.g. local starburst galaxies templates NGC 1705, NGC 1741, NGC 4214 and IRAS 0833+6517 from Heckman & Leitherer, 1997; Conti et al., 1996; Leitherer et al., 1996; Gonzalez Delgado et al., 1998 respectively and also the $z = 2.7$ lensed Lyman break galaxy MS 1512–cB58 from Pettini et al. 2000).

We detect one absorption line at $\lambda_{obs} = 5434.4 \text{ \AA}$ ($\lambda_{rest} = 1432.1 \text{ \AA}$) relatively close to the expected wavelength of the CIII λ 1427 photospheric line. However, its equivalent width ($W_{\lambda}^{rest} = 1.75 \pm 0.1 \text{ \AA}$ in the rest-frame) is significantly larger than the maximum equivalent width of $\sim 1 \text{ \AA}$ that we measured for this line on both the above listed starburst templates and Starburst 99 models. One more likely identification for this feature is that of a MgII λ 2796,2803 doublet due to an intervening absorber. A two gaussian fitting of this absorption feature yield $\lambda_{obs} = 5431.7 \text{ \AA}$ and $\lambda_{obs} = 5445.8 \text{ \AA}$ with an error of $\sim 0.5 \text{ \AA}$, consistent with a MgII λ 2796,2803 doublet at $z = 0.9424 \pm 0.0002$.

4.3.2 Limits on the stellar continuum

Since we did not find any direct spectral evidence for the presence of a massive starburst in our spectrum, we used two different methods to constrain the fraction of stellar continuum

to the total flux (f^*).

First method. We first computed an upper limit to the equivalent width of an unresolved line at the expected wavelength of the four purely photospheric lines listed above. We found the most stringent limit for the NIV λ 1718 line: in the region of the expected observed wavelength ($\sim 6521\text{\AA}$), the continuum signal to noise ratio is ~ 16 which gives a 2σ upper limit on the rest-frame equivalent width of the NIV λ 1718 line of $\sim 0.4\text{\AA}$. The equivalent width of this photospheric absorption line measured on both continuous star formation and instantaneous burst Starburst 99 model spectra (Salpeter IMF, solar metallicity) ranges from 0.6 to 0.7\AA for bursts ages t^* between 1 and 5 Myr. This value is comparable to what is typically measured in local starbursts (e.g. in Heckman & Leitherer, 1997 HST/GHRS spectrum of NGC 1705 we measure $W_\lambda(\text{NIV}) \sim 0.6$). These numbers together with our upper limit on the observed equivalent width allow us to put an upper limit to the contribution at 1718\AA of a young ($t^* \leq 5$ Myr) starburst of about 70% of the total flux ($f^*(1718) \lesssim 70\%$).

Second method. Since we showed that the observed absorption troughs are intrinsic to the active nucleus, we can also place an upper limit to f^* by saying that the stellar continuum level has to be lower than the flux at the center of the absorption troughs (that is to say that if these BAL troughs were saturated then the stellar flux would be precisely equal to the flux at the bottom of the troughs). Considering the deepest CIV trough we obtain that the stellar continuum flux $F_\lambda^*(1500)$ at $\sim 1500\text{\AA}$ must be lower than $9.5 \cdot 10^{-19} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$. At $\lambda_{rest}=1500\text{\AA}$, the measured total flux is $\sim 2.3 \cdot 10^{-18} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$. This then provides a more stringent limit than the previous method: $f^*(1500) \lesssim 40\%$.

Polarization level consistency check. The lack of knowledge on the intrinsic AGN continuum polarization level prevents us from putting meaningful constraints on f^* using polarization measurements. We can however reversely compute, as a sanity check, the limit on the intrinsic AGN polarization P_{AGN} given f^* : calling P_{obs} the observed polarization, P_{AGN} is given by $P_{AGN} = P_{obs}/(1 - f^*)$. For $f^*(1500) \lesssim 40\%$, taking $P_{obs} \sim 5\%$ we find $P_{AGN} \lesssim 8\%$. This value is higher than the average BAL QSO continuum polarization but is comparable to what is observed in most polarized objects in O99's sample (e.g. $P = 5.41\%$ between 1600\AA and 1840\AA in the BAL QSO 1333+2840). Note also that this continuum polarization level is still moderate compared to that of the most polarized Lo-BAL quasar known FIRST J15633.8+351758 for which $P \simeq 13\%$ near 2000\AA (Brotherton et al. 1997).

4.3.3 Limits on the star formation rate

We can now translate the most stringent limit we obtained on $F_\lambda^*(1500)$ in the observed frame into a limit on the SFR. The luminosity distance at $z = 2.794$ for the cosmology

we assume in this paper is $D_L = 6.83 \cdot 10^{28}$ cm. The limit on the rest-frame stellar luminosity at 1500 \AA is then $L_\nu^{rest}(1500) \lesssim 1.6 \cdot 10^{29} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$. Taking Madau, Pozzetti & Dickinson (1998) conversion factor between SFR and luminosity at 1500 \AA ($L_\nu(1500) = 8 \cdot 10^{27} \times \text{SFR}/[\text{M}_\odot \text{ yr}^{-1}]$) we obtain an upper limit to the SFR of $\sim 20 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. If we take into account the lensing factor of 2.5 given by I98 we have $\text{SFR} \lesssim 8 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$.

We know that star formation is strongly affected by dust extinction, and we need to correct for this effect in order to set meaningful limits on the SFR. Any unpolarized stellar component that would contribute significantly to the continuum ($f^* \geq 10\%$) would affect the observed dependence of the polarization on wavelength if its color is different from the one of the AGN. In L1, we know that $P(\lambda)$ rises weakly to the blue. Since this behavior is very similar to what is observed in most of the BAL QSO (see O99), we can assume that the amount of dilution by starlight does not vary significantly over the observed wavelength range which means that the stellar component must have a spectral slope similar to that of the total flux ($\beta_{1500} \sim 0.6$). This slope is much redder than the one predicted by stellar population synthesis models for young (a few 10^7 yr) populations indicating that star formation is heavily dust enshrouded, as suggested by the huge FIR luminosity of this object. Starburst 99 stellar population synthesis models predict a slope β_{1500} of about -2.5 for a $t^* \geq 10 \text{ Myr}$ continuous burst (i.e. when the stellar population as reached an equilibrium after the initial onset of the burst) which gives a continuum slope index variation due to reddening $\Delta\beta_{1500} \sim 3.1$. Assuming a Calzetti (1997) extinction law we compute the slope index variation $\Delta\beta = -5.9 \times E_{B-V}$ and the extinction in magnitude at 1500 \AA $A_{1500} = 11.4 \times E_{B-V}$ as a function of reddening. This then gives $E_{B-V} \sim 0.52$ and $A_{1500} \sim 6.0 \text{ mag}$, an extinction of a factor ~ 250 at 1500 \AA .

Combining this estimate with our limit on the SFR we obtain an extinction corrected upper limit on the SFR of $\sim 2000 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. How sensitive is this limit to our assumptions? Unless the observed absorption troughs do not originate from within the AGN, the limit on the stellar flux at 1500 \AA is quite reliable. This is in fact a rather conservative upper limit. However, our estimate of the extinction, based on considerations on polarization dilution by starlight, is valid only if the stellar continuum makes a significant fraction of the total UV continuum. If for instance f^* is lower than $\sim 10\%$ at 1500 \AA , the limit on the SFR before extinction correction becomes as low as $2 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. In this case we cannot constrain the extinction with the present data. It would then require an extinction factor of ~ 1000 ($A_{1500} \sim 7.5 \text{ mag}$.) to reach the above limit of $2000 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ or a factor ~ 3000 ($A_{1500} \sim 8.7 \text{ mag}$.) to reach the total SFR of $\sim 6000 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ derived by I98 from submillimeter data.

5 Conclusions

We have presented in this paper deep low resolution optical spectropolarimetry of the $z \simeq 2.8$ submillimeter selected galaxy SMM J02399–0136. The main new observational results are the following:

- The main component L1 shows moderate ($\sim 5\%$) continuum polarization. We also

detect formally significant polarization of the second component L2. We do not find any evidence for the presence of broad scattered lines.

- We do not detect any unambiguous signature of massive stars like P-Cygni profiles or photospheric absorption lines in the rest-frame UV spectrum of this object.
- In addition to the already known high ionization absorption troughs, we discovered broad low ionization absorption lines (AlIII, CII and SiII).

While SMM J02399–0136 appears to be significantly different from other high- z hyperluminous infrared objects that have been proven to be type-2 objects (F 10214+4724, P 091004+4109 and F 15307+3252), it shares several properties (continuum polarization, low ionization broad absorption lines) with the well known nearby ULIG Mrk 231 and other polarized low ionization BAL quasars.

The fact that the spectrum is AGN dominated and that we do not see any direct sign of star formation activity in the ultraviolet spectrum does not necessarily mean that the dust that is thermally radiating in the FIR is predominantly heated the AGN. Since the energy that we get in the FIR is precisely the one that is removed from the ultraviolet spectrum, this could just mean that the starburst is more dust enshrouded than the AGN due to a peculiar dust distribution. Indeed, our data allow for star formation rates as high as $2000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. This level of star formation is compatible with the large amount of molecular gas inferred from CO observations and with the huge FIR luminosity of this object.

Deep spectropolarimetric observations are powerful tools to disentangle AGN and starburst activity. They may help to find hidden AGN activity in putative “pure starbursts” galaxies. They can also help to constrain star formation rates and starburst properties “cleaned” from AGN activity, independently from submillimeter observations. Future detailed studies of the physical properties of more submillimeter selected objects may provide important clues to understand the link between AGN and starburst activity.

Acknowledgements: We thank Chris Lindman. and Thomas Szeifert for their assistance during the observing run at Paranal Observatory. We also thank Robert Fosbury, Sperello di Serego Alighieri and Jacqueline Bergeron for interesting discussions and suggestions.

References

- Andreani, P., Cimatti, A., Loinard, L., & Röttgering, H. 2000, A&A, 354, L1
- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, ApJ, 297, 621
- Appenzeller, I., Duensing, K. H., Fricke, K., Gong, S., Hess, H., Kiesewetter, S., Kudritzki, R., Möhler, S., Muschiello, B., Nicklas, H., Östreicher, R., Roth, M., Rupprecht, G., Seifert, W., & Stahl, O. 1992, in Progress in Telescope and Instrumentation Technologies, 577
- Baldwin, J. A., McMahon, R., Hazard, C., & Williams, R. E. 1988, ApJ, 327, 103
- Barger, A. J., Cowie, L. L., & Richards, E. A. 2000, AJ, 119, 2092
- Barger, A. J., Cowie, L. L., Sanders, D. B., Fulton, E., Taniguchi, Y., Sato, Y., Kawara, K., & Okuda, H. 1998, Nat, 394, 248

- Brotherton, M. S., Tran, H. D., Gregg, M. D., Becker, R. H., A., L. S., & White, R. L. 2000, ApJ, in press, astro-ph/0008396
- Brotherton, M. S., Tran, H. D., van Breugel, W., Dey, A., & Antonucci, R. 1997, ApJ, 487, L113
- Calzetti, D. 1997, in *The Ultraviolet Universe at Low and High Redshift: Probing the Progress of Galaxy Evolution*, 403
- Cardeli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1988, ApJ, 329, L33
- Cimatti, A., Andreani, P., Röttgering, H., & Tilanus, R. 1998, Nat, 392, 895
- Cohen, M. H., Ogle, P. M., Tran, H. D., Vermeulen, R. C., Miller, J. S., Goodrich, R. W., & Martel, A. R. 1995, ApJ, 448, L77
- Conti, P. S., Leitherer, C., & Vacca, W. D. 1996, ApJ, 461, L87
- di Serego Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Tadhunter, C. N., & Quinn, P. J. 1989, Nat, 341, 307
- Frayser, D. T., Ivison, R. J., Scoville, N. Z., Evans, A. S., Yun, M. S., Smail, I., Barger, A. J., Blain, A. W., & Kneib, J. P. 1999, ApJ, 514, L13
- Frayser, D. T., Ivison, R. J., Scoville, N. Z., Yun, M., Evans, A. S., Smail, I., Blain, A. W., & Kneib, J. P. 1998a, ApJ, 506, L7
- Frayser, D. T., Seaquist, E. R., & Frail, D. A. 1998b, AJ, 115, 559
- Gonzalez-Delgado, R. M., Leitherer, C., Heckman, T., Lowenthal, J. D., Ferguson, H. C., & Robert, C. 1998, ApJ, 495, 698
- Goodrich, R. W. & Miller, J. S. 1995, ApJ, 448, L73
- Goodrich, R. W., Miller, J. S., Martel, A., Cohen, M. H., Tran, H. D., Ogle, P. M., & Vermeulen, R. C. 1996, ApJ, 456, L9
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., & Phillips, M. M. 1992, PASP, 104, 533
- Hartig, G. F. & Baldwin, J. A. 1986, ApJ, 302, 64
- Heckman, T. M. & Leitherer, C. 1997, AJ, 114, 69
- Hines, D. C. & Wills, B. J. 1995, ApJ, 448, L69
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., Rowan-Robinson, M., Blain, A., Mann, R. G., Ivison, R., Peacock, J., Efstathiou, A., Gear, W., Oliver, S., Lawrence, A., Longair, M., Goldschmidt, P., & Jenness, T. 1998, Nat, 394, 241
- Hutsemékers, D., Lamy, H., & Remy, M. 1998, A&A, 340, 371
- Ivison, R. J., Smail, I., Le Borgne, J. F., Blain, A. W., Kneib, J. P., Bezecourt, J., Kerr, T. H., & Davies, J. K. 1998, MNRAS, 298, 583
- Leitherer, C., Vacca, W. D., Conti, P. S., Filippenko, A. V., Robert, C., & Sargent, W. L. W. 1996, ApJ, 465, 717
- Lipari, S. 1994, ApJ, 436, 102
- Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, ApJ, 498, 106
- Martin, P. G., Clayton, G. C., & Wolff, M. J. 1999, ApJ, 510, 905
- Ogle, P. M., Cohen, M. H., Miller, J. S., Tran, H. D., Goodrich, R. W., & Martel, A. R. 1999, ApJS, 125, 1
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, ARA&A, 34, 749

- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., Madore, B. F., Matthews, K., Neugebauer, G., & Scoville, N. Z. 1988, ApJ, 325, 74
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Serkowski, K., Mathewson, D. L., & Ford, V. L. 1975, ApJ, 196, 261
- Simmons, J. F. L. & Stewart, B. G. 1985, A&A, 142, 100
- Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, ApJ, 490, L5
- Smith, P. S., Schmidt, G. D., Allen, R. G., & Angel, J. R. P. 1995, ApJ, 444, 146
- Tran, H. D., Cohen, M. H., & Villar-Martin, M. 2000, AJ, 120, 562
- Turnshek, D. A., Bohlin, R. C., Williamson, R. L., Lupie, O. L., & Koornneef, J. 1990, AJ, 99, 1243
- Vernet, J. 2001, PhD thesis, Université Paris VII
- Vernet, J., Fosbury, R. A. E., Villar-Martín, M., Cohen, M. H., Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., & Goodrich, R. W. 2001, A&A, 366, 7
- Villar-Martín, M., Fosbury, R. A. E., Binette, L., Tadhunter, C. N., & Rocca-Volmerange, B. 1999, A&A, 351, 47
- Voit, G. M., Weymann, R. J., & Korista, K. T. 1993, ApJ, 413, 95
- Weymann, R. J., Morris, S. L., Foltz, C. B., & Hewett, P. C. 1991, ApJ, 373, 23

5.3 Conclusion

Tout d'abord, les résultats que nous avons obtenus sont très différents de ce à quoi nous nous attendions. Alors que nous espérons soit détecter un niveau de polarisation du continu élevé accompagné de raies larges en flux polarisé et mettre ainsi en évidence un noyau actif caché, soit observer une polarisation très faible voire nulle et détecter la signature spectrale d'une flambée de formation d'étoiles, l'analyse des données spectro-polarimétriques s'est révélée être sensiblement plus compliquée.

La composante L1 de SMM J02399-0136 présente un niveau global de polarisation du continu modéré ($P \sim 5\%$) mais sans trace évidente de raie large en flux polarisé. Seule la raie de CIII] λ 1909 semble avoir un profil beaucoup plus large que les autres raies. Par ailleurs, les variations de P avec la longueur d'onde ne sont pas compatibles avec un processus de polarisation par transmission. Nous n'avons détecté aucune raie d'absorption qui puisse être clairement identifiée comme une raie d'origine photosphérique. Le profil des raies de CIV et de SiIV est bien de type P Cygni mais celui-ci n'est pas compatible avec ce qui est habituellement observé dans le spectre des flambées de formation d'étoiles. Nous avons identifié de nombreuses raies d'absorption larges de haute mais aussi de basse ionisation (SiII, CII).

L'ensemble de ces propriétés nous a amené à rapprocher SMM J02399-0136 des quasars à raies d'absorption larges possédant des raies de basse ionisation (les Lo-BALQSOs⁸). Cependant, même rangé dans cette catégorie d'objets, SMM J02399-0136 possède encore des propriétés assez extrêmes (polarisation du continu parmi les plus élevées, raies d'absorption relativement peu larges). La nature de cette classe de noyaux actifs assez rares est encore très mal comprise. Plusieurs de ces objets étant aussi des sources très lumineuses dans l'infrarouge (les plus connus étant Mrk 231 et IRAS 7598+6508) et présentant aussi des raies d'émission de fer intenses (FeII, FeIII), il a été suggéré qu'ils pourraient représenter un stade évolutif intermédiaire entre les galaxies ultralumineuses dans l'infrarouge et les quasars (voir par ex. Lipari et al. 1994).

Si nous avons montré que le continu ultraviolet de SMM J02399-0136 est dominé par la radiation d'un noyau actif (plus de 60% du continu à 1500 Å), cela ne prouve pas pour autant que les poussières qui émettent l'intense radiation observée dans l'infrarouge lointain sont principalement chauffées par le noyau actif. Il est important de garder à l'esprit que l'énergie qui nous parvient dans l'infrarouge lointain est précisément celle qui a été prélevée aux longueurs d'ondes ultraviolettes. Il se pourrait donc, suivant la répartition des poussières, que ce soit la source d'énergie la mieux cachée et donc la plus difficile à détecter dans l'ultraviolet qui domine le processus de chauffage. Il n'est par conséquent

⁸De l'anglais *Low-ionization Broad Absorption Line Quasi Stellar Objects*.

pas surprenant que les limites que nous avons posées sur le taux de formation d'étoiles soient très élevées et compatibles avec les estimations basées sur la luminosité dans l'infrarouge lointain ou la masse de gaz moléculaire.

Les nouvelles méthodes de sélection dans le domaine submillimétrique sont en train de mettre à jour une population d'objets à grand redshift avec pour seul critère leur importante luminosité dans l'infrarouge lointain. Ce processus permet de trouver des objets de nature diverse dans lesquels se trouve d'une part une masse importante de poussière ($M_{dust} > 10^{8-9}M_{\odot}$) et d'autre part une source de photons ultraviolets très intense (noyau actif et/ou formation d'étoiles à un taux supérieur à environ $1000 M_{\odot} \text{ans}^{-1}$). Avec de telles propriétés, ces objets jouent probablement un rôle important dans le processus de formation des galaxies les plus massives (les masses de poussière mises en jeu requièrent une masse stellaire supérieure à $10^{10-11}M_{\odot}$) c'est-à-dire au moment où ces (proto-)galaxies forment l'essentiel de leur masse stellaire. Ils sont cependant intrinsèquement difficiles à étudier car l'essentiel de la lumière émise aux longueurs d'ondes où l'on trouve les signatures spectrales permettant d'établir les diagnostics habituels de composition chimique et de l'état dynamique, est lourdement affectée par la présence de poussières. Par conséquent, peu d'objets dans les échantillons actuellement disponibles sont assez brillants ($R_{\lesssim} 24$) pour autoriser une étude spectroscopique détaillée, même avec les instruments les plus puissants. L'assistance de l'effet de lentille gravitationnelle par les amas se révèle être extrêmement précieuse voire même essentielle comme le montre l'exemple de la galaxie que nous avons étudiée dans ce chapitre. Enfin, il n'est pas étonnant de rencontrer parmi ces sources submillimétriques des objets aux propriétés inhabituelles tels que SMM J02399–0136 car leurs couleurs et leur faiblesse les ont jusqu'à présent en grande partie exclus des catalogues optiques. La croissance des échantillons de galaxies ultralumineuses à grand redshift accompagnée d'une étude spectroscopique et polarimétrique détaillée des sources les plus brillantes avec les télescopes de 10 mètres de diamètre nous permettra de progresser dans notre compréhension de la structure et des propriétés physiques de ces objets afin de mieux appréhender leur rôle dans le processus de formation des galaxies massives.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Résumé des principaux résultats

Après avoir situé l'étude observationnelle de la formation des galaxies les plus massives dans son contexte historique, j'ai présenté la problématique générale de cette thèse en mettant en évidence les différents liens avec les principaux champs de recherche actuels en astrophysique extragalactique. J'ai ensuite introduit les principes de base des observations spectropolarimétriques, principale méthode instrumentale utilisée au cours de ce travail. Puis, j'ai discuté de façon générale des problèmes liés à la détermination des erreurs en spectropolarimétrie et expliqué les solutions originales que j'ai mises en œuvre dans ce travail (simulations Monte-Carlo, chapitre 2).

