

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

présentée à l'Université de Strasbourg

La polarisation des Noyaux Actifs de Galaxies

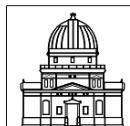
– de l'horizon des événements à la galaxie hôte –

par
FRÉDÉRIC MARIN

le
13/03/2020

devant le jury composé de:

Brigitte	ROCCA-VOLMERANGE	Présidente
Kumiko	KOTERA	Rapporteur externe
Julien	MALZAC	Rapporteur externe
Caroline	BOT	Rapporteur interne
Jérôme	PÉTRI	Examinateur
Bernd	VOLLMER	Garant



Observatoire astronomique

de Strasbourg | ObAS

Université

de Strasbourg

Avant-propos

Parmi toutes les sources astronomiques étudiées au travers du prisme de la polarimétrie, les Noyaux Actifs de Galaxies (dont nous utiliserons l'acronyme anglais AGN tout au long de ce manuscrit) se sont révélés être les plus riches en termes de signatures observationnelles. Ces signatures polarisées, certes complexes, sont fondamentales car elles nous ont permis de comprendre à la fois leur véritable nature mais aussi de mieux cerner les processus qui les gouvernent. En effet, les AGNs font montre d'une large gamme de caractéristiques polarimétriques dépendantes de la longueur d'onde. Ces caractéristiques sont intrinsèquement reliées à leurs mécanismes d'émission dont les échelles varient du cœur du système jusqu'à la galaxie hôte qui les entoure. Chaque bande de fréquences est caractérisée par un ensemble différent de signatures polarimétriques pouvant être associées à divers mécanismes physiques qui, de la bande radio aux rayons gamma, nous permettent de sonder des régions de plus en plus petites. En fait, les mesures de polarisation panchromatique sont probablement la clef pour comprendre comment et quand les AGNs se sont formés, de quelle manière ils évoluent et comment ils impactent la galaxie hôte dans laquelle ils résident.

Mon travail de recherche, mené maintenant depuis une dizaine d'années, s'est précisément concentré sur ces grandes questions. La multiplication des signatures observationnelles énigmatiques, les (nombreuses) contradictions entre la théorie et l'observation en polarisation, les découvertes inattendues et les échecs ont été les leitmotsivs de ce recueil qui entend à synthétiser mon travail et à l'inscrire dans un cadre beaucoup plus grand. Ce manuscrit d'Habilitation à Diriger des Recherches (HDR) est donc le fruit d'un travail d'apprentissage et de questionnement qui m'a permis de développer une méthodologie originale pour la compréhension de la nature et de l'évolution des AGNs. Via la prise de position au sein de consortiums internationaux pour l'élaboration de nouveaux polarimètres et l'encadrement de la nouvelle génération de chercheurs, j'espère pouvoir développer la technique de la polarimétrie à la fois en France mais aussi à l'étranger pour une étude systématique des objets célestes.

Frédéric Marin
le 20 décembre 2019

Remerciements

Après dix ans cumulés de thèse, de post-doctorats et de recherche en tant que récent membre permanent de l'Observatoire Astronomique de Strasbourg au sein du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), la liste des personnes à remercier serait trop longue pour tenir en une seule page. Ainsi, si je ne vais pas citer tout le monde ici, je tiens à remercier avec la plus grande sincérité et la plus profonde amitié ceux qui m'ont toujours soutenu. Par ordre pseudo-chronologique nous trouverons certain de mes professeurs et leur soutien sans faille depuis le Master, mes deux encadrants de thèse qui ont fait un travail de formation formidable, mes nombreux collaborateurs Tchèques lors de mon bienheureux séjour post-doctoral dans ce magnifique pays, mes collègues au sein du Centre National d'Études Spatiales (CNES) qui m'ont permis de continuer jusqu'à l'obtention de mon poste, les innombrables collaborateurs étrangers et français avec qui j'ai toujours plaisir à échanger, débattre et travailler, ainsi que le personnel de l'Observatoire Astronomique de Strasbourg qui font de ce lieu un havre de recherche. Un remerciement tout spécial revient de droit aux membres du jury de cette HDR qui ont accepté de prendre de leur temps pour évaluer, discuter et enrichir ce passionnant sujet.

Mais si j'ai l'incroyable chance d'avoir pu faire de ma passion mon métier, la recherche n'est qu'une composante de mon univers. Gravitent autour de moi d'autres corps tout aussi célestes et qui, par je ne sais quel miracle mécanique, ont trouvé une trajectoire stable dans un système où la masse de la planète "recherche" peut aisément perturber n'importe quelle orbite proche. Ma femme, Camille, fait indubitablement parti de ce cosmos et, à l'instar d'un astre, illumine mon petit monde. Et comme si cela ne suffisait pas, une petite lune est venue s'installer auprès de nous le 17 février de cette année. Bienvenue dans mon monde, Louis.

*Par-dessus l'horizon aux collines brunies,
Le soleil, cette fleur des splendeurs infinies,
Se penchait sur la terre à l'heure du couchant ;
Une humble marguerite, éclosé au bord d'un champ,
Sur un mur gris, croulant parmi l'avoine folle,
Blanche, épanouissait sa candide auréole ;
Et la petite fleur, par-dessus le vieux mur,
Regardait fixement, dans l'éternel azur,
Le grand astre épanchant sa lumière immortelle.
"Et, moi, j'ai des rayons aussi !" lui disait-elle.*

Victor Hugo, **Unité**, *Les contemplations*

Introduction

Les Noyaux Actifs de Galaxies (AGNs) sont une classe d'objets célestes découverts durant le dernier siècle. Toutefois, il est difficile de donner une date précise à l'établissement de cette découverte car la reconnaissance des AGNs comme étant un domaine d'étude à part entière s'est faite de manière gradauelle. Le premier à avoir reconnu qu'un certain nombre d'objets astronomiques possédaient des propriétés inhabituelles pour l'époque fut Edward Arthur Fath en 1909. Alors qu'il étudiait les nébuleuses spirales (nous ne connaissons pas l'existence d'autres galaxies que la Voie Lactée à cette époque), il nota que l'une d'entre elles possédait des raies d'émission en plus des raies d'absorption typiques des nébuleuses spirales (Fath 1909). Cette bizarrerie, non-explicable par les connaissances de l'époque, fut confirmée quelques années après par Slipher (1917) puis régulièrement observée par les astronomes pendant une trentaine d'années (voir, par exemple, Hubble 1926). La première étude systématique des AGNs fut faite par Carl Keenan Seyfert en 1943 qui détermina que ces objets possédaient un noyau galactique très lumineux associé à une zoologie de raies d'émissions, parfois fines, parfois larges (Seyfert 1943). Mais rien d'assez intellectuellement stimulant pour lancer une toute nouvelle branche de l'astrophysique. Heureusement, les radio-astronomes sont venus démontrer l'existence d'une corrélation spatiale entre l'émission optique de ces sources ponctuelles d'une part et la présence d'une signature radio forte et variable totalement inhabituelle pour des étoiles d'autre part. Hey et al. (1946) détectèrent par inadvertance une forte fluctuation du flux à 60 MHz de Cygnus A qu'ils attribuèrent¹ à la présence de nombreux petits nuages individuels au cœur de ces objets énigmatiques, par analogie avec le rayonnement radio des taches solaires (Appleton 1945). Les débuts des grands relevés du ciel en radio et en optique, couplés à l'amélioration des instruments, permirent bien vite de corrélérer de manière régulière des sources quasi-stellaires détectées en optique avec des sources radio-astronomiques (voir, par exemple, Bolton et al. 1949; Ryle et al. 1950; Smith 1951). Devant la multiplicité et l'uniformité de la distribution spatiale de ces sources dans le ciel, un terme spécifique leur fut enfin attribué, celui de quasars (contraction de "quasi-stellar radio-astronomical sources").

A partir des années 50, l'énigme des quasars agrégea de plus en plus de recherche. En effet, comment expliquer la présence de raies d'émission de largeur variable dont la longueur d'onde centrale ne correspondait quasiment jamais avec des raies d'émission connues ? Comment expliquer de manière naturelle à

1. Faussement. Il fut prouvé quelques années plus tard que l'origine des fluctuations à 60 MHz était liée à des scintillations ionosphériques (Smith 1950).

la fois les émissions optique et radio, couplées à la petitesse apparente de la source émettrice ? La solution se présenta lorsque des spectres couvrants l'ensemble de la bande optique et d'une partie de l'ultraviolet purent être obtenus pour le quasar 3C 273. Maarten Schmidt et Bev Oke remarquèrent que quatre raies d'émission possédaient une intensité et un espace décroissants vers l'ultraviolet, rappelant la série de Balmer de l'hydrogène. Cela sous-entendait que le spectre avait subi un décalage de fréquences $\Delta\lambda/\lambda_0 = 0.158$ (Schmidt 1963), soit un décalage vers le rouge usuellement appelé *redshift z* (dont je garderai le terme anglais par soucis de brièveté). La découverte d'un tel redshift, rapidement suivie par la publication du redshift d'un autre quasar, 3C 48, avec $z = 0.37$ permit de conclure que les quasars n'étaient pas des étoiles galactiques avec une densité très élevée donnant lieu à un grand décalage gravitationnel vers le rouge, mais bien que ces objets étaient extragalactiques, avec des décalages vers le rouge reflétant l'expansion de Hubble (Greenstein 1963; Hazard et al. 1963; Oke 1963; Schmidt 1963). A partir de là, le domaine d'étude des quasars fut créé et de nombreux détails commencèrent à apparaître concernant cette nouvelle classe d'objets. La question de la génération d'une telle énergie se posa rapidement et si quelques théories exotiques virent le jour, le paradigme de l'accrétion de matière par un trou noir supermassif fut très rapidement proposé (Salpeter 1964; Zel'dovich 1964; Lynden-Bell 1969). Si cette théorie mit quelques décennies avant d'être acceptée, il fut découvert de manière plus immédiatement convaincante que les quasars semblaient tous habiter une galaxie hôte (Kristian 1973), que leur continuum optique pouvait varier en quelques heures (Hunter & Lü 1969; Smyth & Wolstencroft 1970) et que tous les quasars n'étaient pas des émetteurs radio-forts (Sandage et al. 1965). De plus, tous ne possédaient pas forcément des raies d'émission optique larges. Des différences de plus en plus fréquentes apparurent au fur et à mesure que l'on recensait les quasars. Pour cette raison, le terme quasar ne pouvait plus servir à identifier sous la même bannière sémantique l'ensemble des quasars et leurs propriétés métamorphes et variables. Il fut donc décidé d'utiliser le terme plus générique d'AGN pour désigner l'ensemble de ces objets quasi-stellaires.

Depuis le milieu du siècle dernier donc, le domaine d'étude des AGNs est en expansion. Le fait que les AGNs soient des objets extragalactiques, à la luminosité puissante et résidant au cœur de galaxies, les rend d'autant plus importants pour la compréhension de la formation et de l'évolution des grandes structures de l'Univers. Puisque l'on détecte des AGNs jusqu'à des redshifts supérieurs à 7 (Mortlock et al. 2011; Bañados et al. 2018), ces derniers peuvent nous servir à tester nos modèles de formation des galaxies et déterminer l'importance des effets de rétro-action sur la formation d'étoiles dans des galaxies soumises à un noyau actif. Leur distance nous permet de sonder l'Univers jeune et l'évolution du milieu intergalactique par la même occasion. La lumière de ULAS J1342+0928 ($z = 7.54$, Bañados et al. 2018) a été émise avant la fin théorique de la Période de Réionisation², influençant donc ce processus que l'on attribuait jusque là uniquement aux étoiles primitives (Zaroubi 2013). Les AGNs sont-ils donc un ingrédient supplémentaire pour mieux comprendre la fin

2. Époque de l'Histoire de l'Univers au cours de laquelle le milieu intergalactique à prédominance neutre a été ionisé par l'émergence des premières sources lumineuses.

des Ages Sombres³? De plus, comment expliquer la formation d'un trou noir supermassif à un stade aussi précoce de l'Histoire de l'Univers? Semblablement au paradoxe de l'œuf et de la poule, sont-ces les galaxies ou les trous noirs supermassifs qui apparurent en premier? De nombreuses inconnues concernant la formation des grandes structures de l'Univers s'appuient sur l'observation et l'entendement des AGNs pour être comprises. Mais les quasars ne servent pas qu'à répondre à des questions cosmologiques. Comme nous le verrons par la suite, l'étude des différents composants des AGNs nous permet de contraindre des processus de relativité générale, de magnétohydrodynamie, de chimie (in)organique, de production et d'absorption du rayonnement, etc., et ce de l'échelle du trou noir jusqu'à la galaxie hôte. Il existe, pour ce faire, de nombreux outils accessibles à la communauté astrophysique : spectroscopie, imagerie, études temporelles, interférométrie, polarimétrie. C'est sur cette dernière technique que se concentrera ce manuscrit car elle possède deux atouts indéniables pour comprendre la physique des AGNs. La polarisation a l'avantage de dépendre de la longueur d'onde et sa principale force est d'être extrêmement sensible à la géométrie de la source et aux champs magnétiques de la région d'émission ou de diffusion. Contrairement à la spectroscopie limitée par la taille physique de la région émettrice, la polarisation permet de sonder des volumes non résolus dans l'espace et de déterminer avec précision leurs topologies géométriques et magnétiques. De plus, la polarisation fournit des informations sur la composition, la température et la vitesse de la matière, complémentaires de celles pouvant être obtenues par les autres techniques précédemment citées. Ainsi, en mesurant la polarisation panchromatique des AGNs, il devient par exemple possible de contraindre la géométrie des composants les plus profonds et spatialement non résolvables de ces lointains objets.

De ce fait, dans la suite de ce manuscrit, je procéderai en premier lieu à un rappel de ce qu'est le phénomène de polarisation et pourquoi nous l'utilisons en astronomie (Chapitre 1). J'y expliquerai, entre autres, les différentes méthodes de détection en fonction des bandes spectrales. Ensuite, je présenterai les différents composants des AGNs de manière exhaustive afin de faire un état des lieux de nos connaissances sur le sujet (Chapitre 2). Je passerai ensuite en revue les découvertes et les contraintes spécifiquement apportées par les techniques de polarimétrie multi-longueur d'ondes. Je montrerai comment mes travaux s'inscrivent naturellement dans ces axes de recherche (Chapitre 3). Dans le chapitre suivant, je soulignerai les questions importantes qui restent sans réponse (Chapitre 4). Je m'attarderai ensuite sur la manière dont elles pourraient être résolues, ou à minima mieux cernées, avec les futures antennes millimétriques et radio, les prochains télescopes polarimétriques en infrarouge, optique et proche ultraviolet avec leur miroir primaire de 30 mètres de diamètre, et les satellites de hautes énergies équipés de polarimètres à la pointe de la technologie dont le lancement est imminent (Chapitre 5). Enfin, j'apporterai une synthèse conclusive du travail développé durant ces dix dernières années en le mettant à la lumière de mes perspectives de recherche personnelle.