En préalable au travail sur les radiogalaxies les plus distantes, nous avons mené dans un premier temps une étude polarimétrique détaillée de la radiogalaxie puissante la plus proche de nous : Cygnus A (chapitre 3). L'analyse combinée de ces données avec des images tirées des archives du télescope spatial Hubble nous a permis d'établir un schéma précis de la structure géométrique en trois dimensions de cette galaxie. Nous avons en particulier mis en évidence la présence d'un anneau d'étoiles jeunes et de poussières d'environ 4 kpc de diamètre, orthogonal à l'axe du jet radio et situé au niveau de l'équateur du cône d'ionisation.

L'étude spectropolarimétrique d'un échantillon de neuf radiogalaxies à $z \sim 2,5$ à l'aide du télescope de 10 mètres de diamètre Keck II constitue le cœur de cette thèse (chapitre 4). Ce travail représente un effort observationnel majeur pour situer les radiogalaxies lointaines dans un scénario de formation et d'évolution des sphéroïdes massifs. Nous avons montré que : (i) le continu ultraviolet de ces galaxies est en général dominé par la lumière du noyau actif diffusée par les poussières présentes dans un milieu interstellaire fortement inhomogène. Ceci reste cependant compatible avec un taux de formation d'étoiles significatif, comparable à celui observé dans les LBGs ; (ii) la réémission de la lumière du quasar

aux longueurs d'ondes submillimétriques par les poussières responsables de la diffusion ne représente probablement qu'une petite partie de la luminosité totale dans l'infrarouge lointain ; (iii) nous observons la signature imprimée par la production secondaire d'azote dans les étoiles de masse intermédiaire sur les rapports de raies NV/CIV et NV/HeII qui révèle l'évolution chimique rapide de ces sphéroïdes sur une échelle de temps de l'ordre du milliard d'années ; (iv) nous trouvons des corrélations étonnantes entre l'intensité des raies Ly α et NV et le degré de polarisation du continu ultraviolet. L'analyse de ces résultats nous permet de proposer l'interprétation suivante : lors d'une fusion majeure, le sphéroïde en formation subit une évolution rapide (10^9 ans) au cours de laquelle le milieu interstellaire s'enrichit fortement en métaux (augmentation quadratique des abondances en azote) et en poussière (augmentation de la polarisation du continu et de la luminosité dans l'infrarouge lointain) et en même temps se relaxe dynamiquement (diminution de Ly α).

Enfin, nous enquêtons sur la nature de la galaxie distante ($z = 2,8$) hyperlumineuse dans l'infrarouge SMM J02399–0136 grâce à des observations spectropolarimétriques profondes menées sur le VLT (« Antu » – FORS1, chapitre 5). Notre intérêt pour ce type d'objets vient essentiellement de leur rôle potentiel comme aboutissement de la séquence évolutive au cours de laquelle se forment les sphéroïdes massifs. Nous trouvons que les nombreuses propriétés spectroscopiques et polarimétriques inhabituelles de cet objet le rapprochent des quasars à raies d'absorption larges possédant aussi des raies de basse ionisation (Lo-BALQSOs). Ce résultat surprenant est particulièrement intéressant car plusieurs objets ultralumineux dans l'infrarouge à bas redshift, dont Mrk 231, présentent des caractéristiques similaires. Ces observations ne nous permettent cependant pas de conclure de façon définitive sur la nature de la source principale de chauffage des poussières : bien qu'un noyau actif soit clairement présent, un taux de formation d'étoiles très élevé ne peut être exclu. Préliminaire à l'observation d'un échantillon plus important, cette étude met en valeur la nature ambiguë des objets sélectionnées aux longueurs d'ondes submillimétriques et la nécessité d'approfondir la connaissance que nous en avons compte tenu de leur importance dans les scénarios de formation des galaxies.

L'ensemble des nouveaux résultats que nous avons présentés permet de progresser significativement dans la compréhension des premières phases d'évolution des galaxies les plus massives. Bien que majoritairement centrée sur le rôle des radiogalaxies, cette étude nous a permis d'aboutir à des conclusions dont la portée est assez générale. Ce travail appelle de nombreux prolongements et suggère plusieurs axes de recherches futurs dont nous développons brièvement, dans la dernière section, trois aspects dans lesquels nous sommes actuellement impliqués.

6.2 Projets

6.2.1 Spectroscopie infrarouge de radiogalaxies à $z \sim 2,5$

Après avoir travaillé sur le continu ultraviolet d'un échantillon de radiogalaxies à $z \sim 2,5$, nous avons étendu notre étude au continu optique où nous avons accès, d'une part à la lumière photosphérique de la population stellaire évoluée, et d'autre part au riche spectre de raies d'émission interdites provenant du milieu interstellaire ionisé. À ce redshift, le spectre optique se trouve décalé dans l'infrarouge proche dans le référentiel de l'observateur. En particulier, dans l'intervalle $2,1 \leq z \leq 2,7$, les principales raies d'émission se placent de façon très pratique dans les principales fenêtres de transmission de l'atmosphère : [OII] en bande J, [OIII] en bande H, $H\alpha$ et [NII] en bande K.

Le contenu stellaire

L'étude menée dans le chapitre 4 nous a permis de montrer que le continu ultraviolet est dominé par la radiation diffusée du quasar. Il est pour cette raison très difficile d'étudier le continu stellaire dans ce domaine de longueur d'onde. N'ayant pu détecter directement la présence d'étoiles jeunes dans le spectre de ces objets, nous avons pourtant mis en évidence deux preuves indirectes mais convaincantes de l'intense activité de formation stellaire : la dilution du continu diffusé d'une part, mais surtout la signature d'une évolution chimique rapide et importante. En étendant notre étude au continu optique, nous souhaitons détecter directement le continu stellaire des radiogalaxies afin de contraindre beaucoup plus précisément l'âge et la masse de la population stellaire évoluée pour mieux reconstruire l'histoire des premières phases de leur évolution. Un exemple préliminaire de décomposition spectrale est présenté sur la figure 6.1. Dans cet objet nous avons effectivement détecté pour la première fois la population stellaire évoluée en bandes J, H et K. Cependant, nous voyons aussi sur cette figure que la contribution de la lumière directe du quasar aux longueurs d'ondes visibles est importante. Nous ne savons pas pour l'instant à quel point ce cas est fréquent. Une des principales difficultés que nous rencontrons dans l'analyse de ces observations provient du fait que la caractéristique spectrale la plus utile pour contraindre les propriétés de la population stellaire évoluée est la discontinuité de Balmer que l'on trouve en bande J où les observations sont les plus difficiles et où la dilution par la lumière directe du noyau actif a le plus de chances d'être significative.

Diagnostics spectraux et composition chimique

Les fortes raies d'émission de HI, OII, OIII, NII et aussi dans certains cas de OI, HeII, NeIII et SII sont observables en bandes J, H et K. Ces raies nous permettront de mener une étude similaire à celle qui a été faite sur les radiogalaxies à bas redshift par Robinson et al. 1987 à l'aide de puissants codes de photoionisation (voir par ex. Villar-Martín et al. 1997). Nous pourrons ainsi étudier le mécanisme d'ionisation et estimer les abondances

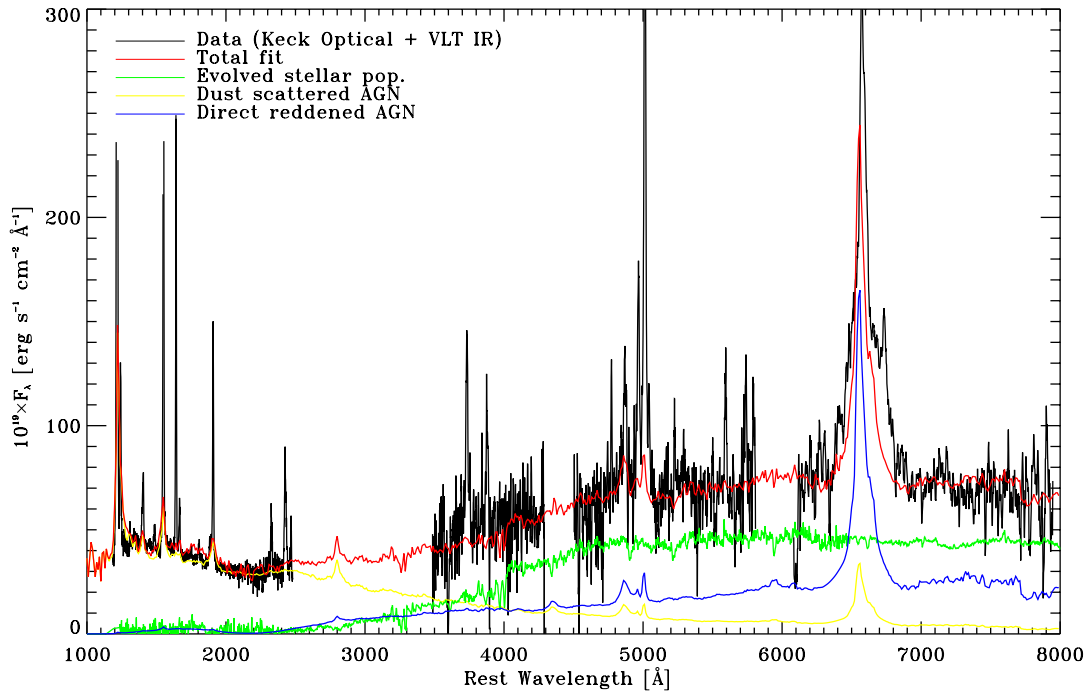


FIG. 6.1 – Exemple de décomposition du continu et des raies d’émission larges depuis les longueurs d’ondes ultraviolettes jusqu’à l’optique (référentiel au repos). Les données sont représentées en noir. Le spectre optique (bandes photométriques J, H et K dans le référentiel de l’observateur) est celui de la radiogalaxie MRC 1138–262 obtenu avec ISAAC sur le VLT. Le spectre ultraviolet est ici le composite de huit spectres de radiogalaxies à $z \sim 2,5$ obtenus au Keck (voir chapitre 4), mis au niveau du flux UV de 1138–262. En jaune est représenté le continu du quasar diffusé; en bleu, le même quasar vu en lumière directe mais rougi par un écran de poussière de type galactique; en vert, la population stellaire évoluée. L’ajustement total apparaît en rouge. A noter que l’on n’a pas essayé, ici, d’ajuster les raies d’émission étroites qui proviennent principalement du milieu interstellaire étendu et qui sont vues directement.

chimiques de façon beaucoup plus sûre car nous ne serons plus limités par les difficiles problèmes de transfert affectant les raies permises et de résonance sur lesquelles nous avons travaillé dans l’ultraviolet. De plus la comparaison avec nos spectres ultraviolets nous fournira des indicateurs de rougissement supplémentaires à partir des raies de H et de He.

6.2.2 Étude cinématique du gaz dans les radiogalaxies à grand redshift

Une source d’information que nous n’avons pas encore exploité est celle des propriétés cinématiques de la nébuleuse gazeuse ionisée qui s’étend sur plusieurs dizaines voire des centaines de kpc autour des radiogalaxies. Dans le scénario présenté à la fin du chapitre 4, nous avons évoqué les preuves indirectes suggérant l’évolution dynamique des radiogalaxies par l’intermédiaire de la quantité de photons Ly α pouvant s’échapper de la galaxie. Une étude beaucoup plus approfondie des propriétés cinématiques du gaz, nécessitant

probablement de nouvelles observations à plus haute résolution ($R > 2000$) que celles dont nous disposons actuellement, nous permettra de poser de nouvelles contraintes sur les scénarios de formation des sphéroïdes massifs. Nous pourrions ainsi différencier des modèles mettant en jeu des flots de refroidissement pour lesquels on attend des distorsions du champ de vitesse d'amplitude assez faible ($100\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$) loin du centre de la galaxie ($\gtrsim 20 \text{ kpc}$), de modèles mettant en jeu des fusions de galaxies, des mouvements purement gravitationnels ou encore des vents galactiques liés à des flambées de formation d'étoiles et résultant dans des champs de vitesse d'amplitude beaucoup plus importante ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$).

6.2.3 Étude aux longueurs d'ondes submillimétriques

Une des implications du scénario d'évolution chimique rapide utilisé dans le chapitre 4 est le passage des sphéroïdes massifs en formation par une phase très poussiéreuse. Ceci rend ces objets particulièrement intéressants pour une étude du continu dans l'infrarouge lointain, c'est à dire, dans le cas d'objets situés à grand redshift, dans le domaine submillimétrique (référentiel lié à observateur).

Plusieurs radiogalaxies distantes ont déjà été détectées aux longueurs d'ondes submillimétriques avec SCUBA (voir par ex. Archibald et al 2000). Toutefois, plusieurs incertitudes limitent actuellement l'interprétation de ces observations. Le fait que nous possédons la distribution spectrale d'énergie de 1000 à 8000 \AA pour un échantillon de radiogalaxies nous fournit des indications précieuses quant au continu en poussières et leur distribution spatiale ainsi que sur le taux de formation d'étoiles. De plus en modélisant le flux dans l'infrarouge lointain de façon cohérente avec la lumière diffusée détectée dans l'ultraviolet nous avons maintenant des contraintes sur la contribution du noyau actif au chauffage des poussières dans les radiogalaxies ce qui nous permettra en retour d'estimer la part du chauffage imputable aux étoiles jeunes et ainsi de mieux contraindre le taux de formation d'étoiles. L'imagerie submillimétrique de notre échantillon de radiogalaxies avec la génération présente d'instruments submillimétriques et dans un avenir plus lointain avec ALMA fournira des informations clef sur l'état d'évolution de ces objets et sur leur place dans les scénarios de formation des sphéroïdes massifs ce qui nous permettra en particulier de tester l'hypothèse d'une évolution chimique précoce et rapide.

Annexe A

Étude de la contribution des étoiles massives au fond diffus ionisant extragalactique

Résumé en français

Nous nous intéressons dans cet article au fait que les galaxies pourraient dominer le fond diffus extragalactique ionisant. En utilisant la dernière mise à jour des chemins d'évolution stellaires et les modèles de spectres d'étoiles massives les plus récents, combinés avec une évolution plausible de la densité de formation d'étoiles avec le redshift, nous montrons que le fond diffus ionisant est bien dominé par les galaxies à $z \lesssim 1,5$ et $z \gtrsim 3$. Cette tendance est semble-t-il compatible avec l'évolution de l'état d'ionisation des métaux à grand redshift, les limites sur l'effet Gunn-Peterson et l'évolution de la densité de luminosité. Nous présentons aussi plusieurs tests qui permettraient de tester ces prédictions.

Article

The contribution of galaxies to the ionising background radiation

D. Valls-Gabaud^{1,2} and J. Vernet³

¹ UMR 7550 CNRS, Observatoire de Strasbourg, 67000 Strasbourg, France

² Institute of Astronomy, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

³ European Southern Observatory, D-85748 Garching bei München, Germany

Abstract. We investigate the possibility that galaxies may dominate the ionising background radiation. Using updated evolutionary tracks and spectra of massive stars, along with a plausible evolution for the density of the star formation rate as a function of redshift, we show that the background is indeed dominated by galaxies at redshifts below about 1.5 and above about 3.5. This trend seems consistent with the evolutionary pattern shown by the ionisation state of metals at high redshift, the limits on the Gunn-Peterson effects and the evolution of the luminosity density. We present several tests that can falsify this prediction.

1 Introduction

Even though the standard explanation for the ionisation of the intergalactic medium has been based on the powerful emission from quasars, the decrease in their comoving density at high redshifts makes this hypothesis less attractive. Similarly, their space density in the nearby universe is much smaller than galaxies. We have therefore explored the possibility that galaxies, which are far more numerous than quasars, may be responsible for a significant fraction of the ionising background radiation. Previous calculations include those by Bechtold et al. (1987), and, more recently, by Miralda-Escudé and Ostriker (1990), who used a simple gaussian 'galaxy formation rate' and the old Bruzual (1983) models. Since then, progress in the study of the high redshift universe has been steady and makes it possible to estimate with a better confidence the galactic ionising output. For instance, the detection of galaxies up to redshifts of about 6 is now possible (Lanzetta et al. 1996), just as the direct measure of the evolution of the luminosity function up to $z \sim 1.2$ (Lilly et al. 1996), the evolution of the neutral gaseous content of the universe as traced by damped Ly α systems (Lanzetta et al. 1995), and a better understanding of the main sources of IGM opacity, the Lyman- α forest clouds, from low (HST) to high (Keck) redshifts. There has also been a very significant progress in stellar atmospheres and evolution, with improved spectra for massive stars using updated physics (Schaerer & De Koter, 1997). In addition, the detection of metal ions at high redshifts indicates substantial star formation, and their ionisation pattern provides *in situ* clues to the shape of the ionising background.

2 D. Valls-Gabaud and J. Vernet

2 Ionising sources between $z=0$ and $z \sim 5$

The radiation background received at a redshift z_o with a frequency ν_o is

$$J(\nu_o, z_o) = \frac{1}{4\pi} \int_{z_o}^{\infty} dz \frac{dl}{dz} \frac{(1+z_o)^3}{(1+z)^3} \epsilon(\nu, z) \exp[-\tau_{\text{eff}}(\nu_o, z_o, z)] \quad (1)$$

where $\epsilon(\nu, z)$ is the emissivity of the sources, and the effective optical depth produced by a discrete number of Poisson-distributed absorbers is

$$\tau_{\text{eff}}(\nu_o, z_o, z) = \int_{z_o}^z dz \int_0^{\infty} dN_{\text{HI}} \frac{\partial^2 N}{\partial N_{\text{HI}} \partial z} (1 - e^{-\tau_c}) \quad (2)$$

For $\nu = \nu_o(1+z)/(1+z_o)$ the optical depth of a single cloud is

$$\tau_c(\nu) = N_{\text{HI}}\sigma_{\text{HI}}(\nu) + N_{\text{HeI}}\sigma_{\text{HeI}}(\nu) + N_{\text{HeII}}\sigma_{\text{HeII}}(\nu) \quad (3)$$

The column density distribution and its evolution $\partial^2 N / \partial N_{\text{HI}} \partial z$ is well measured from zero to redshift 4.5, although some uncertainties remain, particularly for the lowest column density absorbers which may show differential evolution. We have interfaced a program that computes the background with **CLOUDY**, which provides the solution to the ionisation equilibrium equations. After a few iterations, the background has converged to a stable value.

In addition to the emission of the ionised absorbers, computed self-consistently by the program, the emissivity is made up of the contributions of quasars and galaxies. The average spectrum of QSOs is well known, as is the evolution of their luminosity function (e.g. Pei 1995). For galaxies, it is usual to extrapolate the local luminosity function, to assume a SFR and some galaxy evolution models. However, a much more robust approach can be used, taking into account the observed cosmological evolution of HI as traced by DLAs (Lanzetta et al. 1995) to infer the cosmological star formation rate density $\dot{\Omega}_*(z)$, assuming a close box evolution for a cosmological shell Δz , and a universal IMF. Figure 1 summarizes this procedure, which is robust to reasonable changes in the IMF.

The emissivity resulting from a population of stars forming at a rate $\dot{\Omega}_*$ is

$$\epsilon(\nu, z) = \rho_c \int_{\infty}^z dz \frac{dt}{dz} S_{\nu}(\Delta z) \dot{\Omega}_*(z) \quad (4)$$

where $S_{\nu}(\Delta z)$ is the spectrum of the population in that redshift range. It is important to note that since ionising photons are emitted by short-lived massive stars, there are no evolutionary effects in the sense that the spectrum does not depend on the previous history of star formation, but only on the current rate between z and $z+\Delta z$. The emissivity depends therefore critically on the assumed spectral shape of an IMF-weighted ensemble of massive stars, whose evolution and spectra should be modelled.

Recent observations of massive stars with the EUVE satellite have found that their ionising flux was larger than expected from both LTE and NLTE models (e.g. Cassinelli et al. 1996). In particular the HeI and HeII continua were much

stronger, along with the HeII Ly α emission at 304 Å. At the same time, the first combined models of stellar interiors and atmospheres of massive stars were developed, showing an increase in the HeII ionising flux due to the depopulation of the ground state by the stellar winds, and a larger ionising flux due to NLTE effects. The net result of these models (Schaerer & De Koter 1997) is a much stronger and harder ionising flux in comparison with the LTE hydrostatic plane-parallel models of Kurucz (1992), in agreement with the EUVE observations. We

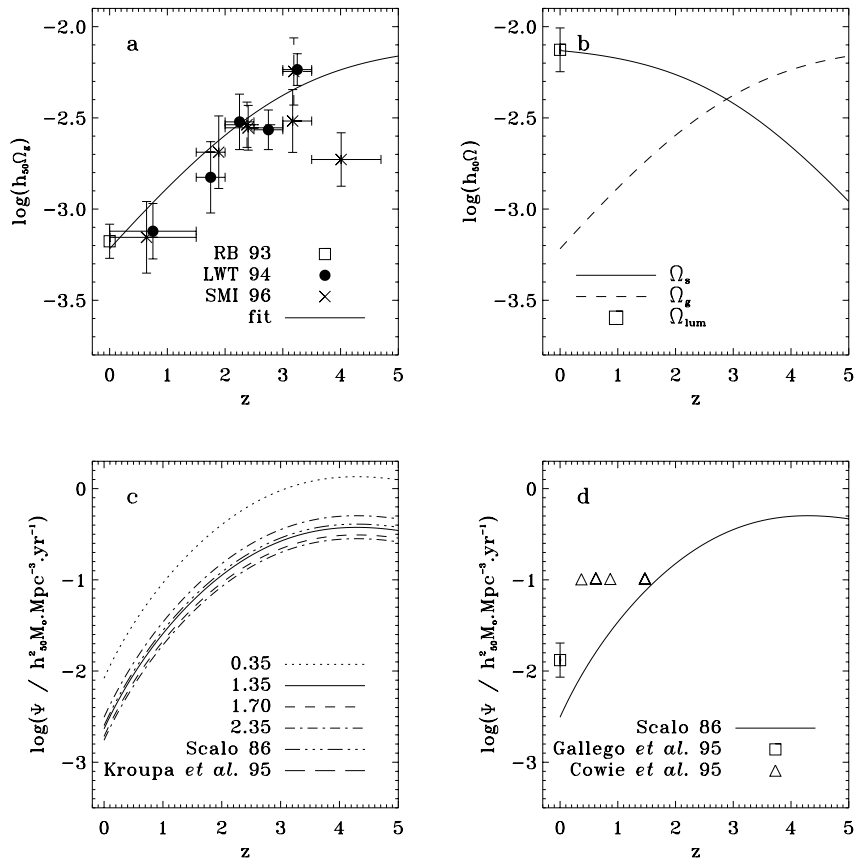


Fig. 1. (a) Evolution of the cosmological density of neutral gas, as traced by the HI content in damped Ly α systems; (b) Inferred evolution of the cosmological density of stars, assuming a closed box model; (c) Resulting cosmological star formation rate density, assuming different IMFs. Note that unless the IMF is top-heavy, the range in Ψ is remarkably tight; (d) Fiducial model compared with emission-line-derived estimations. These observations are biased towards the most active galaxies and therefore constitute upper limits to Ψ .

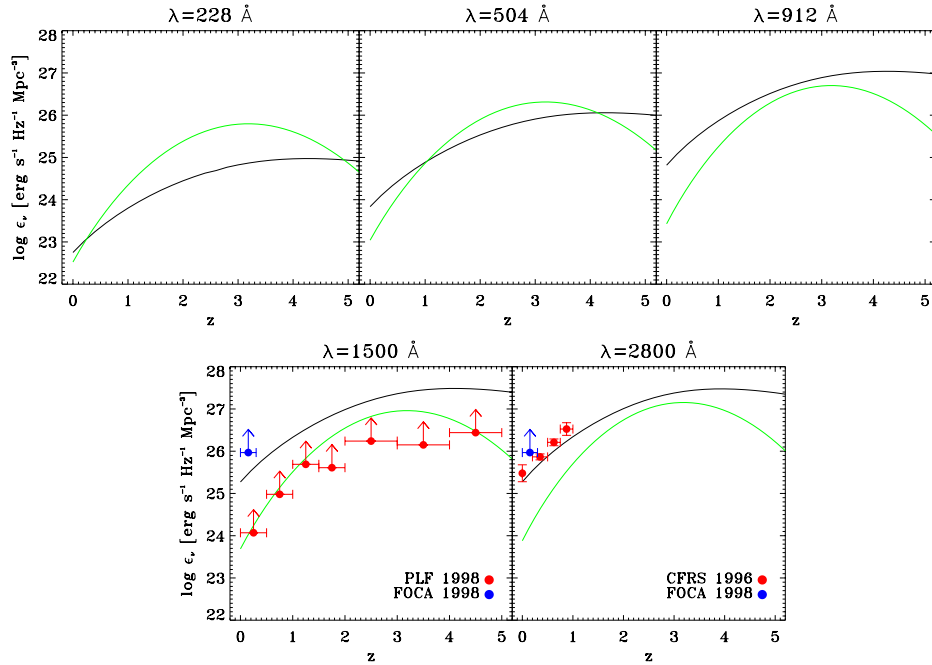


Fig. 2. Evolution of the emissivity of galaxies (thick line) and quasars (thin line) as a function of wavelength and redshift. Note that galaxies dominate at all redshifts for wavelengths longer than the Lyman break. The evolution inferred from Fig. 1 agrees with the lower limits to the luminosity density at 1500 and 2800 Å. The FOCA point at 2000 Å is plotted on both lower panels. QSOs start dominating the emissivity at 504 Å between $z \sim 1$ and 4, and are the sole contributors below 228 Å.

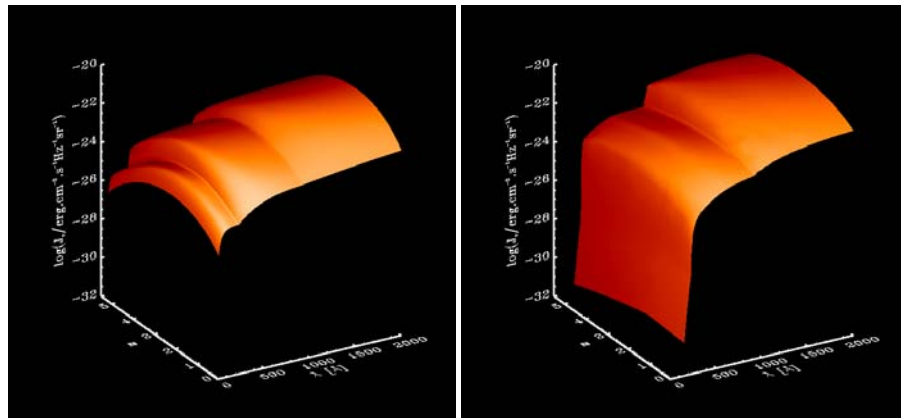


Fig. 3. Radiation background produced by QSOs (left) and galaxies (right) as a function of redshift and wavelength.

have used these models to compute the evolution of $S_\nu(t)$ and the corresponding emissivity, as shown in Fig. 2. Figure 2 also compares these predictions with the observed lower limits to the dust-corrected luminosity density of galaxies as a function of redshift from the CFRS and HDF surveys.

Although the agreement is very good at long wavelengths (provided the dust corrections are reasonable), shortwards of the Lyman break the actual emissivity depends critically on the escape fraction of ionising photons. Here again new observations seem to indicate that a very substantial number of ionising photons leak through the ISM of galaxies. In particular the $H\alpha$ imaging of nearby galaxies reveals that more than 75% of the ionising flux may escape from these galaxies (e.g. Patel & Wilson 1995a, 1995b; Ferguson et al. 1996). On the other hand, FUV spectra of nearby starbursts are less conclusive. Adopting a reference value of $f_{\text{esc}} = 50\%$, the resulting ionising background (Fig. 3) is clearly dominated by QSOs over a range in redshift from about 1 to 4. When both sources are present the background becomes indeed softer above $z \sim 3.5$ and below about 1.5 (Fig. 4). This is consistent not only with the current limits on the H- and He- Gunn-Peterson effects, but also with the trend indicated by the ionisation state of Ly α clouds at redshifts larger than 3.5.

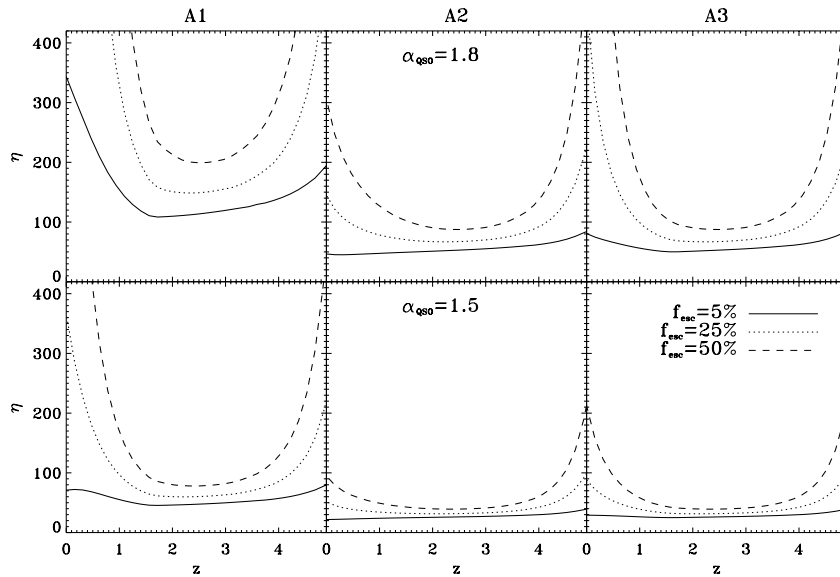


Fig. 4. Predicted evolution of the softness ratio η as a function of redshift, for 3 different distributions of absorbers (A1, A2 and A3) and 3 assumptions on the escape fraction of ionising photons from galaxies (5, 25 and 50%). The upper panels assume a soft QSO spectrum, while the lower panels show the effect of a harder average QSO spectrum.

3 Conclusions

The use of the observed evolution of $\Omega(\text{H}\text{I})$ to infer the evolution of the density of SFR, coupled to updated evolutionary tracks and spectra of massive stars, result in a prediction on the evolution of the luminosity density for ionising, short-lived stars. This prediction seems very robust, and is consistent with the observed limits on the continuum luminosity density evolution. The ionising background produced by galaxies is much harder than previously thought and is the dominant source of ionising photons below redshift 1.5 and above 3.5, approximately. This scenario is consistent with the proximity-effect-inferred background and with the H- and He- Gunn-Peterson limits. It is also consistent with the increase in the softness ratio observed above $z=3.5$. If this model is correct, there are at least 3 possible tests that can falsify it:

1. The metallic ion ratios should clearly indicate a soft background below $z \sim 1.2$ and above 4.0;
2. FUV/EUV observations should show that the escape fraction of ionising photons is large, and hence that galaxies are density/matter bounded, rather than ionisation bounded;
3. There should be a proximity effect produced by galaxies. The fluctuations in the ionising background should however be small since the comoving density of galaxies is much larger than the one from quasars.

References

- Bechtold, J. et al., (1987): ApJ, **315**, 180
Bruzual, G. (1983): ApJ, **273**, 105.
Cassinelli, J. et al. (1996): ApJ, **460**, 949
Ferguson, A. et al. (1996): AJ, **111**, 2265
Kurucz, R. (1992): Atlas 9 CD ROMS, SAO.
Lanzetta, K., Wolfe, A., Turnshek, D. (1995): ApJ, **440**, 435
Lanzetta, K., Yahil, A., Fernandez-Soto, A. (1996): Nature, **381**, 759
Lilly, S. et al. (1996): ApJ, **460**, L1
Miralda-Escudé, J., Ostriker, J.P. (1990): ApJ, **350**, 1
Patel, K., Wilson, C. (1995a): ApJ, **451**, 607
Patel, K., Wilson, C. (1995b): ApJ, **453**, 162
Pei, Y. (1995): ApJ, **438**, 623
Schaerer, D., de Koter, A. (1997): A&A, **322**, 598

Annexe B

Observations HST/FOC de la radiogalaxie NGC 6251

B.1 Crane & Vernet, ApJ Letters, v. 486, L91

Résumé en français

Des images profondes en bande U des régions centrales de NGC 6251 obtenues avec la FOC à bord du télescope spatial Hubble on révélé une région d'émission étendue résultant probablement de la diffusion du continu du noyau. Cette région d'émission se situe à l'intérieur d'un anneau de poussière pratiquement perpendiculaire à l'axe du jet radio est principalement détectée avec la FOC dans les bandes U et B. Cette extension présente une faible polarisation ($< 10\%$) et ne semble pas être dominée par des raies d'émission. Ne ne connaissons aucun autre exemple similaire à ce que nous avons trouvé dans NGC 6251 et nous avançons quelques explication possibles. La morphologie du noyau de cette galaxie est toutefois similaire à celle du noyau de NGC 4261, sauf pour ce qui est de la radiation étendue en bande U.

Mots-clef :

Objet individuel : NGC 6251 — Galaxies : jets — Polarisation — Processus de radiation non thermiques — Ultraviolet : galaxies

Article

AN ANOMALOUS ULTRAVIOLET EXTENSION IN NGC 6251¹

P. CRANE AND J. VERNET

European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching, Germany

Received 1997 February 18; accepted 1997 June 26

ABSTRACT

Deep *U*-band Faint Object Camera (FOC) images of the nuclear region of NGC 6251 have revealed a region of extended emission that is most probably radiation scattered from a continuum source in the nucleus. This radiation lies interior to a dust ring, is nearly perpendicular to the radio jet axis, and is seen primarily in the FOC *U* and *B* filters. The extension has a low observed polarization ($\leq 10\%$) and is unlikely to arise from line emission. We know of no other examples similar to what we have found in NGC 6251, and we offer some tentative explanations. The nuclear morphology shows clear similarities to that seen in the nucleus of NGC 4261, except for the extended *U*-band radiation.

Subject headings: galaxies: individual (NGC 6251) — galaxies: jets — polarization — radiation mechanisms: nonthermal — ultraviolet: galaxies

1. INTRODUCTION

Until the *Hubble Space Telescope* (*HST*) data were available, the optical images of NGC 6251 showed a rather normal elliptical galaxy, although the presence of dust in the nuclear regions had been reported (Nieto et al. 1983). This dust was shown to be confined to a ring- or disklike structure by *HST* (O’Neil et al. 1994). Thus, NGC 6251 was and is thought to be merely another case in which the dust features delineate the morphology and possibly the dynamics of the nuclear regions of a galaxy that is otherwise unremarkable in the optical.

NGC 6251 is classified as E2, lies at a distance of 114 Mpc ($v = 7400 \text{ km s}^{-1}$, $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) and has an absolute magnitude of $M_v = -21.3$. Optical spectra (Shuder & Osterbrock 1981; Antonucci 1984) show low-level Seyfert activity if any at all. The Seyfert classification has probably been prejudiced by the rather spectacular appearance of this galaxy in the radio. Indeed, the radio images (Perley, Bridle, & Willis 1984) reveal a highly collimated jet that extends to at least 1 Mpc and shows structure on every scale on which it has been observed (Jones & Wehrle 1994). The X-ray data (Birkinshaw & Worrall 1993) show evidence for an unresolved ($\leq 3''$) nonthermal nuclear component in the core. Optical emission associated with one of the bright radio knots has been detected about $20''$ from the nucleus (Keel 1988).

NGC 6251 was observed with the Faint Object Camera (FOC) on *HST* as part of a survey of “normal” elliptical galaxies (Crane et al. 1993a). Important for the results reported here, this survey is so far the only one with *HST* that includes two colors, one of which is in the near-UV. The initial images were taken before the first repair mission and suffered severely from the spherical aberration. Nevertheless, it was noticed that the UV (F342W) image and only this image showed an unexpected extension that did not seem to be an artifact related to the point-spread function (Crane 1993). Subsequent pre-COSTAR images also revealed the same extension (Crane 1996). Motivated by this anomaly, a set of post-COSTAR images was obtained that clearly revealed the

remarkable *U*-band emission inside the dust ring in NGC 6251 that is reported here.

2. DATA AND ANALYSIS

The data come from our own FOC observations and from PC2 images available in the *HST* archive. Table 1 summarizes the observational material. Figure 1 shows a composite of the FOC and PC2 images and clearly demonstrates the main discovery reported here: the emission that extends to the south of the nucleus and is seen so prominently in the F342W image. The presence of the *U*-band emission is particularly remarkable considering its apparent absence in the PC2 *V* and *I* images and its weakness in the F410M image. The anomalous emission is confined to the region interior to the dust ring. It extends about $0''.5$ or 280 pc from the nucleus. The slight extension seen to the north of the nucleus appears to be cut off by the dust ring. This is particularly clear when the *U* and *V* images are compared in detail (see Fig. 2). Thus, we suggest that the emission fills the inner regions of the dust ring and is consequently not intrinsically asymmetric; the details of what we observe are determined by the orientation and morphology of the dust ring. To be precise, the dust ring does not lie in a plane but is bent on the northeast side of the nucleus and thus obscures the emission more effectively, as can be seen in Figure 2. However, we cannot rule out some clumping or patchy obscuration in the emission.

The FOC images contain interesting details of structure within about 20–40 pc of the nucleus. Also, there is some evidence for radiation emerging close to the radio axis, but this is very faint. We will discuss these in a subsequent communication (Vernet & Crane 1997).

After the clear detection of the extended *U*-band emission in the nucleus, FOC polarization images were obtained, since one potential explanation for the extended emission was scattering of photons from a hot central source. The polarization data were processed following the same procedures used for the Pictor A data (Thomson, Crane, & MacKay 1995). Figure 3 (Plate L12) shows the resulting polarization map. The low polarization in the extension and the apparent lack of change along the extension imply that if the emission is due to scattered photons, then the scattering process must somehow

¹ Based on observations with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, which is operated by AURA, Inc., under NASA contract NAS 5-26555.

TABLE 1
OBSERVATIONAL DATA

Camera	Filters	Exposure Time	Date	Sequence
FOC F/96.....	F342W	1196	1996 Feb 19	x33t0301
FOC F/96.....	F410M	1315	1996 Feb 19	x33t0302
FOC F/96.....	F342W/POL0	2931	1996 Jun 6	x37y0301
FOC F/96.....	F342W/POL0	3222	1996 Jun 6	x37y0302
FOC F/96.....	F342W/POL60	3176	1996 Jun 6	x37y0303
FOC F/96.....	F342W/POL60	3222	1996 Jun 6	x37y0304
FOC F/96.....	F342W/POL120	3176	1996 Jun 6	x37y0305
FOC F/96.....	F342W/POL120	3222	1996 Jun 6	x33y0306
PC2	F555W	400	1995 Jun 28	u2pq0701
PC2	F555W	400	1995 Jun 28	u2pq0703
PC2	F814W	260	1995 Jun 28	u2pq0704
PC2	F814W	260	1995 Jun 28	u2pq0705
PC2	F814W	200	1995 Jun 28	u2pq0706

produce a low polarization. We put an upper limit of $\leq 10\%$ on the polarization in the extended emission. By analyzing the fractional polarization statistical distribution in the southwest extension, we determine an average polarization of about 5%, but with a big uncertainty. We note that regions closer to the nucleus do show enhanced polarization, as would be expected if the radiation is scattered. We also note a small region of enhanced brightness and polarization to the east of the nucleus in the direction of the radio counterjet reported by Jones et al. (1986).

In order to further explore the origin of this emission, we have performed simple photometry by extracting an intensity profile $0''.1$ wide along the axis of the emission feature in each of the four bands available. Figure 4 shows these extracted profiles. We note that the observed flux is very similar in both the F410M and F342W traces, although the F410M trace is considerably more noisy. The total fluxes in the extension

are (2.1 ± 0.5) and $(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-18}$ ergs $s^{-1} cm^{-2} \text{\AA}^{-1}$ for 3400 \AA and 4100 \AA , respectively. These fluxes were determined in a $0''.1$ wide region extending from $0''.15$ to $0''.5$ from the nucleus. These may be compared to estimated fluxes from the unresolved nucleus of $\mathcal{F}(4100) \geq 1.0 \times 10^{-16}$ and $\mathcal{F}(3400) \geq 7.3 \times 10^{-17}$ ergs $s^{-1} cm^{-2} \text{\AA}^{-1}$. These are lower limits because we have not corrected for the unknown nonlinearities in the FOC, which may be as large as 10%. For the nucleus in the V and R bands, we find fluxes of $\mathcal{F}(5550) = 1.0 \times 10^{-16}$ and $\mathcal{F}(8140) = 8.6 \times 10^{-17}$ ergs $s^{-1} cm^{-2} \text{\AA}^{-1}$. For the V band, or F555 image, this corresponds to $V = 18.9$.