3. Époque précédent la Période de Réionisation à laquelle il n'existe aucune structure produisant de la lumière.

Table des matières

Avant-propos	iv
Remerciements	vi
Introduction	viii
1 Petit précis de la polarisation en astronomie	3
1.1 Rappels et définitions	3
1.2 Caractérisation de la polarisation	5
1.3 Méthodes de mesure	7
1.4 De l'importance de la polarisation en astronomie	24
2 Description des AGNs	27
2.1 Trous noirs et disques d'accrétion	27
2.2 La couronne d'électrons chauds	28
2.3 Région d'émission des raies larges	30
2.4 Poussière circumnucléaire	31
2.5 Vents d'éjection polaires	34
2.6 Jets relativistes	35
2.7 La galaxie hôte	37
3 Succès de la polarimétrie des AGNs	41
3.1 L'origine du “featureless” continuum	42
3.2 Corrélation entre l'axe radio et l'angle de polarisation optique	45
3.3 L'unification des AGNs de types 1 et 2	47
3.4 La révélation du cœur obscurci des AGNs	50
3.5 L'effet Laing-Garrington	53
3.6 Éjection non sphérique de matière	54
3.7 L'alignement de la polarisation avec les très grandes structures	58
3.8 Signatures du disque d'accrétion en flux polarisé	59
4 Ce qu'il nous reste à comprendre	65
4.1 L'origine des rayons X	65
4.2 Le Big Blue Bump	68
4.3 Morphologie et chimie de la poussière extragalactique	72
4.4 La physique et la structure interne des jets relativistes	77
4.5 Les changing-look AGNs	81
4.6 Et bien d'autres choses....	86

5 Le futur de la polarimétrie	89
5.1 Futures antennes radio et millimétriques	90
5.2 Les grands télescopes en infrarouge, optique et ultraviolet	93
5.3 Hautes énergies et polarimètres spatiaux	98
Conclusion et perspectives	105
Table des figures	109
Liste des tableaux	111
Acronymes	113
Curriculum vitæ	117
Liste de publications	125
Dix articles représentatifs de la recherche accomplie	133
Bibliographie	249

Chapitre 1

Petit précis de la polarisation en astronomie

1.1 Rappels et définitions

La polarisation est l'une des quatre propriétés fondamentales des ondes électromagnétiques (avec la fréquence, l'intensité et la phase). Et pourtant, s'il fut possible de faire l'expérience de la fréquence et de l'intensité de la lumière dès l'antiquité grâce à un prisme par exemple (Darrigol 2012), il aura fallu attendre Rasmus Bartholin (1625 – 1698) pour commencer à comprendre que la lumière avait encore plus à offrir. En 1669, Bartholin publie ses observations des propriétés optiques du Spath d'Islande (Cuvelier 1977). Il avait remarqué qu'un rayon réfracté par un tel cristal produisait deux rayons, un rayon dit "ordinaire" et un rayon dit "extraordinaire" ; les deux rayons ayant des propriétés différentes. C'est la découverte de la biréfringence qui fut ensuite étudiée, entre autres, par Christian Huygens (1629 – 1695) qui observa que l'intensité de la lumière transmise par deux cristaux dépendait de l'orientation de ces derniers (voir Figure 1.1 par exemple). Il y avait donc une asymétrie autour de la direction de propagation. Ce sont les bases de la polarisation. C'est d'ailleurs à Étienne-Louis Malus (1775 – 1812) que l'on doit ce terme de polarisation lorsqu'il publie en 1810 ses travaux sur la biréfringence appliquée à la lumière du Soleil couchant. Divers autres savants de renom tels que François Arago (1786 – 1853), Augustin Fresnel (1778 – 1827) ou Michael Faraday (1791 – 1867) contribuèrent à la compréhension de la nature de la lumière et de l'origine de la polarisation jusqu'à ce que James Clerk Maxwell (1831 – 1879) construise la théorie électromagnétique en synthétisant ces divers travaux sur la lumière et la polarisation et en modifiant profondément le théorème d'Ampère.

Une onde électromagnétique est, comme nous le savons fort bien, le résultat de la vibration couplée d'un champ électrique (généralement noté E) et d'un champ magnétique (noté B) orthogonaux et variables dans le temps. Puisque les équations de Maxwell ont démontré le couplage de E et B , la connaissance de l'un suffit pour connaître l'autre ; ainsi, pour simplifier — et c'est aussi la convention habituelle en polarimétrie — on ne raisonne habituellement que sur le champ E . L'état de polarisation peut alors se définir très simplement comme

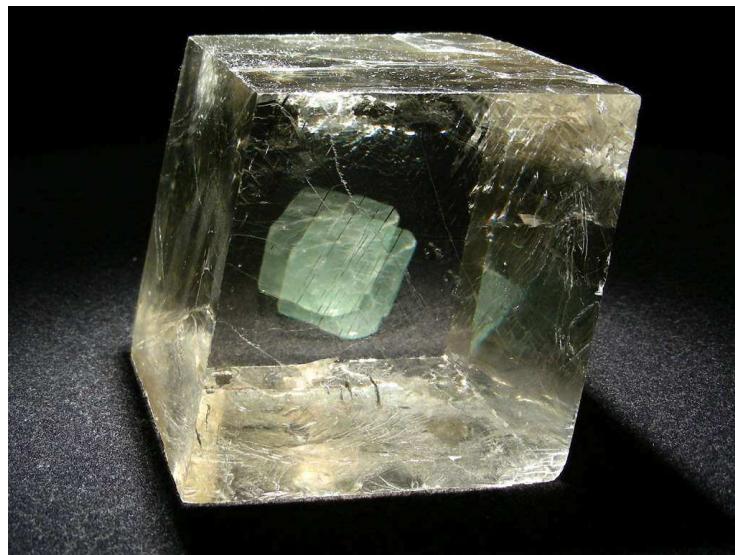


FIGURE 1.1 – Lorsque l'on place un octaèdre de fluorine verte derrière un cristal de calcite optique (aussi appelé spath d'Islande ou pierre de soleil des vikings), la biréfringence devient évidente. Crédits : *Carion Minéraux*.

étant l'équivalent de l'orientation de la vibration du champ électrique. Cette orientation peut être constante dans le temps ou bien variable périodiquement. Dans le premier cas on parlera de polarisation linéaire alors que si l'orientation de la vibration du champ E est temporellement dépendante, on parlera de polarisation circulaire ou, plus généralement, elliptique (une combinaison des états linéaires et circulaires). Par contre, si l'état de polarisation de la lumière observée varie continuellement et de manière stochastique, alors l'onde est dite non polarisée. Dans ce cas il n'y a pas de relation de phase entre les deux composantes orthogonales du champ et ces-dites phases seront temporellement décorrélées.

Il existe certaines subtilités propres à la polarisation que nous n'aborderons que brièvement car elles ne seront pas fondamentalement utiles à la suite de ce manuscrit. Notons tout de même que l'onde polarisée circulairement peut être considérée comme la superposition de deux composantes polarisées orthogonales d'amplitudes équivalentes. Ces deux composantes ont une différence de phase de $\pm\pi/2$ l'une par rapport à l'autre. C'est ce qui explique la représentation circulaire du champ électrique sur le plan d'un détecteur dans le cas de la lumière polarisée circulairement. La polarisation circulaire peut donc prendre deux états en fonction de la différence de phase : une polarisation circulaire gauche (sens horaire, différence de phase de $\pi/2$) ou une polarisation circulaire droite (sens anti-horaire, $-\pi/2$). Par convention en astronomie, on définit les sens de rotation gauche et droite selon un observateur qui regarde *en direction de la source d'émission*. Notons qu'en milieu industriel la convention est souvent inversée puisqu'il est possible dans ce cas de se mettre derrière la source de lumière et de *regarder vers le détecteur*.

1.2 Caractérisation de la polarisation

Puisque la polarisation de la lumière (ou d'un faisceau lumineux) peut être représentée par son vecteur champ électrique, sa puissance optique est donc nécessairement une quantité scalaire proportionnelle au carré moyen de l'amplitude du champ électrique. C'est cette particularité qui explique pourquoi la polarisation de la lumière fut découverte si tardivement comparée à sa contre-partie en intensité pure. En effet, l'intensité est une quantité scalaire et l'œil humain y est directement sensible. Toutefois, comparé à l'organe de vision de nombreux animaux comme les abeilles, les poissons ou les oiseaux (Horváth 2014), l'œil humain ne peut pas sciemment voir et extraire des informations des quantités vectorielles comme la polarisation. Nous pouvons donc voir l'intensité d'un flux polarisé (quantité scalaire) mais ne pouvons pas voir l'orientation du champ électrique associé (quantité vectorielle).

Pour ce faire, il est opportun d'employer la sphère de Poincaré. La sphère de Poincaré est utilisée pour décrire la polarisation et les changements de polarisation d'une onde électromagnétique au cours de sa propagation. Ce formalisme fournit un moyen pratique de représenter la lumière polarisée et de prédire comment un banc de mesure optique modifiera la forme de polarisation en sortie. Tout état de polarisation donné correspond à un point unique sur la sphère : les deux pôles de la sphère représentent la lumière polarisée circulairement à gauche et à droite ; les points sur l'équateur indiquent des polarisations linéaires et tous les autres points de la sphère représentent des états de polarisation elliptique. Un point H choisi arbitrairement sur l'équateur désigne la polarisation linéaire horizontale, et le point diamétriquement opposé V désigne la polarisation linéaire verticale (voir Figure 1.2).

La sphère de Poincaré possède l'avantage d'être une interprétation physique simple de la polarisation grâce à ce que l'on appelle les paramètres de Stokes. Ces paramètres ont été définis par George Gabriel Stokes (1819 – 1903) comme une alternative mathématiquement commode à la description plus courante du rayonnement incohérent ou partiellement polarisé en termes d'intensité totale, de degré de polarisation et des paramètres de forme de l'ellipse de polarisation :

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_x(t) + \vec{E}_y(t) = E_x \cos(\omega t + \delta_x) \vec{e}_x + E_y \cos(\omega t + \delta_y) \vec{e}_y,$$

avec E_x et E_y les amplitudes des composantes x et y du champ électrique, \vec{e}_x et \vec{e}_y les vecteurs unitaires du système de référence orthogonal x-y, ω la fréquence angulaire et δ_x et δ_y les phases du champ électrique dans les directions x et y, respectivement. La différence de phase est donc $\delta = \delta_x - \delta_y$. Les paramètres de Stokes permettent donc d'écrire la même formule à l'aide de quatre composantes qui sont également toutes des mesures d'intensités scalaires du flux lumineux reçu.

Dans un système de référence O_{xyz} donné (O_z étant la direction de propagation de la lumière), le vecteur de Stokes peut être exprimé par :

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{\text{tot}} \\ I_{\text{LHP}} - I_{\text{LVP}} \\ I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_{\text{RCP}} - I_{\text{LCP}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix},$$

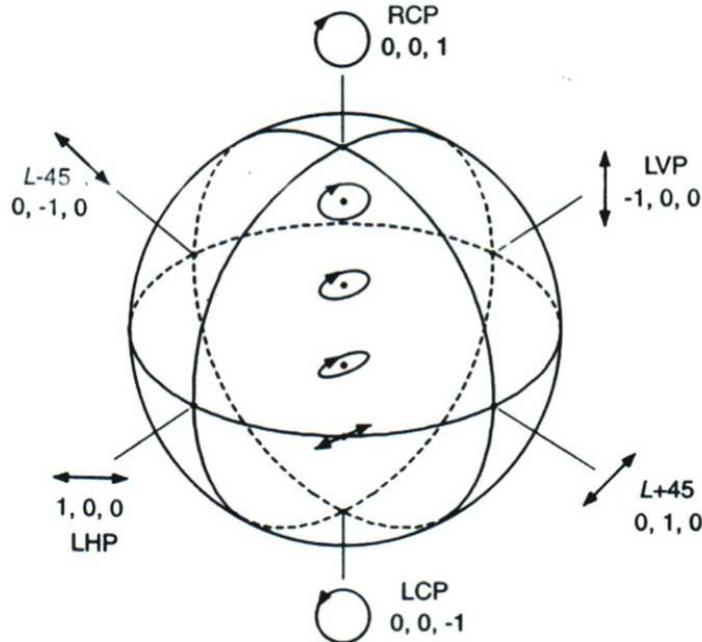


FIGURE 1.2 – Sphère de Poincaré permettant la représentation d'états de polarisation. RCP : right-circular polarization ; LCP : left-circular polarization ; LVP : linear vertical polarization ; LHP : linear horizontal polarization.

où I_{tot} est la puissance totale de la lumière, I_{LHP} et I_{LVP} sont les intensités lumineuses polarisées linéairement, I_{+45° et I_{-45° sont les intensités lumineuses polarisées linéairement à 45° et -45° et I_{RCP} et I_{LCP} sont les intensités lumineuses à polarisation circulaire droit et gauche (voir Figure 1.2). A partir de cette formulation il est possible de décrire complètement la polarisation d'une onde lumineuse grâce à la normalisation de $[S_1, S_2, S_3]$ par S_0 , ce qui nous donne le degré de polarisation P :

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0},$$

qui est une valeur qui varie entre 0 (absence de polarisation) et 1 (polarisation totale du flux lumineux). Les cas intermédiaires correspondent à une lumière partiellement polarisée. Dans la nature il est presque impossible de produire un flux lumineux complètement polarisé. La polarisation céleste dépasse rarement 85% (Cronin et al. 2006; Horváth 2014) et la polarisation sous-marine n'existe généralement qu'à hauteur de 50% au mieux (Lerner 2014). Seuls les polariseurs industriels peuvent approcher les 100%. Grâce aux paramètres de Stokes il est aussi possible d'exprimer le degré de polarisation via I_{pol} et I_{unpol} qui sont les intensités de la lumière polarisée et de la lumière non polarisée, respectivement :

$$P = \frac{I_{\text{pol}}}{I_{\text{pol}} + I_{\text{unpol}}}.$$

Enfin, il est possible de déterminer l'orientation du vecteur champ électrique

grâce à l'angle de polarisation Ψ définit tel que :

$$\Psi = 0.5 \times \tan^{-1}\left(\frac{S_2}{S_1}\right),$$

et l'angle d'ellipticité χ :

$$\chi = 0.5 \times \tan^{-1}\left(\frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}\right).$$

Dans le cas particulier où l'angle d'ellipticité est nul, les deux composantes du champ électrique sont en phase et il oscille dans une direction fixe. On parlera alors de polarisation linéaire. Dans le cas contraire, il y aura alors une composante circulaire en plus. Soulignons que dans la notation précédente, Ψ et χ sont les coordonnées sphériques de l'état de polarisation dans l'espace à trois dimensions des trois derniers paramètres de Stokes. Le facteur 0.5 dans l'expression de Ψ représente le fait qu'une ellipse (de polarisation) ne peut pas être distinguée de son image par une rotation de 180° tandis que le facteur 0.5 dans l'expression de χ indique qu'une ellipse ne peut pas être distinguée de son image par une inversion de ses deux axes suivie d'une rotation de 90° .