The details of the profiles in Figure 4 led us to question whether or not the extension could be seen in the V -band image. Indeed, a careful inspection of the $V - I$ color map shows some evidence that the extension is also present in the V -band image. We determined an upper limit for the extended emission in the F555W band of roughly half the flux seen in the F410M and F342W images.

In order to deredden these data, we have used a standard

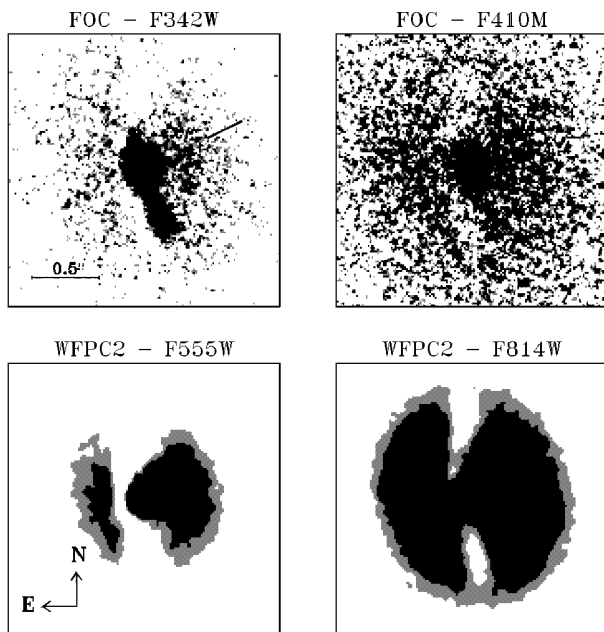


FIG. 1.—*Top left*: The FOC F342W total intensity image obtained from the polarization data. *Top right*: The FOC F410M image. *Bottom*: The sums of the PC2 F555W (*left*) and F814W (*right*) images. These images have been scaled to the same resolution. Each panel covers an area of 2.0 arcsec square. The axis of the radio jet is indicated in the top left panel. It lies at a position angle of 300° , whereas the axis of the extended emission is at position angle of $\approx 200^\circ$.

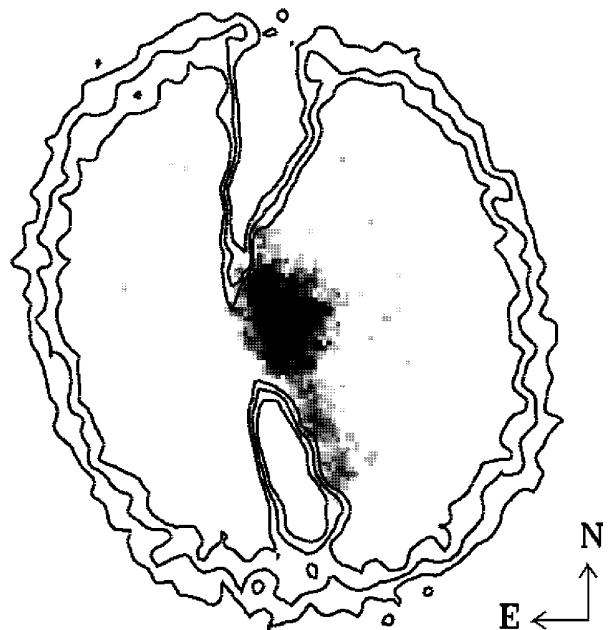


FIG. 2.—Gray-scale image of the U -band image. The dark contours are determined from the U -band image. The white contours have been selected from the V -band image to emphasize the dust ring.

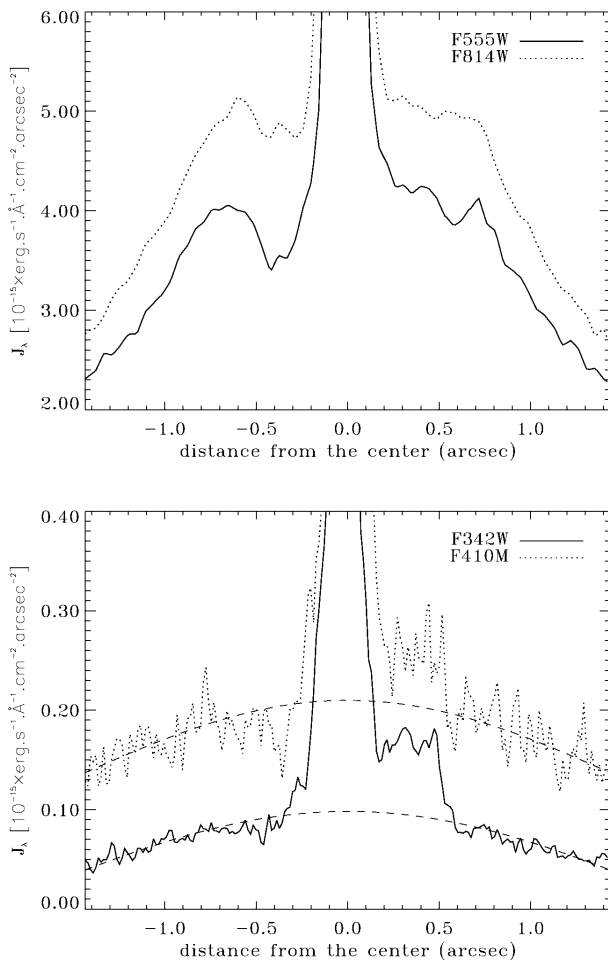


Fig. 4.—Intensity profiles along the extension for each bandpass

galactic extinction law. Shuder & Osterbrock (1981) report $E(B-V) = 1.5 \pm 0.6$ determined from the Balmer lines, which we assume arise very close to the nucleus compared to the extended emission. This is an extreme reddening, which we feel is unlikely to be correct for the extended emission itself, but it is the only value we have based on actual measurements. We can make an estimate of the reddening by comparison with the Galaxy and assuming that the extinction in the Galaxy and in NGC 6251 are equal. We determine $A_V = 0.6$ in the Galaxy from the work of Burstein & Heiles (1981) and then assume the same value for NGC 6251. With a standard extinction law, this corresponds to $E(V-B) = 0.4$. Without any actual source to determine the reddening, we will use a compromise value of $E(B-V) = 1.0 \pm 0.6$ for the following discussion. We emphasize that this is a rather uncertain reddening correction. Nevertheless, the basic conclusions are still valid if we use the lower limit of this reddening correction.

Under these assumptions, the extinction correction increases the U -band flux relative to the B -band flux by about 200%. Thus, we find $U-B = -2.2 \pm 0.9$. This is indeed a rather extreme value.

Taking account of the reddening and its uncertainty, and using the fluxes for F342W and F410M given above, we find the intrinsic spectrum of the extension to be $F_{\lambda} \propto \lambda^{-5.8 \pm 3.1}$ (for unreconstructed radio astronomers; $F_{\nu} \propto \nu^{3.8 \pm 3.1}$). We can use our upper limit to the flux at $\lambda = 5550 \text{ \AA}$ to constrain the

exponent in the power-law exponent to be less than -1.8 , because otherwise there would be too much flux at $\lambda = 5550 \text{ \AA}$. Nevertheless, the intrinsic spectrum is likely to be rather blue.

3. RESULTS

Several potential explanations for the observations are immediately ruled out by the absence of radio emission outside the very narrow cone defined by the radio jet. In particular, synchrotron emission as seen in the optical counterparts to radio jets (Crane et al. 1993b) is ruled out, as well as inverse Compton scattering from hot electrons and Thompson scattering from an ionized gas.

We do not favor emission lines as the origin of the extension. First, the bandpass of the F410M filter contains none of the normal strong emission lines, and yet the extension is clearly detected in this band (see Fig. 4), with a flux close to what is seen in the F342W image. Second, the F555W image includes both the $H\beta$ and $O \text{ III}$ lines. Most scenarios for line excitation would produce more flux in the F555W filter than in the F410M filter. This is not the case, so it seems unlikely that the origin is emission lines.

Another potential origin might be thermal radiation from a population of extremely hot stars such as those that cause the UV upturn seen in many galaxies. The lower limit on $U-B$ color could be appropriate for a collection of bright early-type stars. Thus, based on the color and total intensity we determine from our existing data, we cannot rule out the possibility of bright stars as the origin of the extended emission. However, we feel it is not very plausible, especially given the implied weakness of the emission lines.

We consider the most promising explanation to be scattering of radiation from a continuum source off the dust ring itself or off material interior to the dust ring. We favor this hypothesis in spite of the low polarization in the extended region. The high polarization seen close to the nucleus in Figure 3 is a major motivation for this interpretation. This polarization is an unambiguous indication that UV light close to the nucleus is scattered light. The maximum of the polarized intensity is concentrated near the radio axis. Although not obvious in Figure 3, there are a few clumps close to the nucleus that show polarizations close to 50%. Since we believe the radiation both close to the nucleus and in the extension has a similar origin, we postulate that the observed radiation in the extension is also scattered. The observed fractional polarization in the extension is reduced by roughly a factor of 2 from the true fractional polarization by dilution from the foreground emission in the galaxy itself. Thus, the extended region may have an intrinsic polarization of 10%.

The main problem with the scattering hypothesis is that the usual scenarios for radiation emanating from galactic nuclei have the radiation confined to a cone along the axis of the radio emission. The region in the plane perpendicular to the radio axis is presumably obscured by a torus of material surrounding the active nucleus. In this case it appears that this obscuration is either not present, or if it is, then we are seeing radiation that has been scattered away from the radio axis and is now scattered a second time toward us. This double scattering may be the origin of the extremely blue spectrum. If the scattering hypothesis turns out to be correct, then these observations do not fit easily into standard geometries of active regions.

We should emphasize that none of the proposed scenarios is entirely satisfactory, nor are any definitively ruled out, except perhaps the nonthermal radiation processes, which would give rise to radio emission. This is a particularly frustrating state of affairs.

4. DISCUSSION

The canonical models of the nuclear activity in galaxies typically involve high-energy radiation that is possibly beamed and interacts with confining material. The geometry and composition of the confining material and the viewing angle of the observer are then supposed to determine most of the observed properties. Observations with the *HST* have provided us with several good examples that tend to confirm this model. Notable among these are the galaxies NGC 1068 and NGC 4261.

The early *HST* observations of NGC 4261 (Jaffe et al. 1993) revealed a disk of dust surrounding the bright nucleus. Subsequent *HST* observations (Jaffe et al. 1996; Farrarese, Ford, & Jaffe 1996) have confirmed and extended these early results. Except for the extended *U*-band emission, the dust features seen in the images of NGC 6251 are quite similar to those seen in NGC 4261. The sizes are similar: 240 pc for NGC 4261 and 280 for NGC 6251. The orientations to the line of sight are also similar: 64° and 68° , respectively. The misalignments of the axes of the dust features relative to the radio jet axes are also similar. These facts suggest a strong similarity in the origin of the absorbing dust features seen in these sources. However,

this does not help to explain the *U*-band emission seen in NGC 6251. The major difference between these sources is that the nuclear source on NGC 6251 is several times brighter than that of NGC 4261.

Since the extended emission is very faint and close to a bright point source, it will be difficult to obtain further data that could provide the clues needed to explain what we have found here. Clearly, FOC images in other filters can provide some of the data we would require. With modern ground-based telescopes, under excellent seeing conditions, and with appropriate spatial sampling, it should also be possible to get a reasonable spectrum of the extension by making use of our knowledge of the spatial distribution obtained with *HST*.

Perhaps even more promising than further study of this source would be observations of other promising candidates with the FOC UV filters. Prominent among these candidates clearly would be NGC 4261, but we can easily imagine several others. One point that we would like to emphasize in this regard is the almost entire lack of good high-resolution UV images of nearby galaxies in the *HST* program. Our experience has shown that this is an extremely rewarding if not perplexing avenue to pursue.

We would like to thank our many colleagues at ESO and elsewhere who have provided comments on this work. We thank, in particular, Rick Perley, David Valls-Gabaud, and Hien Tran. This work was partially supported by NASA through grant NAS5-2770.

REFERENCES

- Antonucci, R. 1984, *ApJ*, 278, 499
 Birkinshaw, M., & Worrall, D. M. 1993, *ApJ*, 412, 568
 Burstein, D., & Heiles, C. 1981, *AJ*, 87, 1165
 Crane, P. 1993, in *Jets in Extragalactic Radio Sources*, ed. H. J. Röser & K. Meisenheimer (Berlin: Springer), 223
 ———. 1996, in *IAU Symp. 175, Extragalactic Radio Sources*, ed. R. Ekers, C. Fanti, & L. Padrielli (Dordrecht: Kluwer), 201
 Crane, P., et al. 1993a, *AJ*, 106, 1371
 ———. 1993b, *ApJ*, 402, L37
 Farrarese, L., Ford, H. C., & Jaffe, W. 1996, *ApJ*, 470, 444
 Jaffe, W., Ford, H. C., Ferrarese, L., van den Bosch, F., & O'Connell, R. W. 1996, *ApJ*, 460, 214
 Jaffe, W., Ford, H. C., O'Connell, R. W., Ferrarese, L., & van den Bosch, F. 1993, *Nature*, 364, 213
 Jones, D. L., et al. 1986, *ApJ*, 305, 684
 Jones, D. L., & Wehrle, A. E. 1994, *ApJ*, 427, 221
 Keel, W. C. 1988, *ApJ*, 329, 532
 Nieto, J. L., Coupinot, G., Lelièvre, C., & Madsen, C. 1983, *MNRAS*, 203, 39P
 O'Neil, et al. 1994, *BAAS*, 184, 4905
 Perley, R. A., Bridle, A. H., & Willis, A. G. 1984, *ApJS*, 54, 291
 Shuder, J. M., & Osterbrock, D. E. 1981, *ApJ*, 250, 55
 Thomson, R., Crane, P., & MacKay, C. 1995, *ApJ*, 446, L93
 Vernet, J., & Crane, P. 1997, in preparation

NGC6251 – Polarization Map – F342W

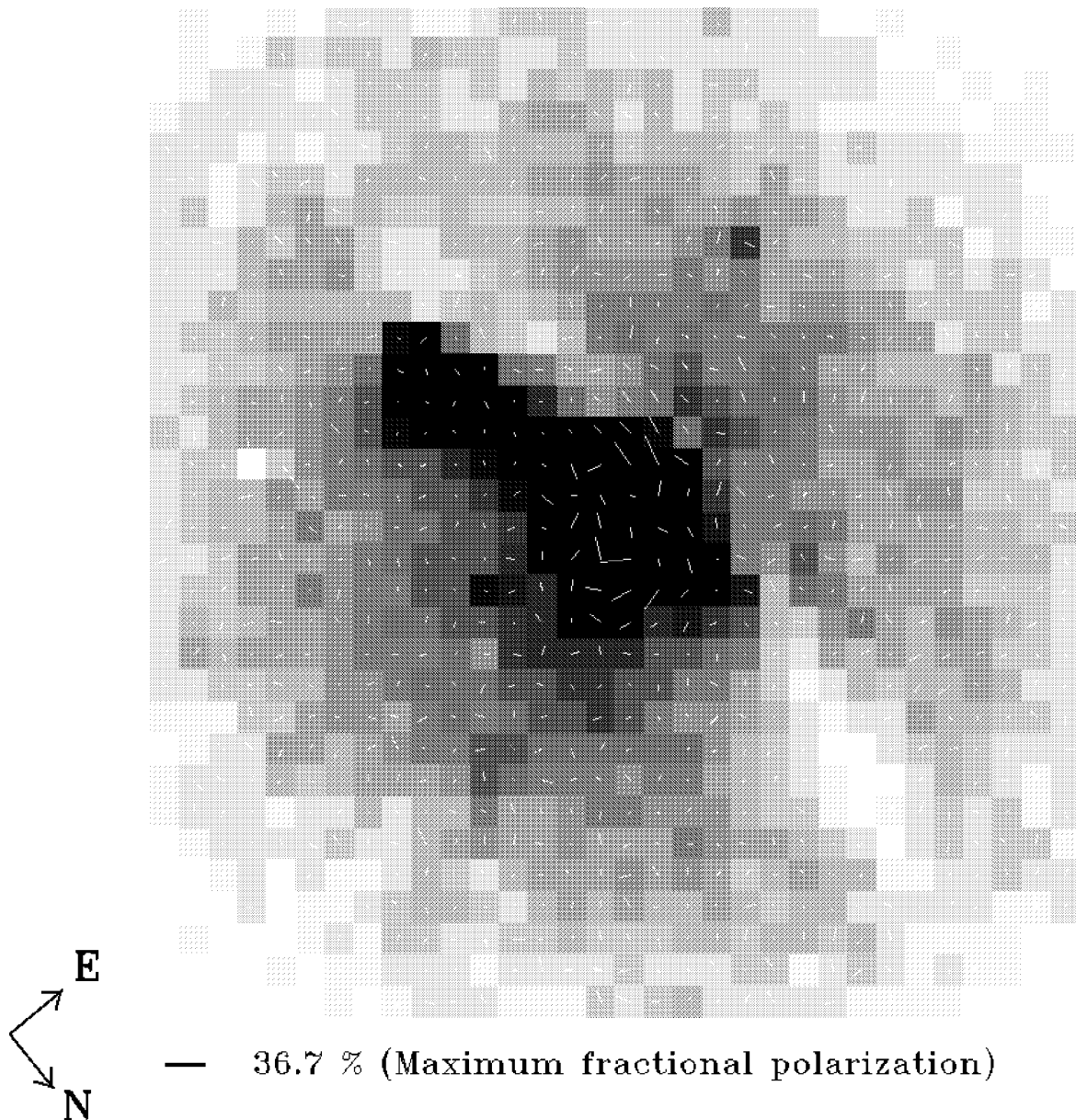
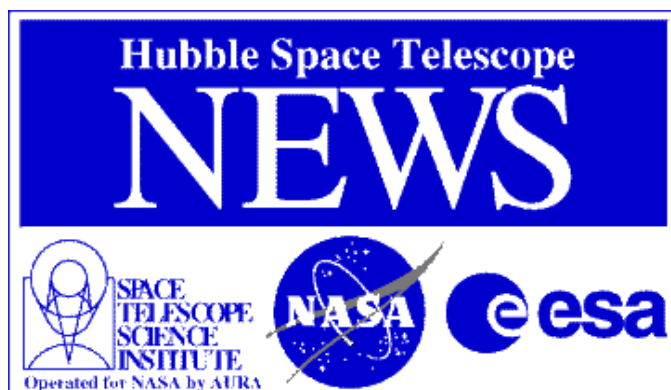


FIG. 3.—The gray scale shows the total intensity image averaged over 4×4 pixels to give a resolution of $0''.056$. The arrows show the direction and magnitude of the polarization. Note that the only regions of high polarization are symmetrically placed near the nucleus.

CRANE & VERNET (see 486, L91)

B.2 Compte rendu de presse



EMBARGOED UNTIL: 9:00 A.M. (EDT) September 10, 1997

CONTACT:

Ray Villard
Space Telescope Science Institute, Baltimore, MD
(Phone: 410/338-4514)

Philippe Crane
European Southern Observatory, Garching, Germany
(Phone: 49-89-320060)

PRESS RELEASE NO.: STScI-PR97-28

Hubble Finds A Bare Black Hole Pouring Out Light

Probing the heart of the active galaxy NGC 6251, NASA's Hubble Space Telescope has provided a never-before-seen view of a warped disk or ring of dust caught in a blazing torrent of ultraviolet light from a suspected massive black hole.

This discovery, which is reported in the September 10 issue of the *Astrophysical Journal Letters*, suggests that the environments around black holes may be more varied than thought previously, and may provide a new link in the evolution of black holes in the centers of galaxies.

"This is a completely new phenomenon which has never before been seen. It blew my mind away," says Dr. Philippe Crane of the European Southern Observatory, in Garching, Germany. "Before Hubble you could never do this kind of research. We used a lightly exploited facility of Hubble: its extremely high resolution imaging capability in the near ultraviolet provided by the Faint Object Camera (FOC), built by the European Space Agency."

Previously, black holes observed by Hubble have been largely hidden from view because they are embedded inside a torus, a donut-shaped distribution of dust that forms a partial cocoon around the black hole.

In galaxies previously studied, the intense light from super hot gas entrapped by the black hole's powerful gravitational field shines out from inside the "donut hole" of the torus and is restricted to a narrow beam, like a searchlight.

But this is the first clear example of an "exposed" black hole that illuminates the surrounding disk. Because Hubble sees ultraviolet light reflected on one side of the disk, astronomers conclude the disk must be warped like the brim of a hat.