1.3 Méthodes de mesure

Le succès de George Gabriel Stokes fut de démontrer que l'on pouvait mesurer la polarisation d'un rayon optique grâce à la combinaison de flux, quantités scalaires et donc directement estimables grâce à des détecteurs relativement simplistes. Avant cela (1800 – 1900), les savants utilisaient des polariscopes, des appareils rudimentaires qui permettaient de caractériser la polarisation de la lumière de manière empirique mais avec peu de précision. La mesure se faisait à l'œil et au compas. De plus il était impossible d'enregistrer les résultats d'observation et donc de déterminer une variabilité temporelle rapide. Enfin, les sources d'études étaient terrestres et de forte luminosité. Lorsque l'on s'intéresse aux sources célestes, les flux reçus sont extrêmement faibles (à l'exception du Soleil dans la bande optique). Cela explique pourquoi la polarisation en astronomie fut particulièrement difficile à mesurer au début du vingtième siècle. Dans la suite de cette section, je vais donc décrire de manière succincte mais exhaustive les différentes méthodes de polarimétrie en fonction de la bande de fréquences à observer. Nous allons voir, en effet, que la technologie nécessaire pour mesurer des flux polarisés en ondes radio ou gamma ne sont pas du tout les mêmes.

1.3.1 ... en radio

Les débuts des mesures de polarisation radio remontent directement aux publications de James Clerk Maxwell qui, dans ses fameuses équations, prenait en compte la polarisation des ondes électromagnétiques. Dans des travaux ultérieurs, Heinrich Hertz (1857 – 1894) démontre que la polarisation est une donnée instrumentale fondamentale dans la transmission et la réception des ondes électromagnétiques d'un émetteur à un récepteur. Hertz a montré que des antennes dipolaires devaient être alignées pour recevoir les ondes radio transmises alors qu'un décalage de 90° ne permettait de détecter aucun signal. Ce dipôle hertzien est d'ailleurs toujours un élément de base en radio-ingénierie.

Les observations de polarisation radio en astronomie ont été le fer de lance et le moteur principal du développement technologique des instruments radio que nous connaissons aujourd’hui. Les types de radiotélescopes varient beaucoup, mais ils ont tous deux composantes de base : 1) une grande antenne radio et 2) un radiomètre sensible ou un récepteur radio. La sensibilité d’un radiotélescope, c’est-à-dire sa capacité de mesurer des sources faibles d’émission radio, dépend à la fois de la surface et de l’efficacité de l’antenne, et de la sensibilité du récepteur radio utilisé pour amplifier et détecter les signaux. Pour un continuum d’émission à large bande, la sensibilité dépend également de la bande passante du récepteur. En effet, s’il n’y avait pas de restrictions sur les bandes observables à cause des autres activités humaines (communications, matériel médical, industries ...), il serait possible de mesurer les ondes radio cosmiques entre environ 1000 GHz ($\sim 300 \mu\text{m}$) et 10 MHz ($\sim 3 \text{ m}$). La limite basse (1000 GHz) dépend à la fois de l’atténuation de l’absorption de l’atmosphère à des longueurs d’onde de l’ordre du millimètre et de la technologie de plus en plus complexe pour mesurer des petites longueurs d’onde. La limite haute est plus franche et dépend principalement du plasma ionosphérique terrestre qui, selon l’activité solaire et l’heure du jour, coupe toute transmission entre 4 et 12 MHz. Ainsi, la radioastronomie peut se définir comme l’étude du signal cosmique entre 1000 GHz et 10 MHz (Goldsmith 2002). Comme les sources radioélectriques cosmiques sont extrêmement faibles, les radiotélescopes ont généralement une très grande taille, pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres, et utilisent les récepteurs radio les plus sensibles disponibles. Le type de radiotélescope le plus utilisé au début de la radioastronomie pour, e.g., les observations solaires à des longueurs d’onde du mètre (Appleton & Hey 1946; Martyn 1946) ou celles des rémanents de supernovae (Mayer et al. 1957), consistait en un réflecteur radio composé d’une antenne parabolique qui fonctionnait comme une antenne satellite de télévision pour focaliser le rayonnement entrant sur une petite antenne collectrice appelée “feed¹”, terme qui provient des antennes utilisées pour les émissions radar. Dans un tel radiotélescope, le collecteur est généralement un cornet à guide d’ondes qui transfère le signal entrant au récepteur radio sensible. Les ondes parallèles à l’axe sont réfléchies au point focal où elles s’additionnent si elles sont en phase. Des amplificateurs à semi-conducteurs qui sont refroidis à très basse température afin de réduire considérablement leur bruit interne sont utilisés pour obtenir la meilleure sensibilité possible.

De quelle manière mesure-t-on donc la polarisation avec une antenne radio ? Le rayonnement de la source arrivant sur l’antenne dipolaire dont la taille est largement supérieure à la longueur d’onde λ du signal est concentré dans un guide d’ondes à parois conductrices parallèles séparées de légèrement plus que $\lambda/2$. Seuls les champs électriques verticaux peuvent alors traverser le guide d’ondes avec une faible perte (les parois supérieures et inférieures du guide sont séparées par un peu moins de $\lambda/2$, bloquant les champs électriques horizontaux). Dans la paroi inférieure du guide d’ondes se trouve l’antenne collectrice verticale de taille $\lambda/4$ qui collecte la majeure partie de ce rayonnement polarisé verticalement.

1. Le terme “feed” provient des antennes radar utilisées pour les transmissions militaires et civiles ; l’antenne de type “feed” alimente l’émetteur en puissance vers le réflecteur principal. Les antennes de réception utilisées en radioastronomie fonctionnent dans le sens inverse et le “feed” collecte en fait le rayonnement du réflecteur.

ment et le convertit en un courant électrique qui chemine le long du câble coaxial jusqu'au récepteur. Pour comparer ce courant électrique à une valeur réelle de polarisation (degré et angle), l'antenne dipolaire et l'antenne collectrice sont électriquement polarisées linéairement. Or nous savons que la réponse en tension d'une antenne collectrice polarisée linéairement à une source astronomique polarisée est proportionnelle à $\cos(\delta)$, où δ est l'angle entre l'antenne collectrice et le champ électrique source. La réponse en puissance est proportionnelle à $\cos(2\delta)$ ($=[\cos(2\delta)+1]/2$). Par conséquent, le degré de polarisation et l'angle de position de polarisation d'une source radio polarisée linéairement peuvent être mesurés en faisant pivoter l'antenne collectrice polarisée linéairement d'un radiotélescope tout en suivant la source. Il est aussi possible d'utiliser la rotation de la Terre pour artificiellement faire tourner l'antenne plutôt que d'utiliser un système mécanique moins fiable et plus coûteux (comme c'est le cas pour le télescope d'Arecibo par exemple, Heiles et al. 2001). Ainsi, virtuellement, tous les radiotélescopes sont capables de mesurer la polarisation d'une source cosmique. Notons qu'il est aussi tout à fait possible d'utiliser l'interférométrie pour réaliser des observations de polarisation. Ce fut déjà le cas dès les premières observations radio (Little & Payne-Scott 1951; Brown et al. 1955; Conway & Kronberg 1969) : les sources sont successivement observées par des antennes collectrices parallèles puis croisées, et des rotations de 45° de l'antenne collectrice sont appliquées afin de cartographier la polarisation dans le plan interférométrique u, v . Cependant, il convient de noter qu'avec les interféromètres, la structure géométrique de la source joue un rôle important : certaines fréquences spatiales sont perdues en raison de l'espacement discret des antennes et il est plus difficile de les récupérer en polarisation qu'en intensité totale.