Such a warp could be due to gravitational perturbations in the galaxy's nucleus that keep the disk from being perfectly flat, or from precession of the rotation axis of the black hole relative to the rotation axis of the galaxy. The suspected black hole's mass has not yet been confirmed through velocity measurements of entrapped material, though yet unpublished Hubble measurements have been made with the Faint Object Spectrograph (FOS), prior to its replacement during the 1997 Hubble servicing mission.

However, strong circumstantial evidence for the black hole is provided by the powerful 3 million light-year-long jet of radiation and particles emanating from the black hole's location at the hub of the elliptical galaxy. The galaxy is located 300 million light-years away in the constellation Ursa Minor.

Hubble's sensitivity to ultraviolet light, combined with the exceptional resolution of the FOC which can see details as small as 50 light-years across, allowed Crane and his team to look for structure in the hot gas near the black hole at the base of the jet. Crane was surprised to see a peculiar finger-like object extending from the nucleus, at right angles to the main jet.

Comparing the FOC image to a visible light image taken with Hubble's Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2), Crane realized the finger-like extension ran parallel to a 1,000 light-year-wide dust disk encircling the nucleus. He concluded that the ultraviolet light must be reflecting off fine dust particles in a disk, or possibly the back wall of a ring. A ring-like structure would have been shaped by a torrent of radiation coming from the exposed black hole, which would have plowed out a cavity around the hole.

The Hubble astronomers are hoping to confirm ideas about scattering by looking at the disk's spectrum with ground-based telescopes. They will propose to use Hubble to look at several other extragalactic jet sources which have dust.

Co-investigator: Joel Vernet (European Southern Observatory)

The Space Telescope Science Institute is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. (AURA), for NASA, under contract with the Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD. The Hubble Space Telescope is a project of international cooperation between NASA and the European Space Agency (ESA).

EDITOR'S NOTE: Images to accompany this release are available to news media representatives by electronic means only.

Jonathan Eisenhamer -- eisenham@stsci.edu
Zolt Levay -- levay@stsci.edu
Office of Public Outreach -- outreach@stsci.edu

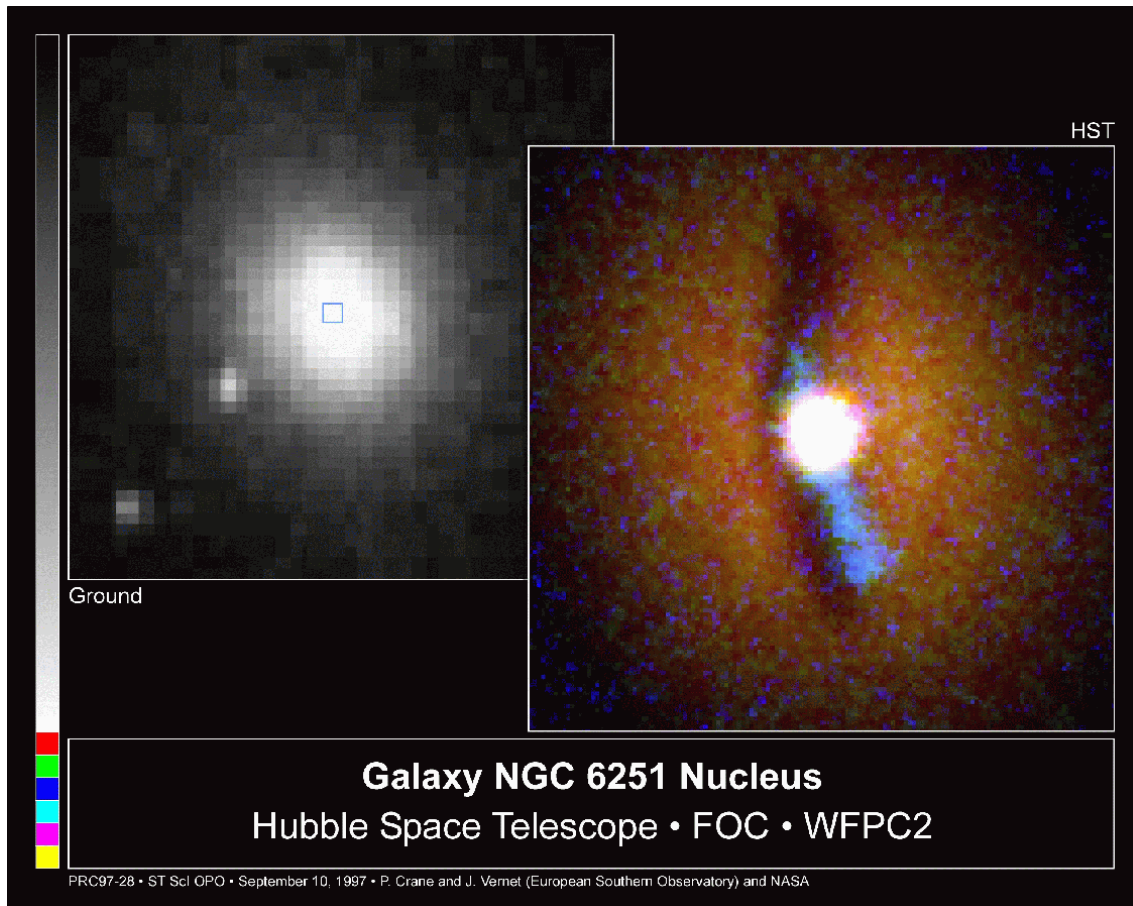


FIG. B.1 – NASA’s Hubble Space Telescope has provided a never-before-seen view of a warped disk flooded with a torrent of ultraviolet light from hot gas trapped around a suspected massive black hole. *Right* : This composite image of the core of the galaxy was constructed by combining a visible light image taken with Hubble’s Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2), with a separate image taken in ultraviolet light with the Faint Object Camera (FOC). While the visible light image shows a dark dust disk, the ultraviolet image (color-coded blue) shows a bright feature along one side of the disk. Because Hubble sees ultraviolet light reflected from only one side of the disk, astronomers conclude the disk must be warped like the brim of a hat. The bright white spot at the image’s center is light from the vicinity of the black hole which is illuminating the disk. *Left* : A ground-based telescopic view of the core of the elliptical galaxy NGC 6251. The inset box shows Hubble Space Telescope’s field of view. The galaxy is 300 million light-years away in the constellation Ursa Minor.

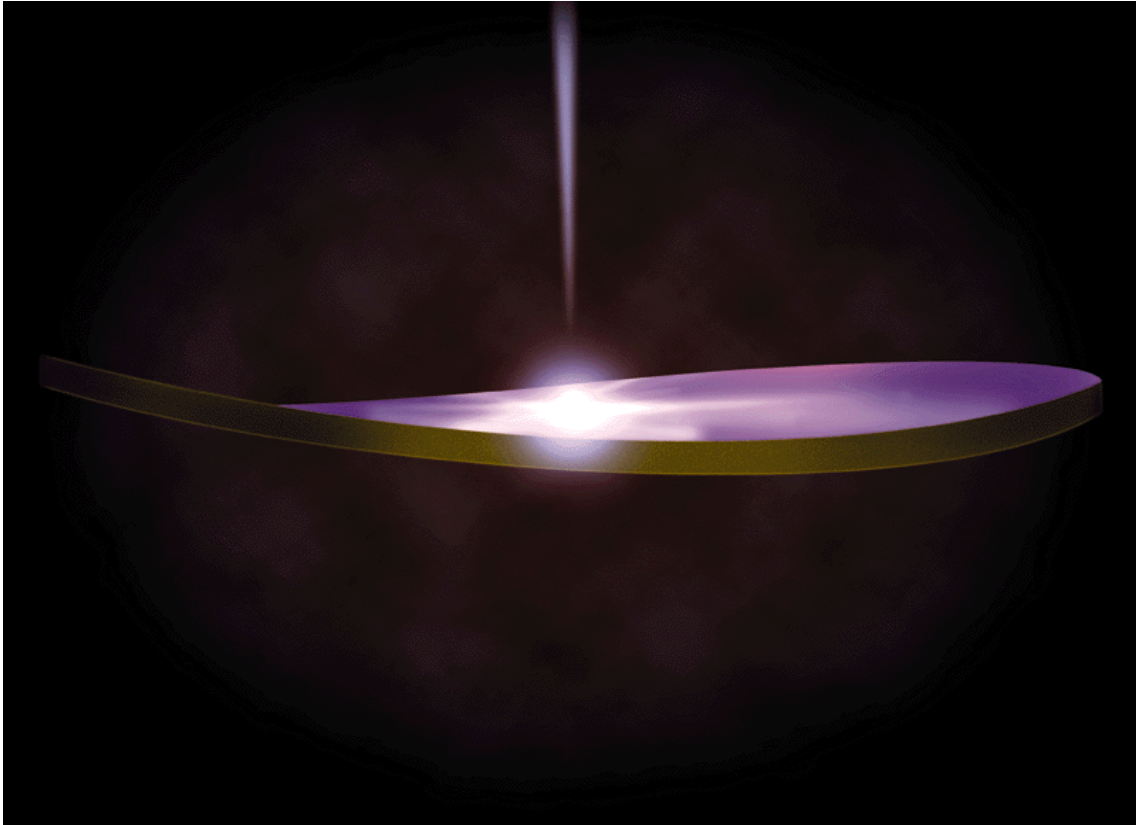


FIG. B.2 – This diagram shows the geometry of a warped disk of dust surrounding a suspected black hole in the active galaxy NGC 6251. The diagram is based on NASA Hubble Space Telescope images of the disk which reveal that only one side reflects light emitted from a suspected black hole, hence the disk is warped. Such a warp could be due to gravitational perturbations in the galaxy’s nucleus that keep the disk from being perfectly flat, or from precession of the rotation axis of the black hole relative to the rotation axis of the galaxy. Perpendicular to the disk is a jet of high-energy particles blasted into space along the black hole’s spin axis. Illustration : James Gitlin (Space Telescope Science Institute).

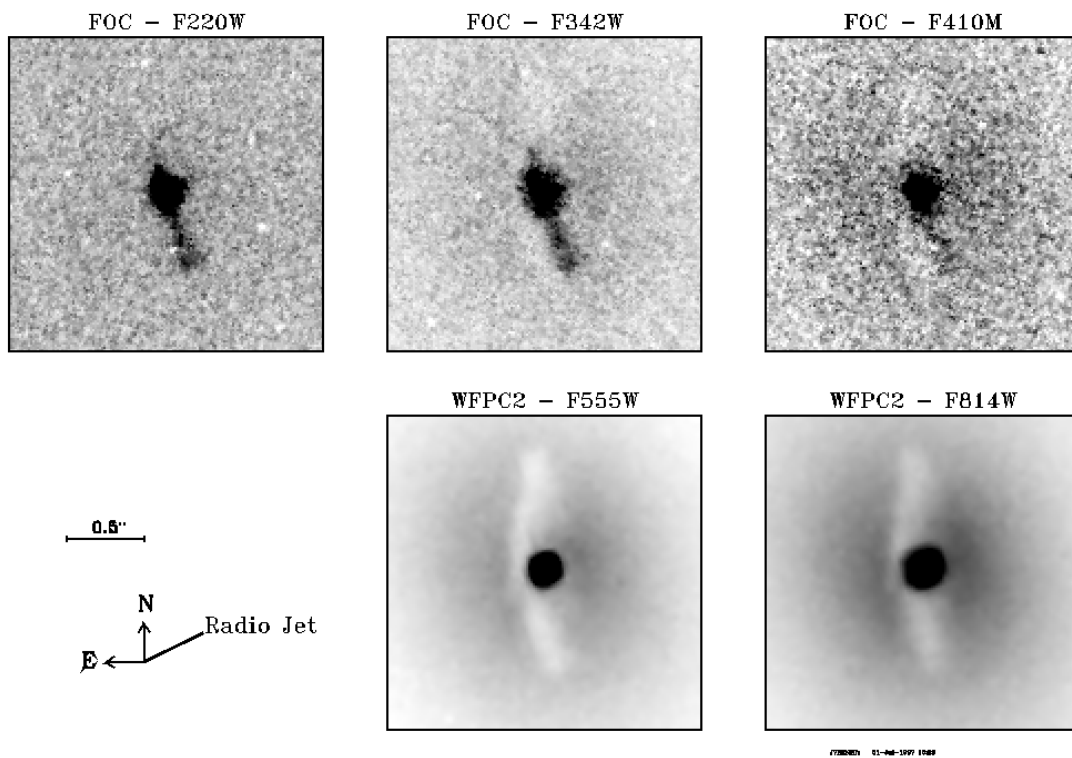


FIG. B.3 – Individual images that were used to create the HST color composite shown in figure B.1

Annexe C

Cimatti, di Serego Alighieri, Vernet et al. *ApJ Letters*, v. 499, L21

Résumé en français

Nous présentons les résultats d'observations spectropolarimétriques profondes de deux radiogalaxies puissantes à $z \sim 2,5$ (4C-00.54 et 4C+23.56) qui ont été obtenues avec le télescope de 10 mètres de diamètre Keck II. Le but de cette étude était d'étudier les contributions relatives des composantes stellaires et non stellaires du continu ultraviolet. Les deux galaxies montrent une polarisation linéaire élevée du continu entre $\sim 1300\text{--}2000\text{\AA}$ et un vecteur champ électrique perpendiculaire à l'axe principal de l'émission ultraviolette. De ce point de vue, ces objets sont similaires à la plupart des radiogalaxies du catalogue 3C situées à $z \sim 1$. Le spectre en flux total de 4C-00.54 et 4C+23.56 ne présente pas les importants profils de raies de type P Cygni ou les raies d'absorption photosphériques auxquelles on s'attendrait si le continu était dominé par la radiation d'étoiles jeunes et massives. Les seules raies d'absorption que nous détectons peuvent être identifiées avec des raies de SiII, CII et OI d'origine interstellaire. Nos résultats sont similaires à ceux obtenus sur les radiogalaxies du catalogue 3C à plus bas redshift, ce qui suggère que le continu des radiogalaxies puissantes à $z \sim 2,5$ est encore dominé par une radiation d'origine non stellaire et que les étoiles jeunes massives contribuent à moins de $\sim 50\%$ du continu à 1500 \AA .

Mots-clef :

Galaxies : actives — Objets individuels : 4C-00.54, 4C+23.56 — Polarisation — Quasars : général — Continu radio : galaxies — Diffusion — Ultraviolet : galaxies

Article

THE UV RADIATION FROM $z \sim 2.5$ RADIO GALAXIES: KECK SPECTROPOLARIMETRY OF 4C 23.56 AND 4C 00.54

ANDREA CIMATTI AND SPERELLO DI SEREGO ALIGHIERI

Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, I-50125, Firenze, Italy

JOËL VERNET

European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, Garching bei München, Germany

MARSHALL H. COHEN

Astronomy Department, California Institute of Technology, Mail Stop 105-24, Pasadena, CA 91125

AND

ROBERT A. E. FOSBURY

Space Telescope European Coordinating Facility, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, Garching bei München, Germany

Received 1998 March 5; accepted 1998 March 26; published 1998 April 28

ABSTRACT

We present the results of deep spectropolarimetry of two powerful radio galaxies at $z \sim 2.5$ (4C 00.54 and 4C 23.56) that was obtained with the W. M. Keck II 10 m telescope and which was aimed at studying the relative contribution of the stellar and nonstellar components to the ultraviolet continuum. Both galaxies show strong linear polarization of the continuum between rest-frame ~ 1300 – 2000 \AA , and the orientation of the electric vector is perpendicular to the main axis of the UV continuum. In this sense, our objects are like most 3C radio galaxies at $z \sim 1$. The total flux spectra of 4C 00.54 and 4C 23.56 do not show the strong P Cygni absorption features or the photospheric absorption lines expected when the UV continuum is dominated by young and massive stars. The only features detected can be ascribed to interstellar absorptions by Si II, C II, and O I. Our results are similar to those for 3C radio galaxies at lower z , which suggests that the UV continuum of powerful radio galaxies at $z \sim 2.5$ is still dominated by nonstellar radiation and that young massive stars do not contribute more than $\approx 50\%$ to the total continuum flux at 1500 \AA .

Subject headings: galaxies: active — galaxies: individual (4C 23.56, 4C 00.54) — polarization — quasars: general — radio continuum: galaxies — scattering — ultraviolet: galaxies

1. INTRODUCTION

High- z radio galaxies (HzRGs) are observable to very high redshifts and can be used to study the formation and evolution of massive elliptical galaxies (see McCarthy 1993 for a review). One of the most controversial issues is the physical cause of the alignment between the radio source and UV continuum axes of the HzRGs (the so-called alignment effect; Chambers, Miley, & van Breugel 1987; McCarthy et al. 1987). Two main competing scenarios have been proposed. The first is star formation induced by the propagation of the radio source through the ambient gas (see McCarthy 1993 and references therein); the second explains the alignment effect as the result of a hidden quasar whose radiation is emitted anisotropically and scattered toward the observer, producing strong linear polarization perpendicular to the radio-UV axis (Tadhunter, Fosbury, & di Serego Alighieri 1988; di Serego Alighieri et al. 1989). The latter scenario is closely related to the unification of powerful radio-loud active galactic nuclei (AGNs) and provides a way of testing it directly (see Antonucci 1993 and references therein). After the first detections of strong UV polarization in HzRGs obtained with 4 m class telescopes (di Serego Alighieri et al. 1989; Jannuzi & Elston 1991; Tadhunter et al. 1992; Cimatti et al. 1993), recent observations made with the Keck I 10 m telescope have demonstrated the presence of spatially extended UV continuum polarization and of hidden quasar nuclei in some of the 3C radio galaxies at $0.7 < z < 1.8$, favoring the beaming and scattering scenario (Cohen et al. 1996; Cimatti et al. 1996, 1997; Dey et al. 1996; Tran et al. 1998). On the other hand, Dey et al. (1997) have recently shown that the UV continuum of 4C 41.17 ($z = 3.8$) is unpolarized and consistent with that of a typical starburst galaxy. The most stringent comparison between the starburst and the scattering scenarios can be per-

formed at $\lambda_{(\text{rest})} \sim 1000$ – 2000 \AA , where most of the strongest spectral features of O and B stars are located. This spectral window can be covered from the ground by observing radio galaxies at $z > 2$. We have started a program of observations of these galaxies using spectropolarimetry at the Keck II 10 m telescope, and in this Letter we report on the first two objects we have studied, concentrating on their continuum and absorption-line properties. Throughout this Letter, we assume $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 0$.

2. OBSERVATIONS AND ANALYSIS

The observations were made on UT 1997 July 5–7 with the Keck II 10 m telescope equipped with the low-resolution imaging spectrometer (LRIS) (Oke et al. 1995) and its polarimeter (Goodrich, Cohen, & Putney 1995). The LRIS detector is a Tek 2048² CCD with $24 \mu\text{m}$ pixels which correspond to a scale of $0''.214 \text{ pixel}^{-1}$. We used a 300 line mm^{-1} grating and a $1''.5$ wide slit, which provide a dispersion of $2.4 \text{ \AA pixel}^{-1}$. The spectral resolution, measured from sky and HgKr lamp lines, is $\approx 13 \text{ \AA}$ (FWHM). The seeing ranged from about $0''.5$ to $1''.0$. Polarized (VI Cygni 12) and unpolarized/spectrophotometric (BD +33^o2642) standard stars (Schmidt, Elston, & Lupie 1992) were observed in order to check and calibrate the polarimeter and to flux-calibrate the spectra of the radio galaxies. Details on the observation technique and on the data reduction can be found in recent papers (Cimatti et al. 1996; Dey et al. 1996; Cohen et al. 1997). The statistical errors on P and θ have been treated following the method outlined by Fosbury, Cimatti, & di Serego Alighieri (1993) and developed by Vernet et al. (1998).