1.3.2 ... en infrarouge

En dessous de 300 μm se trouve le domaine de l'infrarouge que l'on peut grossièrement subdiviser en trois bandes : l'infrarouge lointain (300 – 30 μm), l'infrarouge moyen (30 – 5 μm) et l'infrarouge proche (5 – 0.65 μm). Cette subdivision suit l'opacité de l'atmosphère, cette dernière étant totalement opaque entre 30 et 300 μm et justifiant donc la bande infrarouge dite lointaine. La bande infrarouge intermédiaire est caractérisée par une luminosité intrinsèque du ciel très forte entre 5 et 30 μm , gênant donc les observations au sol. Enfin, l'infrarouge proche bénéficie doublement d'une luminosité du ciel et d'une opacité faibles entre 0.65 et 5 μm , ce qui justifie que cette bande soit très proche de la bande optique en termes d'observabilité terrestre. Les bandes infrarouges moyenne et lointaine doivent quant à elles être observées depuis l'espace ou depuis la haute atmosphère (comme avec les observatoires stratosphériques pour l'astronomie infrarouge *Kuiper* et *SOFIA*).

Ces différentes bandes peuvent nous renseigner sur de nombreux phénomènes en astrophysique. La majeure partie de la polarimétrie astrophysique aux longueurs d'onde de l'infrarouge lointain et moyen est liée à l'absorption et à l'émission dichroïques associées à des grains de poussière alignés, ainsi qu'à l'étude du rôle des champs magnétiques en astrophysique. Au dessus de 30 μm , le rayonnement polarisé est surtout produit par des poussières non sphériques alignées sur le champ magnétique local. Bien que le ou les mécanismes produisant cet alignement ne soient pas toujours bien établis, l'orientation du

grain sera contrôlée par le champ. Dans le milieu interstellaire, les grains acquièrent de l'énergie de rotation lorsqu'ils sont associés au gaz ambiant, avec une fréquence de rotation typique de l'ordre du méga-Hertz. En raison de l'hystéresis mécanique, les grains tournent autour de leur axe court et, par effet Barnet, développent un moment magnétique dans cette direction (Landau & Lifshitz 1960). Leur axe de rotation sera donc calqué sur la direction du champ magnétique. En soi cela ne produit pas d'alignement mais garantit que la direction de toute anisotropie dans la distribution des axes de rotation est contrôlée par le champ (Smith et al. 1995; Lazarian et al. 1997). En émission, les grains rayonnent avec leur vecteur électrique préférentiellement perpendiculaire au champ magnétique local, tandis que la polarisation produite par absorption est parallèle au champ magnétique. La polarisation résultante est appelée émission/absorption dichroïque et le processus "dichroïsme", car cela est dû au fait que le milieu possède des propriétés différentes dans deux directions orthogonales. Les grains de poussière jouent un rôle clef dans pratiquement tous les domaines de l'astrophysique et sont le catalyseur d'une grande partie de la chimie cosmique. La capacité des grains de poussière à s'aligner avec leur axe court dans la direction du champ magnétique local fournit des informations capitales sur la géométrie des champs magnétiques (Hiltner 1949), essentielles pour comprendre les processus d'accrétion, de formation de disques et de perte de masse, pour les étoiles comme pour les AGNs (voir par exemple Aitken et al. 1993; Smith et al. 2000). Dans les bandes de l'infrarouge lointain et moyen, l'émission dichroïque polarisée domine souvent par rapport à l'absorption dichroïque polarisée, qui n'est que marginalement observée dans des régions très spécifiques (comme pour les nuages moléculaires du Centre Galactique, Dowell 1997). Dans le cas de l'infrarouge proche, les outils de diagnostic sont similaires à ceux disponibles pour les longueurs d'onde optiques que je décrirai dans la sous-section suivante. Nous pouvons toutefois tirer parti de l'extinction beaucoup plus faible de la poussière dans l'infrarouge proche et, pour des objets à redshifts modérés, des nombreuses raies d'émission ultraviolettes et optiques qui sont décalées dans l'infrarouge proche. La polarisation observée dans cette bande peut provenir de plusieurs mécanismes. Par exemple, des électrons ayant de faibles valeurs de vitesse par rapport à la vitesse de la lumière et circulant dans un champ magnétique produisent une radiation polarisée circulairement (radiation cyclotron) et dont l'harmonique fondamentale est comprise entre 1 et 5 μm pour des variables cataclysmiques comme AM Her par exemple (Warner 1995). Les électrons relativistes produisent aussi un rayonnement synchrotron, qui est polarisé linéairement et qui est parfois maximal dans l'infrarouge proche dans le cas de jets relativistes dans les AGNs (Trujillo-Bueno et al. 2002). Une partie de l'émission polarisée vue en infrarouge proche est aussi due à des grains de silicate alignés qui produiront généralement une polarisation par absorption, mais la majeure partie de la polarisation dans cette bande de longueurs d'onde provient de la diffusion. La diffusion de photons sur des électrons ou des grains de type Rayleigh (taille de grain beaucoup plus petite que la longueur d'onde du rayonnement) produit une polarisation linéaire avec un degré indépendant de la longueur d'onde. L'observation du rayonnement diffusé permet de visualiser des régions normalement obscures : par exemple, dans une jeune étoile, le rayonnement peut s'échapper le long des pôles d'un disque poussiéreux obscurcissant et être diffusé dans notre champ de vision par de la poussière et/ou des électrons situés le long des directions polaires (Murakawa 2010). La spectropolarimétrie

permet d'étudier les relations de vitesse, ainsi que les relations géométriques, entre la source de rayonnement, le diffuseur et l'observateur sans avoir à recourir à une résolution spatiale de la source.

Quoique l'infrarouge soit subdivisé en trois bandes, la technologie pour observer et mesurer la polarisation céleste reste relativement similaire d'un point de vue technique. Il faut toutefois noter une différence fondamentale comparé aux méthodes de mesure de polarisation en optique : les détecteurs infrarouges ont besoin d'être refroidis à des températures d'autant plus basses que la longueur d'onde est grande ($\sim -80^\circ\text{C}$ pour l'infrarouge proche comparé à $\sim -270^\circ\text{C}$ pour l'infrarouge lointain, voir Roelfsema et al. 2010 et Vaillancourt et al. 2007, respectivement). Cela est dû au fait qu'en infrarouge, les capteurs CCD (*Charge Coupled Device*, dispositif à transfert de charge) laissent place à des détecteurs sensibles à la différence de température induite par la réception de photons. L'utilisation d'antennes comme en radio n'est plus possible non plus car l'infrarouge n'est plus observable du sol, à part dans certaines fenêtres de visibilité très minces et nécessitant un site en altitude et avec un climat particulièrement sec. De ce fait, on mesurera la polarisation infrarouge soit de l'espace, soit de la haute atmosphère. Le problème est que les détecteurs astronomiques infrarouges communs sont relativement insensibles à la polarisation. Par conséquent, pour mesurer la polarisation, nous devons donc la transcrire en variations d'intensité totale. La méthode la plus simple, utilisée en optique et décrite plus en détail dans la sous-section concernée, utilise un polariseur linéaire rotatif pour permettre à une seule polarisation d'atteindre le détecteur. Pour récupérer complètement les trois flux (codés avec les paramètres de Stokes I , Q et U), il faut effectuer des mesures à partir d'au moins trois angles choisis de manière appropriée. Cette méthode présente les inconvénients suivants : 1) la moitié de la lumière est rejetée et 2) les paramètres de Stokes sont obtenus par soustraction d'images non simultanées, de sorte que les variations atmosphériques provoquent une polarisation apparente parasite. Ceci est particulièrement problématique pour les observations utilisant de l'optique adaptative qui ont des fonctions d'étalement du point (*point spread function*) complexes et variables dans le temps. La polarimétrie à double canal permet d'éviter ces inconvénients en obtenant des mesures simultanées de polarisations perpendiculaires. Un prisme de Wollaston placé dans le faisceau collimé d'une caméra à réducteur de focale conventionnelle produit deux images d'une source polarisée perpendiculairement. L'image différentielle qui en résulte devrait être insensible aux variations de vision ou de transparence atmosphérique. Un modulateur de polarisation (tel qu'une plaque demi-onde rotative, voir la sous-section suivante) est nécessaire pour mesurer à la fois les paramètres de Stokes Q et U . Des modulations supplémentaires qui permutent les états de polarisation entre les deux côtés du détecteur peuvent être utilisées pour minimiser les effets du champ plat (*flat field*) et des autres erreurs instrumentales (Kuhn et al. 2001; Patat & Romaniello 2006). Des polarimètres à double faisceau soigneusement conçus peuvent être remarquablement robustes contre les systématiques instrumentales et atmosphériques, entraînant une sensibilité de l'instrument à des fractions de polarisation aussi faibles que 10^{-6} en infrarouge (voir, par exemple, Kemp et al. 1987; Hough et al. 2006).

1.3.3 ... en optique

Nous l'avons vu en première partie de ce chapitre, la découverte de la lumière polarisée des sources astronomiques remonte au début des années 1800 lorsque François Arago détecta au travers d'une plaque de quartz que le rayonnement lunaire bleu était orienté à 130° comparé au rayonnement lunaire rouge (Milone & Sterken 2011). Cependant, la polarisation en infrarouge proche, optique et ultraviolet proche (ce que nous appellerons la lumière blanche) était alors techniquement difficile à déetecter. Sachant en plus que les premiers essais pour mesurer la polarisation céleste se basaient sur l'observation des étoiles (qui possèdent une polarisation quasiment nulle à cause de leur forme quasiment sphérique – la symétrie tue la polarisation –) et qu'ils furent sans résultat probant, cela explique pourquoi la polarimétrie en lumière blanche en astronomie se développa si lentement jusque dans les années 1960. Cette marche en avant difficile fut d'autant plus impactante pour l'astrophysique car, en comparaison à d'autres techniques d'observation se basant sur l'intensité totale, de nombreux phénomènes physiques contribuent à la polarisation du rayonnement en lumière blanche et son observation peut donc apporter des contraintes fortes sur un large éventail de causes fondamentales. Mentionnons par exemple que la réflexion sur des surfaces solides (planètes, astéroïdes, comètes ...), la diffusion par des particules (électrons libres, atomes, molécules, poussière ...), la propagation du rayonnement dans un champ magnétique (effets Zeeman et Paschen-Back), les radiations cyclotron et synchrotron ou la polarisation interstellaire due au dichroïsme optique des grains de poussière non-sphériques alignés par les champs magnétiques galactiques peuvent être sondés par la polarimétrie avec un contraste cent fois plus important qu'en intensité totale. Tout cela fait de la mesure de polarisation en lumière blanche une source de savoirs intarissable. De plus, si la polarisation optique fut la première à être découverte, c'est non seulement car l'œil humain est fait pour voir dans cette gamme de longueurs d'onde mais aussi car la nature elle-même a produit les éléments de base pour pouvoir déetecter cette polarisation. La plupart des polarimètres optiques utilisent un modulateur de polarisation et un analyseur de polarisation. Le modulateur de polarisation est le dispositif optique qui modifie l'état de polarisation du faisceau lumineux entrant à une fréquence donnée. L'analyseur de polarisation est l'unité qui sépare les deux composantes de la lumière polarisées orthogonalement synchronisées avec la fréquence de modulation. Enfin, leurs intensités sont mesurées par un détecteur.

Il existe deux types de modulateurs : les retardateurs à déphasage constant (à lames demi- ou quart-d'ondes) et les retardateurs à déphasage variable. Ces derniers étant sujets à plus de polarisation instrumentale et nécessitant de changer de modulateur entre chaque bande de longueur d'onde (ce qui est long, complexe et donc coûteux dans le cas d'un télescope), nous ne nous focaliserons que sur les premiers. Une lame est une plaque plane parallèle constituée d'un cristal uni-axial taillé de manière à ce que son axe optique (la direction dans laquelle l'indice de réfraction n_e est minimal) soit parallèle à la surface de la plaque. Il en résulte que la lumière polarisée le long de son axe se déplace plus lentement que la lumière polarisée dans la direction orthogonale. Une telle plaque introduit un déphasage, c'est-à-dire un retard τ entre les composantes polarisées orthogonalement du faisceau de lumière entrant dans la plaque (Serkowski 1974), de

la sorte :

$$\tau = \frac{2\pi\Delta}{\lambda},$$

avec

$$\Delta = (n_e - n_o)s.$$

Ici s est l'épaisseur du ralentisseur, λ est la longueur d'onde, n_e et n_o sont les indices de réfraction pour les composantes lumineuses polarisées parallèlement et perpendiculairement à l'axe optique du cristal, respectivement, et Δ est la différence de trajectoire. Il existe deux types de retardateurs largement utilisés en polarimétrie optique : un retardateur avec $\tau = \pi/2$ ($\Delta = \lambda/4$) appelé lame quart d'onde (*quarter-wave plate, QWP*), et un retardateur avec $\tau = \pi$ ($\Delta = \lambda/2$) appelé lame demi-onde (*half-wave plate, HWP*). La lame *QWP* transforme la lumière polarisée de façon circulaire avec $I = V$ en une lumière polarisée linéairement avec $I = (Q^2 + U^2)^{1/2}$. La lame *HWP* fait pivoter le plan de polarisation du faisceau lumineux polarisé linéairement. Ainsi, si ϕ et θ sont les directions de l'axe de la lame *HWP* et de la polarisation du faisceau lumineux entrant mesurées par rapport au pôle céleste nord, la direction du plan de polarisation du faisceau sortant devient $2\phi - \theta$. L'intérêt de ces deux lames est que la lame *QWP* tournée par pas de 90° et placée devant un analyseur de polarisation est fréquemment utilisée pour mesurer la polarisation circulaire. La même lame, tournée par pas de 22.5° , peut être utilisée pour mesurer tous les paramètres de Stokes. Enfin, une lame *HWP* tournée par pas de 22.5° est utilisée pour obtenir la polarisation linéaire.