We observed 4C 23.56 ($z = 2.482$; Knopp & Chambers 1997) and 4C 00.54 ($z = 2.366$; Röttgering et al. 1997). These

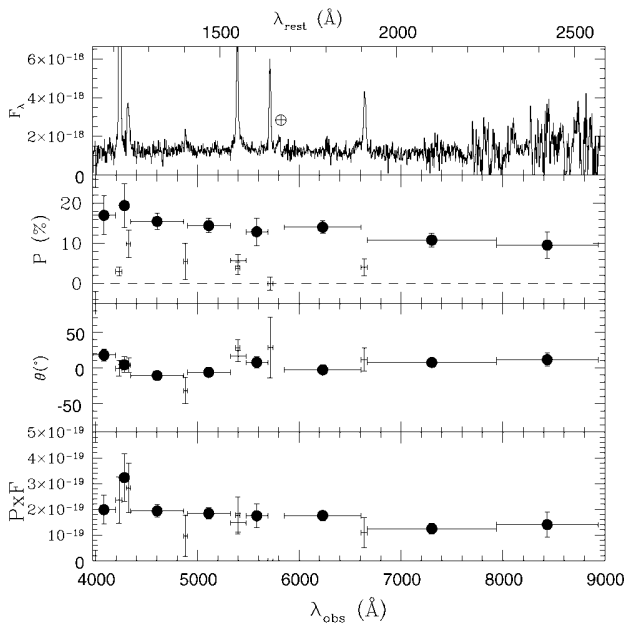


FIG. 1.—Spectral and polarization properties of 4C 23.56*a*. From top to bottom: the observed total flux spectrum, the percentage polarization, the position angle of the electric vector, and the polarized flux spectrum. Filled circles and crosses indicate, respectively, continuum and emission lines with their underlying continuum.

galaxies were selected to have Ly α redshifted to $\lambda > 4000$ Å and to be observable continuously for several hours. The galaxy 4C 23.56 was observed with the slit oriented at P.A. = 47° in one set for 4×1800 s, in one set for $(1800 + 1626 + 1320 + 1320)$ s, and in one set for $(2700 + 3 \times 2100)$ s, which corresponds to a total integration time of about 6.2 hr. The galaxy 4C 00.54 was observed with the slit oriented at P.A. = 134° in one set for 4×1800 s and in one set for 4×2280 s (i.e., about 4.5 hr). The galaxy 4C 23.56 has two main components separated by about $5''$ (called *a* and *b*); both have strong Ly α emission, but most of the continuum emission comes from the southwest region (component *a*) (Knopp & Chambers 1997). The spectra of 4C 00.54 and 4C 23.56*b* were extracted with an aperture of 19 pixels ($4''.1$), whereas an aperture of 23 pixels ($4''.9$) was used for 4C 23.56*a*. Since the nights were not photometric, the spectra have been scaled to the published *R*-band magnitudes of the two galaxies (Knopp & Chambers 1997; Röttgering et al. 1997). The spectra were finally dereddened for Galactic extinction using the Burstein & Heiles (1982) maps, which provided $E_{B-V} = 0.16$ and $E_{B-V} = 0.02$ for 4C 23.56 and 4C 00.54, respectively, and adopting the extinction curve of Cardelli, Clayton, & Mathis (1989).

3. RESULTS

The results of spectropolarimetry are displayed in Figures 1–3. Both galaxies show linearly polarized UV continuum. The degree of polarization rises into the blue for 4C 23.56*a*. For 4C 23.56*b* (Fig. 2), we derive an upper limit of $P_{3\sigma} < 6.9\%$ in the range $\lambda_{\text{obs}} = 4266\text{--}7000$ Å. The signal-to-noise ratio for 4C 00.54 is lower, but we detect significant polarization in the bluest part of the spectrum, with $P = 11.9\% \pm 2.6\%$ and $P = 13.1\% \pm 2.3\%$ at $\Delta\lambda_{\text{obs}} = 4199\text{--}4667$ and $4745\text{--}5160$ Å, respectively. If we define two wide bins, we still measure sig-

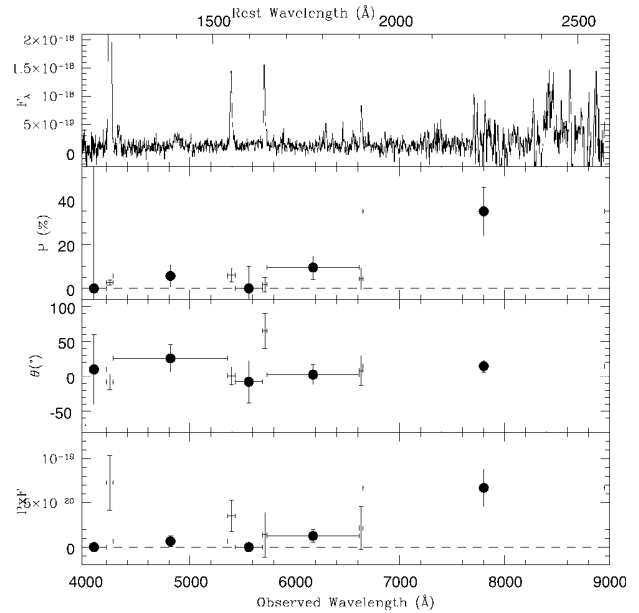


FIG. 2.—Spectral and polarization properties of 4C 23.56*b* (symbols as in Fig. 1). No significant polarization is detected.

nificant polarization ($P = 8.9\% \pm 1.1\%$ and $P = 4.2\% \pm 1.3\%$ at $\Delta\lambda_{\text{obs}} = 4199\text{--}5495$ and $5627\text{--}7500$ Å, respectively), which suggests an increase of $P(\lambda)$ into the blue also for this galaxy. The position angle of the electric vector (θ) is approximately perpendicular to the main axis of the UV continuum of both galaxies (4C 23.56*a*: P.A._{UVcont.} $\sim 90^\circ$; Knopp & Chambers 1997; 4C 00.54: P.A._{UVcont.} $\sim 0^\circ$; H. Röttgering 1998, private communication). Table 1 shows the properties of the emission lines in the total flux spectra, but the signal-to-noise ratio of the present data is insufficient to reach a definitive conclusion

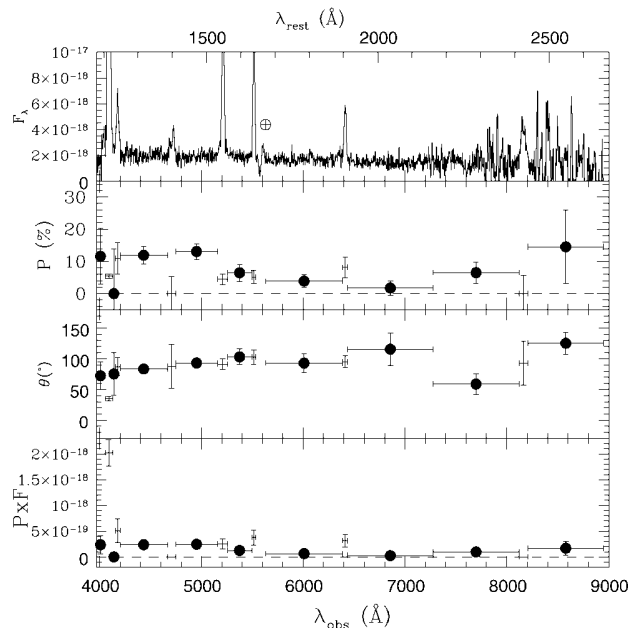


FIG. 3.—Spectral and polarization properties of 4C 00.54 (symbols as in Fig. 1). The polarization of the Ly α line is an artifact due to cosmic-ray residuals (see text).

TABLE 1
EMISSION-LINE MEASUREMENTS

Galaxy	Line	$F/F(\text{Ly}\alpha)^a$	$W_\lambda(\text{obs})$ (\AA)	FWHM (km s^{-1})	
4C 23.56a	Ly α	1.00	302	1458	
	N v $\lambda 1240$	0.17	58	1914	
	Si iv $\lambda 1394$	0.02	10	1400	
	Si iv $\lambda 1403$	0.04	15	1200	
	C iv $\lambda 1549$	0.26	77	1057	
	He ii $\lambda 1640$	0.19	72	1024	
	O iii] $\lambda\lambda 1658\text{--}1666$	0.06	29	2089	
	C iii] $\lambda 1908$	0.16	66	1219	
	C ii] $\lambda 2327$	0.10	52	1607	
	[Ne iv] $\lambda 2424$	0.17	112	1954	
4C 23.56b	Ly α	1.00	2200	1565	
	N v $\lambda 1240$	0.08	438	2916	
	C iv $\lambda 1549$	0.17	299	1252	
	He ii $\lambda 1640$	0.14	254	972	
	C iii] $\lambda 1908$	0.08	160	922	
	4C 00.54	Ly α	1.0	1488	1466
		N v $\lambda 1240$	0.06	78	2156
		Si iv $\lambda 1394$	0.015	22	1867
		Si iv $\lambda 1403$	0.022	32	1460
		C iv $\lambda 1549$	0.12	139	1381
He ii $\lambda 1640$		0.09	129	1087	
O iii] $\lambda\lambda 1658\text{--}1666$		0.013	22	1284	
C iii] $\lambda 1908$		0.04	74	1123	
C ii] $\lambda 2327$		0.013	38	500	
[Ne iv] $\lambda 2424$		0.08	216	2243	

^a Ly α fluxes: 8.0×10^{-16} ergs s^{-1} cm^{-2} (4C 23.56a), 3.0×10^{-16} ergs s^{-1} cm^{-2} (4C 23.56b), and 2.8×10^{-15} ergs s^{-1} cm^{-2} (4C 00.54). The fluxes are in the observed frame and dereddened using $E_{B-V} = 0.16$ (4C 23.56) and $E_{B-V} = 0.02$ (4C 00.54) (see text).

about their polarization. For 4C 23.56a, we derive the continuum-subtracted degree of polarization of the strongest emission lines: $P_{3\sigma}(\text{Ly}\alpha) < 5.0\%$ and $P_{3\sigma}(\text{C iv}) < 8.0\%$. For 4C 00.54, we obtain $P_{3\sigma}(\text{C iv}) < 9.5\%$, whereas we detect a formally significant polarization for the Ly α line ($P = 6.0 \pm 0.7\%$, $\theta = 30^\circ \pm 2.5^\circ$). However, we do not regard this Ly α polarization as real because the line is heavily affected by cosmic-ray residuals.

We searched for the spectral signatures of young massive stars by looking for P Cygni profiles (in the lines N v $\lambda 1240$, O v $\lambda 1371$, Si iv $\lambda 1400$, C iv $\lambda 1549$, He ii $\lambda 1640$, and N iv $\lambda 1719$) and for unambiguously photospheric absorption lines not affected by nearby emission lines (such as Si iii $\lambda 1296$, Si iii $\lambda 1417$, C iii $\lambda 1428$, and S v $\lambda 1502$). We compared our spectra to that of the starburst region B1 in the nearby star-forming galaxy NGC 1741 (Conti, Leitherer, & Vacca 1996), and we also searched using the line lists of Kinney et al. (1993). No clear evidence was found for any of the P Cygni absorptions (see Figs. 4 and 5). For the photospheric absorptions, after taking into account the spectral resolution, we obtain the most stringent limits for Si iii $\lambda 1296$ and S v $\lambda 1502$, where for both lines we obtain $W_\lambda(\text{rest}) < 0.6 \text{ \AA}$ in 4C 23.56a and $W_\lambda(\text{rest}) < 0.7 \text{ \AA}$ in 4C 00.54. In comparison, NGC 1741B1 has $W_\lambda \sim 0.6 \text{ \AA}$ for both lines (Conti et al. 1996), and 4C 41.17 has $W_\lambda(\text{rest})$ (Si iii $\lambda 1296$) = $0.8 \pm 0.2 \text{ \AA}$ and $W_\lambda(\text{rest})$ (S v $\lambda 1502$) = $0.4 \pm 0.1 \text{ \AA}$ (Dey et al. 1997). Only for 4C 00.54 do we tentatively detect an absorption line: C iii $\lambda 1428$ [$W_\lambda(\text{rest}) = 0.6 \text{ \AA}$; Fig. 5], whereas the same line has $W_\lambda(\text{rest}) < 0.6 \text{ \AA}$ in 4C 23.56a. The C iii $\lambda 1428$ line is observed typically in O stars (Kinney et al. 1993), and it has $W_\lambda \sim 0.5 \text{ \AA}$ in NGC 1741B1 (Conti et al. 1996). However, because of the lack of other strong O star features in the spectrum of 4C 00.54, we regard the detection of the C iii $\lambda 1428$ line as uncertain. The only clear and significantly detected absorption

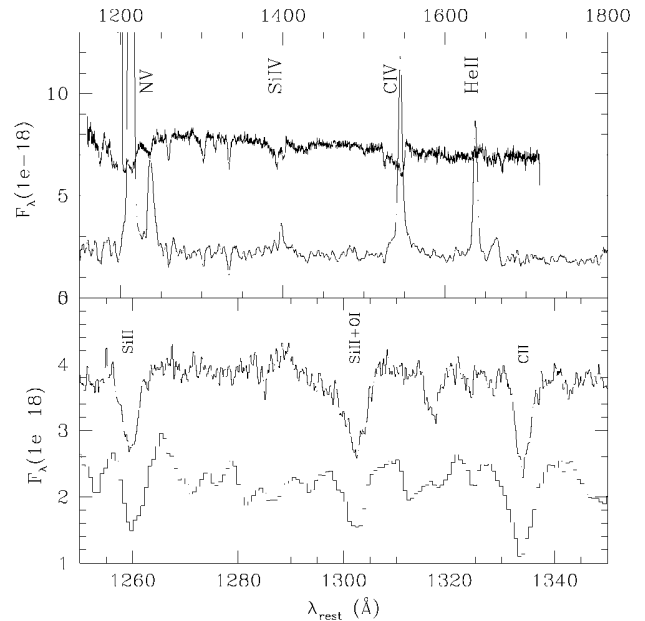


FIG. 4.—*Top, lower spectrum*: 4C 23.56a corrected for Galactic extinction (the spectrum is smoothed with a 3 pixel boxcar). *Top, upper spectrum*: the nearby starburst galaxy NGC 1741B1 scaled to the continuum of 4C 23.56a and offset by +5.5. *Bottom*, Spectrum of 4C 23.56a (*lower*) compared to that of NGC 1741B1 (*upper*) (offset by +1.5).

lines are Si ii $\lambda 1260$, Si ii + O i $\lambda 1303$, C ii $\lambda 1335$, and Si ii $\lambda 1526$ (Figs. 4 and 5; Table 2). These lines are generally ascribed to interstellar absorption (Kinney et al. 1993; Sahu & Blades 1997). Their rest-frame equivalent widths (typically 1–2 \AA) are, within the errors, similar to those detected in 4C 41.17, i.e., larger than the Galactic values (Kinney et al. 1993) but

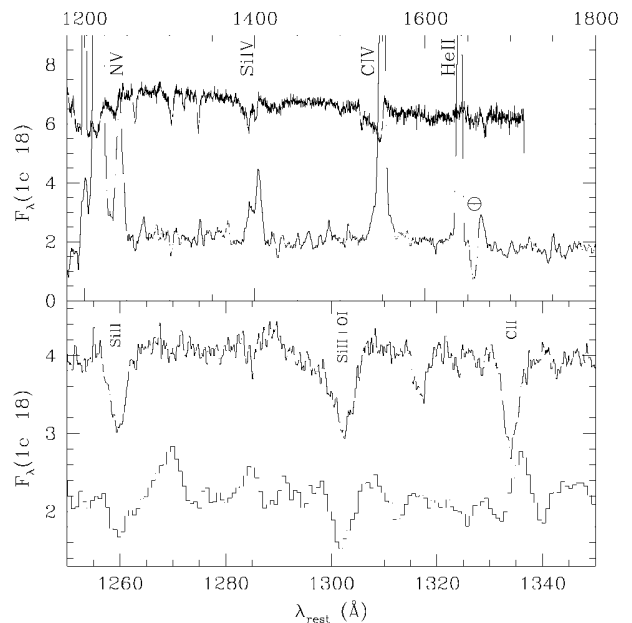


FIG. 5.—*Top, lower spectrum*: 4C 00.54 corrected for Galactic extinction (the spectrum is smoothed with a 3 pixel boxcar). *Top, upper spectrum*: the nearby starburst galaxy NGC 1741B1 scaled to the continuum of 4C 00.54 and offset by +5.0. *Bottom*, Spectrum of 4C 00.54 (*lower*) compared to that of NGC 1741B1 (*upper*) (offset by +2.0).

TABLE 2
ABSORPTION-LINE MEASUREMENTS

Galaxy	λ_{obs} (Å)	$W_{\lambda}(\text{obs})$ (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	Identification
4C 23.56a	4400.0	5.0 ± 0.7	648 ± 136	Si II λ 1260.4
	4547.5	5.5 ± 0.6	798 ± 152	O I λ 1302.2 + Si II λ 1304.4
	4657.0	8.0 ± 0.8	805 ± 161	C II λ 1335
	5323.0	3.0 ± 0.5	338 ± 112	Si II λ 1527
4C 00.54	4236.5	3.0 ± 0.5	389 ± 141	Si II λ 1260.4
	4379.3	5.5 ± 0.9	959 ± 198	O I λ 1302.2 + Si II λ 1304.4
	4799.0	2.5 ± 0.5	281 ± 94	C III λ 1428 ?

somewhat smaller than the typical values observed in nearby starburst galaxies (~ 2 Å; Conti et al. 1996).

4. DISCUSSION

Our observations suggest that the UV spectra of 4C 23.56 and 4C 00.54 are not dominated by young massive stars, whereas the strong perpendicular polarization indicates the presence of a relevant scattered continuum, which makes 4C 23.56 and 4C 00.54 similar to the polarized 3C radio galaxies at $0.7 < z < 2$. Adopting the prescriptions of Dickson et al. (1995) and Manzini & di Serego Alighieri (1996) and assuming the average He II λ 1640/H β ratio (3.18) observed in radio galaxies (McCarthy 1993), we estimate that the nebular continuum contributes only $\sim 8\%$ and $\sim 13\%$ to the total flux at 1500 Å for 4C 23.56a and 4C 00.54, respectively.

If we assume that all HzRGs have an obscured quasar nucleus which feeds the powerful radio source and whose light is scattered by dust and/or electrons, we can interpret the low (or null) polarization of 4C 41.17 (Dey et al. 1997) as due to dilution of the scattered radiation by the unpolarized light of young stars. A limit on the amount of stellar light in the UV continuum of 4C 23.56a and 4C 00.54 can be derived by assuming that the observed polarization is diluted by the unpolarized stellar and nebular continua. The ratio between the stellar light and the total flux at 1500 Å can be roughly estimated as $F_{\text{stars}}/F_{\text{total}} = [1 - (P_{\text{obs}}/P_0)] - \kappa$, where P_{obs} and P_0 are the observed and intrinsic degrees of polarization, and κ is the ratio between the nebular and the total continuum. Adopting a half-cone opening angle of 45° and an angle of 90° between the cone axis and the line of sight, we derive $P_0 \sim 30\%$ and $P_0 \sim 50\%$ for dust (Manzini & di Serego Alighieri 1996) and

electron scattering (Miller, Goodrich, & Mathews 1991), respectively. Thus, adopting $P_{\text{obs}}(1500 \text{ Å}) = 13.1\%$ and 14.4% for 4C 00.54 and 4C 23.56a, respectively, for dust scattering we obtain that $F_{\text{stars}}/F_{\text{total}} \leq 43\%$ and $\leq 44\%$ for 4C 00.54 and 4C 23.56a, respectively, whereas $F_{\text{stars}}/F_{\text{total}}$ increases to $\leq 61\%$ and $\leq 63\%$ for electron scattering. These ratios can be considered upper limits because we do not know whether the observed scattered light is really diluted by a stellar continuum, and the ratios imply that stellar light cannot contribute more than about half of the UV continuum at 1500 Å.

The properties of 4C 23.56, 4C 00.54, and 4C 41.17 can be interpreted in a evolutionary scenario in which HzRGs at $z > 3$ have a major episode of star formation and their AGN scattered component is diluted by the stellar light, but it becomes observable at lower z when the starburst ceases. However, given the rapid evolution of the UV light from a starburst, it is also possible that 4C 41.17 simply represents a case that is dominated by the starburst rather than by an evolutionary sequence. Future observation of a complete sample of HzRGs will help us to understand the nature of the alignment effect and the evolution of the host galaxies of powerful radio sources.

We are grateful to the referee, Pat McCarthy, for useful suggestions, to Arjun Dey and Sofia Randich for helpful comments, and to Ken Chambers for discussions regarding 4C 23.56. The W. M. Keck Observatory is operated as a scientific partnership between the California Institute of Technology and the University of California; it was made possible by the generous financial support of the W. M. Keck Foundation. R. A. E. F. is affiliated with the Astrophysics Division, Space Science Department, European Space Agency.

REFERENCES

- Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473
 Burstein, D., & Heiles, C. 1982, AJ, 87, 1167
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
 Chambers, K. C., Miley, G. K., & van Breugel, W. 1987, Nature, 329, 604
 Cimatti, A., Dey, A., van Breugel, W., Antonucci, R., & Spinrad, H. 1996, ApJ, 465, 145
 Cimatti, A., Dey, A., van Breugel, W., Hurt, T., & Antonucci, R. 1997, ApJ, 476, 677
 Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Salvati, M., & Taylor, D. 1993, MNRAS, 264, 421
 Cohen, M. H., Tran, H. D., Ogle, P. M., & Goodrich, R. W. 1996, in IAU Symp. 175, Extragalactic Radio Sources, ed. R. D. Ekers, C. Fanti, & L. Padrielli (Dordrecht: Kluwer), 223
 Cohen, M. H., Vermeulen, R. C., Ogle, P. M., & Tran, H. D. 1997, ApJ, 484, 193
 Conti, P. S., Leitherer, C., & Vacca, W. D. 1996, ApJ, 461, L87
 Dey, A., Cimatti, A., van Breugel, W., Antonucci, R., & Spinrad, H. 1996, ApJ, 465, 157
 Dey, A., van Breugel, W., Vacca, W., & Antonucci, R. 1997, ApJ, 490, 698
 Dickson, R., Tadhunter, C., Shaw, M., Clark, N., & Morganti, R. 1995, MNRAS, 273, L29
 di Serego Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Quinn, P. J., & Tadhunter, C. N. 1989, Nature, 341, 307
 Fosbury, R. A. E., Cimatti, A., & di Serego Alighieri, S. 1993, Messenger, 74, 11
 Goodrich, R., Cohen, M. H., & Putney, A. 1995, PASP, 107, 179
 Jannuzi, B. T., & Elston, R. 1991, ApJ, 366, L69
 Kinney, A. L., Bohlin, R. C., Calzetti, D., Panagia, N., & Wyse, R. 1993, ApJS, 86, 5
 Knopp, G. P., & Chambers, K. C. 1997, ApJS, 109, 367
 Manzini, A., & di Serego Alighieri, S. 1996, A&A, 311, 79
 McCarthy, P. J. 1993, ARA&A, 31, 693
 McCarthy, P. J., van Breugel, W., Spinrad, H., & Djorgovski, S. 1987, ApJ, 321, L29
 Miller, J. S., Goodrich, R. W., & Mathews, W. G. 1991, ApJ, 378, 47
 Oke, J. B., et al. 1995, PASP, 107, 335
 Röttgering, H. J. A., van Ojik, R., Miley, G. K., Chambers, K. C., van Breugel, W. J. M., & de Koff, S. 1997, A&A, 326, 505
 Sahu, M. S., & Blades, J. C. 1997, ApJ, 484, L125
 Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, AJ, 104, 1563

Tadhunter, C. N., Fosbury, R. A. E., & di Serego Alighieri, S. 1988, BL Lac Objects, ed. L. Maraschi, T. Maccacaro, & M. H. Ulrich (Berlin: Springer), 79

Tadhunter, C. N., Scarrott, S. M., Draper, P., & Rolph, C. 1992, MNRAS, 256, 53P

Tran, H. D., Cohen, M. H., Ogle, P. M., Goodrich, R. W., & di Serego Alighieri, S. 1998, ApJ, in press

Vernet, J., Cimatti, A., Cohen, M. H., di Serego Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Goodrich, R. W., & Villar-Martin, M. 1998, in preparation

Liste de publications

Publications dans des journaux a comité de lecture

1. Radio galaxies at $z \sim 2.5$: results from Keck spectropolarimetry, **Vernet J.**, Fosbury R. A. E., Villar-Martín M., Cohen M. H., Cimatti A., di Serego Alighieri S. and Goodrich R. W., 2001, *A&A*, v. **366**, 7, astro-ph/0010640.
2. Interpreting the kinematics of the extended gas in distant radio galaxies from 8-10m telescope spectra, Villar-Martín M., Alonso-Herrero A., di Serego Alighieri S. and **Vernet J.**, 2000, *A&A Supl.*, v. *147*, 291, astro-ph/0009275.
3. The UV radiation from $z \approx 2.5$ radio galaxies : Keck spectropolarimetry of 4C 23.56 and 4C 00.54, Cimatti A., di Serego Alighieri S., **Vernet J.**, Cohen M. H., and Fosbury R. A. E., 1998, *ApJ*, v. **499**, L21.
4. An Anomalous Ultraviolet Extension in NGC 6251, Crane P. and **Vernet J.**, 1997, *ApJ*, v. **486**, L91.

Comptes rendus de conférences

1. Gas metallicity and early evolution of distant radiogalaxies, Villar-Martín M., Fosbury R. A. E., **Vernet J.**, Cohen M. H., Cimatti A. and di Serego Alighieri S., in the proceedings of the Euroconference : "The evolution of galaxies. I- Observational Clues", 2000, Eds. J. M. Vilchez, G. Stasinska & E. Perez, astro-ph/0008085
2. Keck spectropolarimetry of $z \sim 2.5$ radio galaxies, **Vernet J.**, Fosbury R. A. E., Villar-Martín M., Cohen M. H., di Serego Alighieri S. and Cimatti A., 1999, in *the PASP proceedings of the conference on "The Hy-Redshift Universe : Galaxy Formation and Evolution at High Redshift"*, Berkeley, Eds. A.J. Bunker & W.J.M. van Breugel.
3. The contribution of galaxies to the ionising background radiation, Valls-Gabaud D. and **Vernet J.**, 1999, in *the proceedings of the ESO conference "Chemical Evolution from Zero to High Redshift"*, ESO Astrophysics Symposia, Eds. Walsh J. and Rosa M., (Berlin : Springer Verlag), pp. 268-273
4. Origin of the continuum of high redshift radio galaxies, **Vernet J.**, Fosbury R. A. E., Villar-Martín M., Cohen M. H., Cimatti A., di Serego Alighieri S., 1999, in *the*

proceedings of the ESO conference "Chemical Evolution from Zero to High Redshift", ESO Astrophysics Symposia, Eds. Walsh J. and Rosa M., (Berlin : Springer Verlag), p. 274

5. The NV/CIV ratio in high redshift radio galaxies, Fosbury R. A. E., **Vernet J.**, Villar-Martín M., Cohen M. H., Cimatti A., di Serego Alighieri S., 1999, *in the proceedings of the ESO conference "Chemical Evolution from Zero to High Redshift", ESO Astrophysics Synposia, Eds. Walsh J. and Rosa M., (Berlin : Springer Verlag), pp. 227-232*
6. The Structure and Composition of High Redshift Radio Galaxies, Fosbury R. A. E., **Vernet J.**, Villar-Martín M., Cohen M. H., di Serego Alighieri S., Cimatti A., Pentericci L. and McCarthy P., 1998, *in the Proceedings of the Pula International Workshop on "NICMOS and the VLT : A New Era of High Resolution Near Infrared Imaging and Spectroscopy", Eds. Freudling W. , ESO.*
7. Optical continuum structure of Cygnus A, Fosbury R. A. E., **Vernet J.**, Villar-Martín M., Cohen M. H., Ogle P. M., Tran H. D., Hook R. N., 1998, *in the Proceedings of the KNAW Conference on "The most distant radio galaxies", Eds. Röttgering H., Best P. and Lehnert M., (Reidel.)*
8. No sign of starburst in $z \sim 2.5$ radio galaxies, Cimatti A., di Serego Alighieri S., **Vernet J.**, Cohen M. H., Fosbury R. A. E., 1998, *in the Proceedings of the KNAW Conference on "The most distant radio galaxies", Eds. Röttgering H., Best P. and Lehnert M., (Reidel.)*
9. Keck spectropolarimetry of radio galaxies at $z \sim 2.5$, Cimatti A., di Serego Alighieri S., **Vernet J.**, Cohen M. H., Fosbury R. A. E., 1998, *in the proceedings of the Rome meeting on "The Young Universe : Galaxy Formation and Evolution at Intermediate and High Redshift", Eds. D'Odorico S., Fontana A., and Giallongo E., ASP Conference Series, 146, 59*
10. Extended UV Emission in the Nucleus of NGC6251, Crane P. and **Vernet J.**, 1997, *Bull. American Astron. Soc., 190, 39.13*
11. Galaxies and the Ionising Background Radiation, Valls-Gabaud D. and **Vernet J.**, 1997, *in the Proceedings of 13th IAP Colloquium on "Structure and Evolution of the IGM from QSO Absorption Lines", Eds. Petitjean P. and Charlot S., (Frontières), p. 454*
12. On the contribution of galaxies to the ionising background, **Vernet J.** and Valls-Gabaud D., 1997, *in the Proceedings of the 37th Hertsmonceux Conference on "The Hubble Space Telescope and the High Redshift Universe", Eds. Tanvir N. R., Aragon-Salamanca A., Wall J. V., p. 353*

Bibliographie

- Adams T. F. 1971, On Lyman Alpha Emission from the Galaxy, *A&A* **12**, 280.
- Adams T. F. 1972, The Escape of Resonance-Line Radiation from Extremely Opaque Media, *ApJ* **174**, 439.
- Antonucci R. 1993, Unified models for active galactic nuclei and quasars, *ARA&A* **31**, 473.
- Antonucci R. R. J. et Miller J. S. 1984, The Seyfert 1 inside NGC 1068., dans *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 16, p. 957.
- Antonucci R. R. J. et Miller J. S. 1985, Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068, *ApJ* **297**, 621.
- Appenzeller I., Duensing K. H., Fricke K., Gong S. *et al.* 1992, "FORS : A Multi-Purpose Instrument for the ESO VLT", dans *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, p. 577.
- Archibald E. N., Dunlop J. S., Hughes D. H., Rawlings S. *et al.* 2000, A submillimeter survey of the star-formation history of radio galaxies, *MNRAS* submitted, astro-ph/0002083.
- Arimoto N. et Yoshii Y. 1987, Chemical and photometric properties of a galactic wind model for elliptical galaxies, *A&A* **173**, 23.
- Auer L. H. 1968, Transfer of Lyman Alpha in Diffuse Nebulae, *ApJ* **153**, 783.
- Baade W. et Minkowski R. 1954, Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus A, and Puppis A., *ApJ* **119**, 206.
- Bahcall J. N. et Salpeter E. E. 1965, On the Interaction of Radiation from Distant Sources with the Intervening Medium., *ApJ* **142**, 1677.
- Barger A. J., Cowie L. L. et Richards E. A. 2000, "Mapping the Evolution of High-Redshift Dusty Galaxies with Submillimeter Observations of a Radio-selected Sample", *AJ* **119**, 2092.
- Barger A. J., Cowie L. L., Sanders D. B., Fulton E. *et al.* 1998, Submillimetre-wavelength detection of dusty star-forming galaxies at high redshift., *Nat* **394**, 248.
- Baugh C. M., Cole S. et Frenk C. S. 1996, Faint galaxy counts as a function of morphological type in a hierarchical merger model, *MNRAS* **282**, L27.

-
- Baugh C. M., Cole S., Frenk C. S. et Lacey C. G. 1998, The Epoch of Galaxy Formation, *ApJ* **498**, 504.
- Baum W. A. et Minkowski R. 1960, Observations of a Large Redshift., *AJ* **65**, 483.
- Bennett A. S. 1962, The revised 3C catalogue of radio sources., *Mem. R. Astron. Soc.* **68**, 163.
- Bi H. et Davidsen A. F. 1997, Evolution of Structure in the Intergalactic Medium and the Nature of the LY alpha Forest, *ApJ* **479**, 523.
- Bica E. 1988, "Population synthesis in galactic nuclei using a library of star clusters", *A&A* **195**, 76.
- Bica E., Arimoto N. et Alloin D. 1988, Star formation histories in galaxies - Confrontation of theory and observation, *A&A* **202**, 8.
- Biretta J. 1996, *WFPC2 Instrument Handbook*, STScI, Baltimore, 4^e édn.
- Blumenthal G. et Miley G. 1979, Spectral index dependent properties of steep spectrum radio sources, *A&A* **80**, 13.
- Blundell K. M. et Rawlings S. 1999, The inevitable youthfulness of known high-redshift radio galaxies, *Nat* **399**, 330.
- Bönnhardt H. 2000, *FORS1+2 User Manual*, ESO, Paranal Observatory, Atacama Desert, Chile, Issue 2.0.
- Born M. et Wolf E. 1965, *Principles of Optics*, Pergammon, New York.
- Burbidge E. M., Lynds C. R. et Burbidge G. R. 1966, On the Measurement and Interpretation of Absorption Features in the Spectrum of the Quasi-Stellar Object 3C 191, *ApJ* **144**, 447.
- Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., Kinney A. L. *et al.* 2000, The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies, *ApJ* **533**, 682.
- Calzetti D. et Heckman T. M. 1999, The evolution of dust opacity in galaxies, *ApJ astro-ph/9811099*.
- Calzetti D., Kinney A. L. et Storchi-Bergmann T. 1994, Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies : The ultraviolet and optical extinction law, *ApJ* **429**, 582, Provided by the NASA Astrophysics Data System.
- Chambers K. C., Miley G. K. et van Breugel W. J. M. 1988, 4C 40.36 - A radio galaxy at a redshift of 2.3, *ApJ* **327**, L47.
- Chandrasekhar S. 1950, *Radiative transfer*, Oxford University Press.
- Charlot S. et Fall S. M. 1991, Attenuation of Lyman-alpha emission by dust in damped Lyman-alpha systems, *ApJ* **378**, 471.
- Charlot S. et Fall S. M. 1993, Ly α Emission from Galaxies, *ApJ* **415**, 580.

-
- Cimatti A., Andreani P., Röttgering H. et Tilanus R. 1998a, Vigorous star formation hidden by dust in a galaxy at a redshift of 1.4., *Nat* **392**, 895.
- Cimatti A., di Serego Alighieri S., Vernet J., Cohen M. H. *et al.* 1998b, The UV Radiation from $z \approx 2.5$ Radio Galaxies : Keck Spectropolarimetry of 4C 23.56 and 4C 00.54, *ApJ* **499**, L21, (paper I).
- Cimatti A., Freudling W., Röttgering H. J. A., Ivison R. J. *et al.* 1998c, Dust in high- z radio-loud AGN, *A&A* **329**, 399.
- Clarke D. et Stewart B. G. 1986, Statistical methods of stellar polarimetry, *Vistas in Astronomy* **29**, 27.
- Clarke D., Stewart B. G., Schwarz H. E. et Brooks A. 1983, The statistical behaviour of normalized Stokes parameters, *A&A* **126**, 260.
- Cohen M. H. 1996, *The LRIS polarimeter*, W. M. Keck Observatory, Waimea, Hawaii.
- Cohen M. H., Vermeulen R. C., Ogle P. M., Tran H. D. *et al.* 1997, PKS 0116+082 : An Optically Variable Compact Steep-Spectrum Source in A Narrow-Line Radio Galaxy, *ApJ* **484**, 193.
- Colla G., Fanti C., Fanti R., Ficarra A. *et al.* 1973, The B2 catalogue of radio sources - third part, *A&AS* **11**, 291.
- Collin S. et Zahn J.-P. 1999, Star formation and evolution in accretion disks around massive black holes, *A&A* **344**, 433.
- Cowan G. 1998, *Statistical data analysis*, Clarendon Press, Oxford.
- Cowie L. L. et Hu E. M. 1998, High- z Ly α Emitters. I. A Blank-Field Search for Objects near Redshift $z = 3.4$ in and around the Hubble Deep Field and the Hawaii Deep Field SSA 22, *AJ* **115**, 1319.
- Cowie L. L., Songaila A., Kim T. et Hu E. M. 1995, The metallicity and internal structure of the Lyman-alpha forest clouds, *AJ* **109**, 1522.
- Coziol R., Carlos Reyes R. E., Considère S., Davoust E. *et al.* 1999, The abundance of nitrogen in starburst nucleus galaxies, *A&A* **345**, 733.
- Crane P. et Vernet J. 1997, An anomalous ultraviolet extension in NGC6251, *ApJ* **486**, L91.
- Croom S. M., Smith R. J., Boyle B. J., Shanks T. *et al.* 2001, The 2dF QSO Redshift Survey - V. The 10k catalogue, *MNRAS* **322**, L29.
- Davidson K. 1977, On photoionization analyses of emission spectra of quasars, *ApJ* **218**, 20.
- de Breuck C. 2000, *Very distant radio galaxies : search techniques and emission line properties*, Thèse de doctorat, Leiden University.
- de Saint-Exupéry A. 1945, *Le petit prince*, Gallimard.

-
- de Sitter W. 1917, Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences. Third paper., *MNRAS* **78**, 3.
- Dey A., Cimatti A., van Breugel W., Antonucci R. *et al.* 1996, On the Origin of the Ultraviolet Continuum Emission from the High-Redshift Radio Galaxy 3C 256, *ApJ* **465**, 157.
- Dey A., Spinrad H., Stern D., Graham J. R. *et al.* 1998, A Galaxy at $z=5.34$, *ApJ* **498**, L93.
- Dey A., Van Breugel W., Vacca W. D. et Antonucci R. 1997, Triggered star formation in a massive galaxy at $z=3.8$: 4C41.17, *ApJ* **490**, 698.
- di Serego Alighieri S. 1997, Polarimetry with large telescopes, dans J. M. Rodriguez Espinosa, A. Herrero et F. Sanchez (éditeurs), *Instrumentation for large telescopes*, vol. VII Canary Island winter school of astrophysics, La Laguna, Tenerife, Spain, 1995, Cambridge University Press, Cambridge UK.
- di Serego Alighieri S., Cimatti A. et Fosbury R. A. E. 1993, Imaging polarimetry of high-redshift radio galaxies, *ApJ* **404**, 584.
- di Serego Alighieri S., Cimatti A., Fosbury R. A. E. et Perez-Fournon I. 1996, Spectropolarimetry of 3C 265, a misaligned radio galaxy, *MNRAS* **279**, L57.
- di Serego Alighieri S., Courvoisier T. J.-L., Fosbury R. A. E., Tadhunter C. N. *et al.* 1988, A blue, polarized continuum source near radio galaxy PKS2152-69, *Nat* **334**, 591.
- di Serego Alighieri S., Fosbury R. A. E., Tadhunter C. N. et Quinn P. J. 1989, Polarized light in high-redshift radio galaxies, *Nat* **341**, 307.
- Dunlop J. S. 1999, Old stellar populations in distant radio galaxies, dans *The Most Distant Radio Galaxies*, p. 71.
- Efstathiou G., Schaye J. et Theuns T. 2000, Lyman α absorption systems and the intergalactic medium, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* **358**, 2049.
- Ellison S. L., Songaila A., Schaye J. et Pettini M. 2000, The Enrichment History of the Intergalactic Medium-Measuring the C IV/H I Ratio in the LY α Forest, *AJ* **120**, 1175.
- Ferland G. J., Baldwin J. A., Korista K. T., Hamann F. *et al.* 1996, High Metal Enrichments in Luminous Quasars, *ApJ* **461**, 683+.
- Ferrarese L. et Merritt D. 2000, A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies, *ApJ* **539**, L9.
- Fosbury R., Cimatti A. et di Serego Alighieri S. 1993, The limits of faint-object polarimetry., *The Messenger* **74**, 11.
- Franx M., Illingworth G. D., Kelson D. D., van Dokkum P. G. *et al.* 1997, A Pair of Lensed Galaxies at $z=4.92$ in the Field of CL 1358+62, *ApJ* **486**, L75.

-
- Frayser D. T., Ivison R. J., Scoville N. Z., Yun M. *et al.* 1998, Molecular Gas in the $z = 2.8$ Submillimeter Galaxy SMM 02399-0136, *ApJ* **506**, L7.
- Friaca A. C. S. et Terlevich R. J. 1998, Formation and evolution of elliptical galaxies and QSO activity, *MNRAS* **298**, 399.
- Garnett D. R. 1990, Nitrogen in irregular galaxies, *ApJ* **363**, 142.
- Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A. *et al.* 2000, A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion, *ApJ* **539**, L13.
- Genzel R., Lutz D., Sturm E., Egami E. *et al.* 1998, What Powers Ultraluminous IRAS Galaxies ?, *ApJ* **498**, 579.
- Goodrich R. W., Cohen M. H. et Putney A. 1995, Spectropolarimetry. 2 : Circular polarization optics and techniques, *PASP* **107**, 179.
- Gunn J. E. et Peterson B. A. 1965, On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space., *ApJ* **142**, 1633.
- Hall J. S. et Mikesell A. H. 1949, Observations of polarized light from stars., *AJ* **54**, 187.
- Hamann E. et Ferland G. 1993a, Quasars : the Birth of Galaxies, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 26 **26**, 53.
- Hamann F. et Ferland G. 1992, The age and chemical evolution of high-redshift QSOs, *ApJ* **391**, L53.
- Hamann F. et Ferland G. 1993b, The Chemical Evolution of QSOs and the Implications for Cosmology and Galaxy Formation, *ApJ* **418**, 11.
- Hamann F. et Ferland G. 1999, Elemental Abundances in Quasistellar Objects : Star Formation and Galactic Nuclear Evolution at High Redshifts, *ARA&A* **37**, 487.
- Henry R., Edmunds M. et Köppen J. 2000, On the Cosmic Origins of Carbon and Nitrogen, *ApJ* **541**, 660.
- Hiltner W. A. 1949, On the Presence of Polarization in the Continuous Radiation of Stars. II., *ApJ* **109**, 471.
- Hiltner W. A. 1954, "Interstellar Polarization of 405 Stars.", *ApJ* **120**, 454.
- Hiltner W. A. 1956, "Photometric, Polarization, and Spectrographic Observations of O and B Stars.", *ApJS* **2**, 389.
- Hoyle F. 1946, The synthesis of the elements from hydrogen, *MNRAS* **106**, 343.
- Hubble E. et Humason M. L. 1931, The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae, *ApJ* **74**, 43.
- Hubble E. P. 1925, NGC 6822, a remote stellar system., *ApJ* **62**, 409.
- Hubble E. P. 1926, A spiral nebula as a stellar system : Messier 33., *ApJ* **63**, 236.
- Hubble E. P. 1929, A spiral nebula as a stellar system, Messier 31., *ApJ* **69**, 103.

-
- Hughes D. H., Dunlop J. S. et Rawlings S. 1997, High-redshift radio galaxies and quasars at submillimetre wavelengths : assessing their evolutionary status, *MNRAS* **289**, 766.
- Hughes D. H., Serjeant S., Dunlop J., Rowan-Robinson M. *et al.* 1998, High-redshift star formation in the Hubble Deep Field revealed by a submillimetre-wavelength survey., *Nat* **394**, 241.
- Ingham M. F. et Jameson R. F. 1968, Observations of the polarization of the night sky and a model of the zodiacal cloud normal to the elliptical plane, *MNRAS* **140**, 473.
- Jaffe W., Ford H. C., Ferrarese L., van den Bosch F. *et al.* 1993, A large nuclear accretion disk in the active galaxy NGC4261, *Nat* **364**, 213.
- Jimenez R., Padoan P., Dunlop J. S., Bowen D. V. *et al.* 2000, Protogalactic Starbursts at High Redshift, *ApJ* **532**, 152.
- Jin L., Arnett W. D. et Chakrabarti S. K. 1989, Nucleosynthesis inside thick accretion disks around black holes. II - Results for massive black holes, *ApJ* **336**, 572.
- Kauffmann G., Charlot S. et White S. D. M. 1996, Detection of strong evolution in the population of early-type galaxies, *MNRAS* **283**, L117.
- Kauffmann G. et Haehnelt M. 2000, A unified model for the evolution of galaxies and quasars, *MNRAS* **311**, 576.
- Kinman T. D. 1966, Object PHL 938 IN the Haro-Luyten Catalogue of Blue Stars, *ApJ* **144**, 1232.
- Knopp G. P. et Chambers K. C. 1997a, Deep Imaging of the field of High-Redshift Radio Source 4C23.56, *ApJ* **109**, 367.
- Knopp G. P. et Chambers K. C. 1997b, Dust at high redshift : infrared and optical polarimetry of an ultra-steep-spectrum radio source at $z=2.572$, *ApJ* **487**, 644.
- Können G. P. 1985, *Polarized light in Nature*, CUP, Cambridge.
- Kormendy J. et Richstone D. 1995, Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei, *ARA&A* **33**, 581+.
- Krisciunas K. 1997, Optical Night-Sky Brightness at Mauna Kea over the Course of a Complete Sunspot Cycle, *PASP* **109**, 1181.
- Krisciunas K. et Schaeffer B. E. 1991, A model of the brightness of moonlight, *PASP* **103**, 1033.
- Kunth D., Mas-Hesse J. M., Terlevich E., Terlevich R. *et al.* 1998, HST study of Ly α emission in star-forming galaxies : the effect of neutral gas flows, *A&A* **334**, 11.
- Lacy M., Miley G., Rawlings S., Saunders R. *et al.* 1994, 8C 1435+635 : a radio galaxy at $z=4.25$., *MNRAS* **271**, 504.
- Large M. I., Mills B. Y., Little A. G., Crawford D. F. *et al.* 1981, The Molonglo Reference Catalogue of Radio Sources, *MNRAS* **194**, 693.

-
- Lemaître G. 1927, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles* **47A**, 49.
- Lemaître G. 1931, Expansion of the universe, A homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae, *MNRAS* **91**, 483.
- Leyshon G. 1998, On the reduction and presentation of data in astronomical two-channel photopolarimetry, *Experimental Astronomy* **8**, 153.
- Lilly S. J. 1988, Discovery of a radio galaxy at a redshift of 3.395, *ApJ* **333**, 161.
- Lilly S. J., Le Fevre O., Hammer F. et Crampton D. 1996, The Canada-France Redshift Survey : The Luminosity Density and Star Formation History of the Universe to Z approximately 1, *ApJ* **460**, L1.
- Lipari S. 1994, Galaxies with extreme infrared and Fe II emission. 2 : IRAS 07598+6508 : A starburst/young broad absorption line QSO, *ApJ* **436**, 102.
- Loewenstein M. et Mushotzky R. F. 1996, Measurement of the Elemental Abundances in Four Rich Clusters of Galaxies. II. The Initial Mass Function and Mass Loss in Elliptical Galaxies, Enrichment, and Energetics in the ICM, *ApJ* **466**, 695.
- Lutz D., Genzel R., Sternberg A., Netzer H. *et al.* 1996, What powers luminous infrared galaxies ?, *A&A* **315**, L137.
- Lynden-Bell D. 1969, Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars, *Nat* **223**, 690.
- Maeder A. 1992, Stellar yields as a function of initial metallicity and mass limit for black hole formation, *A&A* **264**, 105.
- Magorrian J., Tremaine S., Richstone D., Bender R. *et al.* 1998, The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers, *AJ* **115**, 2285.
- Manzini A. et di Serego Alighieri S. 1996, Dust scattering in radio galaxies, *A&A* **311**, 79.
- Maronna R. Feinstein C. C. A. 1992, Optimal estimation of Stokes' parameters, *A&A* **260**, 525.
- Massey P., Valdes F. et Barnes J. 1992, *A Users's Guide to Reducing Slit Spectra with IRAF*.
- Matteucci F. et Padovani P. 1993, Chemical Evolution of Galaxies and Quasar Metallicities, *ApJ* **419**, 485.
- Matteucci F. et Tornambe A. 1987, Chemical evolution of elliptical galaxies, *A&A* **185**, 51.
- Matthews T. A., Morgan W. W. et Schmidt M. 1964, A Discussion of Galaxies Identified with Radio Sources., *ApJ* **140**, 35.
- Matthews T. A. et Sandage A. R. 1963, Optical Identification of 3c 48, 3c 196, and 3c 286 with Stellar Objects., *ApJ* **138**, 30.

-
- McCarthy P. J. 1993, High redshift radio galaxies, *ARA&A* **31**, 639.
- McCarthy P. J., Spinrad H., Djorgovski S., Strauss M. A. *et al.* 1987, Extended Ly α emission in 3C 326.1 - A 100 kiloparsec cloud of ionized gas at a redshift of 1.82, *ApJ* **319**, L39.
- McLure R. J., Dunlop J. S., Kakula M. J., Baum S. A. *et al.* 1999, A comparative HST imaging study of the host galaxies of radio-quiet quasars, radio-loud quasars and radio galaxies - I, *MNRAS* **308**, 377.
- Mihos J. C. et Hernquist L. 1996, Gasdynamics and Starbursts in Major Mergers, *ApJ* **464**, 641.
- Miller J. S. et Goodrich R. W. 1990, Spectropolarimetry of high-polarization Seyfert 2 galaxies and unified Seyfert theories, *ApJ* **355**, 456.
- Minkowski R. 1960, A New Distant Cluster of Galaxies., *ApJ* **132**, 908.
- Modigliani A. 1999, Exposure Time Calculator : main results and recipes, VLT-MAN-ESO 9600-1217, ESO.
- Monaco P., Salucci P. et Danese L. 2000, "Joint cosmological formation of QSOs and bulge-dominated galaxies", *MNRAS* **311**, 279.
- Murphy T. W., Armus L., Matthews K., Soifer B. T. *et al.* 1996, Visual and Near-Infrared Imaging of Ultraluminous Infrared Galaxies : The IRAS 2 Jy Sample, *AJ* **111**, 1025.
- Nagamine K., Cen R. et Ostriker J. P. 2000, Luminosity Density of Galaxies and Cosmic Star Formation Rate from Λ ; Cold Dark Matter Hydrodynamical Simulations, *ApJ* **541**, 25.
- Naghizadeh-Khouei J. et Clarke D. 1993, On the statistical behaviour of the position angle of linear polarization, *A&A* **274**, 968.
- Neufeld D. A. 1991, The escape of Lyman-alpha radiation from a multiphase interstellar medium, *ApJ* **370**, L85.
- Neugebauer G., Habing H. J., van Duinen R., Aumann H. H. *et al.* 1984, The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission, *ApJ* **278**, L1.
- Nota A. 1996, *FOC Instrument Handbook*, STScI, Baltimore, 7^e édn.
- Ogle P. M., Cohen M. H., Miller J. S., Tran H. D. *et al.* 1997, Scattered Nuclear Continuum and Broad H alpha in Cygnus A, *ApJ* **482**, L37.
- Oke J. B., Cohen J. G., Carr M., Cromer J. *et al.* 1995, The Keck Low-Resolution Imaging Spectrometer, *PASP* **107**, 375.
- Osmer P. S. 1980, Q0353-383 - The best case yet for abundance anomalies in quasars, *ApJ* **237**, 666.
- Osmer P. S., Porter A. C. et Green R. F. 1994, Luminosity effects and the emission-line properties of quasars with $0 < Z < 3.8$, *ApJ* **436**, 678.

-
- Pagel B. E. J. 1997, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Pentericci L., McCarthy P. J., Röttgering H. J. A., Miley G. K. *et al.* 2000, NICMOS observations of high redshift radio galaxies : witnessing the formation of bright galaxies ?, *ApJ* submitted.
- Penzias A. A. et Wilson R. W. 1965, Measurement of the Flux Density of CAS a at 4080 Mc/s., *ApJ* **142**, 1149.
- Petitjean P., Pécontal E., Valls-Gabaud D. et Charlot S. 1996, A companion to a quasar at redshift $z = 4.7$., *Nat* **380**, 411.
- Pettini M., Ellison S. L., Steidel C. C. et Bowen D. V. 1999, Metal Abundances at $z < 1.5$: Fresh Clues to the Chemical Enrichment History of Damped Ly α Systems, *ApJ* **510**, 576.
- Pettini M., Lipman K. et Hunstead R. W. 1995, Element Abundances at High Redshifts : The N/O Ratio in a Primeval Galaxy, *ApJ* **451**, 100.
- Pettini M., Steidel C. C., Adelberger K. L., Dickinson M. *et al.* 2000, "The Ultraviolet Spectrum of MS 1512-CB58 : An Insight into Lyman-Break Galaxies", *ApJ* **528**, 96.
- Pilkington J. D. H. et Scott P. F. 1965, A survey of radio sources between declinations 20 and 40., *Mem. R. Astron. Soc.* **69**, 183.
- Pritchett C. J. 1994, The search for primeval galaxies, *PASP* **106**, 1052.
- Rao S. M. et Turnshek D. A. 2000, Discovery of Damped Ly α Systems at Redshifts Less than 1.65 and Results on Their Incidence and Cosmological Mass Density, *ApJS* **130**, 1.
- Rawlings S. et Saunders R. 1991, Evidence for a common central-engine mechanism in all extragalactic radio sources, *Nat* **349**, 138.
- Rees M. J. 1984, Black Hole Models for Active Galactic Nuclei, *ARA&A* **22**, 471.
- Rigopoulou D., Lawrence A., White G. J., Rowan-Robinson M. *et al.* 1996, Molecular line CO (2->1) observations of ultraluminous IRAS galaxies., *A&A* **305**, 747.
- Robinson A., Binette L., Fosbury R. A. E. et Tadhunter C. N. 1987, Emission-line activity in radio galaxies, *MNRAS* **227**, 97.
- Rowan-Robinson M. 1991, Cosmological studies with the IRAS 60-micron survey, *Advances in Space Research* **11**, 247.
- Salpeter E. E. 1964, Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects., *ApJ* **140**, 796.
- Sanders D. B., Soifer B. T., Elias J. H., Madore B. F. *et al.* 1988, Ultraluminous infrared galaxies and the origin of quasars, *ApJ* **325**, 74.
- Schaller G., Schaerer D., Meynet G. et Maeder A. 1992, New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$, *A&AS* **96**, 269.

-
- Scheuer P. A. G. 1965, *Nat* **207**, 963.
- Schmidt M. 1963, 3C 273 : a star-like object with large red-shift., *Nat* **197**, 1040.
- Secchi 1859, Letter from Father Secchi to the Astronomer Royal on the Polarisation of Light reflected by the Moon, *MNRAS* **20**, 70.
- Serkowski K. 1958, *Acta Astronomica* **8**, 135.
- Shapley H. et Ames A. 1932, *A survey of the external galaxies brighter than the thirteenth magnitude*, Annals of Harvard College Observatory, Cambridge, Mass. : Astronomical Observatory of Harvard College, 1932.
- Shields G. A. 1976, The abundance of nitrogen in QSOs, *ApJ* **204**, 330.
- Shklovskii I. S. 1965, Physical Conditions in the Gaseous Envelope of 3c-273, *Soviet Astronomy* **8**, 638.
- Shurcliff W. A. 1962, *Polarized light*, Harvard University Press.
- Silk J. et Rees M. J. 1998, Quasars and galaxy formation, *A&A* **331**, L1.
- Simmons J. F. L. et Stewart B. G. 1985, Point and interval estimation of the true unbiased degree of linear polarization in the presence of low signal to noise ratios, *A&A* **142**, 100.
- Smail I., Ivison R. J. et Blain A. W. 1997, "A Deep Sub-millimeter Survey of Lensing Clusters : A New Window on Galaxy Formation and Evolution", *ApJ* **490**, L5.
- Smith S. 1936, The Mass of the Virgo Cluster, *ApJ* **83**, 23.
- Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G. *et al.* 1987, Discovery of the first gravitational Einstein ring - The luminous arc in Abell 370, *The Messenger* **50**, 5.
- Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G. *et al.* 1988, The giant arc in A 370 - Spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at $Z = 0.724$, *A&A* **191**, L19.
- Spinrad H. 1982, Redshifts and spectroscopy of very distant radio galaxies with strong emission lines, *PASP* **94**, 397.
- Spinrad H., Dey A., Stern D. et Bunker A. 1999, Spectroscopy of $z > 3$ Lyman-limit Galaxies, dans *The Most Distant Radio Galaxies*, p. 257.
- Spitzer L. J. et Schatzman E. 1949, Polarization of light by interstellar grains., *AJ* **54**, 195.
- Steidel C. C., Adelberger K. L., Giavalisco M., Dickinson M. *et al.* 1999, Lyman-Break Galaxies at $z > 4$ and the Evolution of the Ultraviolet Luminosity Density at High Redshift, *ApJ* **519**, 1.
- Steidel C. C., Giavalisco M., Pettini M., Dickinson M. *et al.* 1996, Spectroscopic Confirmation of a Population of Normal Star-forming Galaxies at Redshifts $z > 3$, *ApJ* **462**, L17.
- Stewart B. G. 1991, Polynomial fits for polarization estimations, *A&A* **246**, 280.

-
- Stockton A. N. et Lynds C. R. 1966, The Remarkable Absorption Spectrum of 3C 191, *ApJ* **144**, 451.
- Stokes G. G. 1852, On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources, *Trans. Cambridge Phil. Soc.* **9**, 388.
- Tadhunter C. et Tsvetanov Z. 1989, Anisotropic ionizing radiation in NGC 5252, *Nat* **341**, 422.
- Tadhunter C. N., Fosbury R. A. E., di Serego Alighieri S., Bland J. *et al.* 1988, Very extended ionized gas in radio galaxies. IV - PKS 2152-69, *MNRAS* **235**, 403.
- Tadhunter C. N., Scarrott S. M. et Rolph C. D. 1990, The giant-bipolar reflection nebula associated with Cygnus A (3C 405)., *MNRAS* **246**, 163.
- Talbot R. J. et Arnett D. W. 1974, Some Recent Results from Galactic and Stellar Evolution Theory, *ApJ* **190**, 605.
- Tielens A. G. G. M., Miley G. K. et Willis A. G. 1979, Westerbork Observations of 4C Sources with Steep Radio Spectra, *A&AS* **35**, 153.
- Timbergen J. 1996, *Astronomical polarimetry*, Cambridge, New York : Cambridge University Press.
- Totani T. et Yoshii Y. 1998, Does the Number Density of Elliptical Galaxies Change at $z < 1$?, *ApJ* **501**, L177.
- Tran H. D. 1995a, The Nature of Seyfert 2 galaxies with obscured broad-line regions. I. Observations., *ApJ* **440**, 565.
- Tran H. D. 1995b, The Nature of Seyfert 2 Galaxies with Obscured Broad-Line Regions. II. Individual Objects, *ApJ* **440**, 578.
- Tran H. D. 1995c, The Nature of Seyfert 2 Galaxies with Obscured Broad-Line Regions. III. Interpretation, *ApJ* **440**, 597.
- Tran H. D., Cohen M. H. et Goodrich R. W. 1995, Keck Spectropolarimetry of the Radio Galaxy 3C 234, *AJ* **110**, 2597.
- Trentham N., Blain A. W. et Goldader J. 1999, "Ultraluminous infrared galaxies at high redshift : their position on the Madau plot and their fate", *MNRAS* **305**, 61.
- Turnshek D. A., Bohlin R. C., Williamson R. L., Lupie O. L. *et al.* 1990, "An atlas of Hubble Space Telescope photometric, spectrophotometric, and polarimetric calibration objects", *AJ* **99**, 1243.
- Valls-Gabaud D. 1993, On the Ly α Emission of Starburst Galaxies, *ApJ* **419**, 7+.
- Valls-Gabaud D. et Vernet J. 1999, The Contribution of Galaxies to the Ionising Background Radiation, dans *Chemical Evolution from Zero to High Redshift*, p. 268.
- van den Hoek L. B. et Groenewegen M. A. T. 1997, New theoretical yields of intermediate mass stars, *A&AS* **123**, 305.

-
- van der Hulst H. C. 1981, *Light scattering by small particles*, New York : Dover.
- van der Marel R. P. et van den Bosch F. C. 1998, Evidence for a $3 \times 10^8 M_{\odot}$ Black Hole in NGC 7052 from Hubble Space Telescope Observations of the Nuclear Gas Disk, *AJ* **116**, 2220.
- Veilleux S., Kim D.-C., Sanders D. B., Mazzarella J. M. *et al.* 1995, Optical Spectroscopy of Luminous Infrared Galaxies. II. Analysis of the Nuclear and Long-Slit Data, *ApJS* **98**, 171.
- Véron-Cetty M. P. et Véron P. 2000, Quasars and Active Galactic Nuclei (9th Ed.), *European Southern Observatory Scientific Report* **19**.
- Vigotti M., GruEFF G., Perley R., Clark B. G. *et al.* 1989, Structures, spectral indexes, and optical identifications of radio sources selected from the B3 catalogue, *AJ* **98**, 419.
- Vila-Costas M. B. et Edmunds M. G. 1993, The Nitrogen-To Ratio in Galaxies and its Implications for the Origin of Nitrogen, *MNRAS* **265**, 199.
- Villar-Martin M., Binette L. et Fosbury R. A. E. 1996, The effect of resonance scattering and dust on the UV line spectrum of radio galaxies, *A&A* **312**, 751.
- Villar-Martin M., Tadhunter C. et Clark N. 1997, The ionization mechanism of the extended gas in high redshift radio galaxies : shocks or AGN photoionization ?, *A&A* **323**, 21.
- Wardle J. F. C. et Kronberg P. P. 1974, "The linear polarization of quasi-stellar radio sources at 3.71 and 11.1 centimeters", *ApJ* **194**, 249.
- Weitenbeck A. J. 1999, "Stars with ISM Polarization Observed with HPOL", *Acta Astronomica* **49**, 59.
- Williams R. E., Blacker B., Dickinson M., Dixon W. V. D. *et al.* 1996, The Hubble Deep Field : Observations, Data Reduction, and Galaxy Photometry, *AJ* **112**, 1335.
- Willott C. J., Rawlings S., Blundell K. M. et Lacy M. 1999, The emission line-radio correlation for radio sources using the 7C Redshift Survey, *MNRAS* **309**, 1017.
- Wright A. W. 1881, "The polarization of light from comet b 1881", *The Observatory* **4**, 253.
- York D. G., Adelman J., Anderson J. E., Anderson S. F. *et al.* 2000, The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary, *AJ* **120**, 1579.