Une fois la lumière incidente modulée (en fréquence et en polarisation), elle est envoyée vers un analyseur qui va séparer les composantes polarisées. La nature nous a donné des analyseurs naturels fort efficaces : les cristaux biréfringents. Dans un matériau biréfringent, la vitesse de propagation de la lumière dépendra de la polarisation de la lumière et de l'orientation du rayon lumineux par rapport à la structure du matériau. Dans certains matériaux il est possible de trouver une direction polarisée linéairement dans laquelle la lumière se propage à une vitesse uniforme. Ce rayon est appelé le rayon ordinaire. Le rayon polarisé orthogonalement au rayon ordinaire est appelé rayon extraordinaire et se propage à une vitesse différente selon la direction (la direction dans le matériau dans laquelle les rayons ordinaires et extraordinaires se propagent avec la même vitesse est appelée axe optique du matériau). Notons aussi que lorsque la vitesse du rayon extraordinaire est supérieure à celle du rayon ordinaire, la biréfringence est dite négative. Le degré de biréfringence peut être obtenu à partir du principal indice de réfraction extraordinaire μ_E . C'est l'indice de réfraction correspondant à la vitesse maximale du rayon extraordinaire pour les matériaux négatifs et à la vitesse minimale pour les matériaux positifs. Il sera obtenu pour les rayons se déplaçant perpendiculairement à l'axe optique du matériau. Le degré de biréfringence est souvent désigné par J et représente simplement la différence entre le principal indice de réfraction extraordinaire du rayon ordinaire (μ_O) :

$$J = \mu_E - \mu_O.$$

La plupart des cristaux transparents présentent une biréfringence naturelle mais la biréfringence peut aussi être artificiellement introduite dans des substances amorphes telles que le verre par l'application d'une force déformant la structure cristalline du matériau. L'un des matériaux biréfringents les plus courants est la calcite où $\mu_O = 1.658$ et $\mu_E = 1.486$. Certains cristaux qui sont biréfringents, tels que le quartz ($J = 0.009$), sont en outre optiquement actifs en ce sens que le plan de polarisation du rayonnement incident est soumis à une rotation lorsqu'il passe à travers le matériau. Un exemple contemporain de prisme calcite peut se trouver dans la proposition d'implémentation d'un polarimètre pour le *High Accuracy Radial velocity Planet Searcher (HARPS)* au télescope de 3.6 m de La Silla (European Southern Observatory, ESO, Snik et al. 2010). Notons aussi que pour la polarimétrie moderne une grande séparation entre les faisceaux est pratique (en conjonction de l'utilisation de photomultiplicateurs pour maximiser le signal) et que les prismes utilisés sont donc du type Wollaston (comme pour le polarimètre *FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph – FORS2* – au *Very Large Telescope, VLT*).

Une fois le signal modulé et séparé en composantes polarisées orthogonales, il faut le détecter. Il existe trois types de détecteurs utilisés en polarimétrie optique : les caméras CCD, les tubes photomultiplicateurs (PMT) et les photodiodes à avalanche (APD). Chaque type de détecteur a ses avantages, ses inconvénients et ses domaines d'application que je ne détaillerai pas ici. Je mentionnerai seulement que les caméras CCD sont les détecteurs les plus largement utilisés pour la photométrie et la spectroscopie aux longueurs d'onde optiques. Étant par essence des dispositifs d'enregistrement panoramiques, ils sont très bien adaptés aux applications spectroscopiques et d'imagerie. Cette fonctionnalité est également très utile pour la polarimétrie avec des prismes Wollaston, car elle permet d'enregistrer simultanément deux images polarisées orthogonalement sur le même détecteur, de sorte que les variations de vision (*seeing*) et de transparence atmosphériques auront exactement le même effet sur les deux. De plus, l'intensité du ciel d'arrière plan est automatiquement enregistrée sur les pixels entourant les images, ce qui élimine la nécessité de mesurer séparément l'intensité et la polarisation du ciel. Citons par exemple les instruments *RINGO3* (Arnold et al. 2012), *SPOL* (Smith 2017) ou *ZIMPOL* (*Zurich imaging polarimeter*, voir Schmid et al. 2018) qui utilisent des caméras CCD pour faire de la polarimétrie. En définitive, les instruments en lumière blanche sont, avec les radiotélescopes, les détecteurs les plus nombreux et les moins complexes pour faire des mesures de polarisation à l'heure actuelle.

1.3.4 ... en ultraviolet

La physique prédit que la polarisation interstellaire et la polarisation de l'arrière-plan du ciel doivent être beaucoup plus faibles dans l'ultraviolet que dans la région optique du spectre alors que la polarisation intrinsèque des objets célestes devrait être plus grande (Code et al. 1990). C'est pourquoi la polarimétrie ultraviolette devrait constituer un puissant outil de diagnostic en astrophysique. Malheureusement de telles mesures de polarisation ne sont pas sans complications instrumentales et environnementales. En effet, l'ozone et l'oxygène dans l'atmosphère terrestre empêchent toute observation au sol à des longueurs d'onde inférieures à 3000 Å. Avec les plus grands ballons sondes disponibles et

un grand télescope, il est possible de se placer suffisamment au-dessus de l'ozone pour effectuer des mesures de polarisation précises d'étoiles et de planètes aux alentours de 2820 et 2200 Å, mais cela reste insuffisant pour l'astrophysique moderne (Gehrels 1967). La seule solution acceptable pour mesurer à la fois la polarisation du continuum et celle des raies d'émission ou d'absorption est de se placer dans l'espace. Pour ce faire, il n'y a eu que deux missions équipées de polarimètres en ultraviolet lointain ($< 3000 \text{ \AA}$) qui ont un jour volé : le *Wisconsin Ultraviolet Photopolarimeter Experiment (WUPPE)* et le télescope spatial *Hubble*.

Le télescope *WUPPE*, conçu et construit par le laboratoire d'astronomie spatiale de l'Université du Wisconsin dans les années 1980 (Nordsieck & Code 1982; Stanford et al. 1985; Code & Nordsieck 1989), était alors un projet innovant visant à explorer pour la toute première fois au monde la polarisation et la photométrie célestes aux longueurs d'onde ultraviolettes lointaines. *WUPPE* a été conçu pour obtenir des mesures simultanées de spectres et de polarisations de 1400 à 3300 Å. Il était composé d'un télescope Cassegrain classique de 0.5 m f/10 et d'un spectropolarimètre avec un champ de vision de 3.3×4.4 minutes d'arc ainsi que d'une résolution spectrale de 6 Å. Sa surface effective était d'environ 100 cm^2 à 2300 Å. L'instrument *WUPPE* a effectué deux campagnes d'observation à bord des missions spatiales ASTRO-1 et ASTRO-2 de la NASA. Il s'agissait de l'un des trois télescopes à ultraviolets² (avec le *Hopkins Ultraviolet Telescope* et l'*Ultraviolet Imaging Telescope*) embarqués dans la charge utile d'ASTRO-1 qui a volé à bord de la navette spatiale Columbia du 2 au 11 décembre 1990. Le télescope a été renvoyé dans l'espace entre le 2 et le 18 mars 1995 à bord de la navette spatiale Endeavour. Au total, *WUPPE*-1 et *WUPPE*-2 ont obtenu des mesures de spectropolarimétrie ultraviolette (et les spectres d'intensité totale associés) de 121 objets sur 183 observations. Notons pour la suite de ce manuscrit que sur ces 121 objets seuls 2 AGNs radio-faibles (NGC 4151, NGC 1068), 2 AGNs radio-forts (3C 273, Centaurus A) et 1 objet de type BL Lac (Mrk 421) ont été observés. Ces observations d'AGNs, à l'exception de NGC 1068, se sont avérées décevantes à cause d'un manque de temps d'intégration du flux, résultant d'une très faible résolution spectrale en polarisation (un à trois bins sur l'ensemble du continuum). La plupart des mesures polarimétriques ultraviolettes, quelque soit l'objet observé, ont dû être rebinnées spectralement en raison des effets combinés de la faible luminosité de la source, de la limite de sensibilité de *WUPPE* et des temps d'intégration trop courts. Cela reste toutefois un grand succès pour la polarimétrie ultraviolette et ces résultats, quoique médiocres avec notre œil moderne, furent fondamentaux dans les années 90 et ont poussé à l'ajout de polarimètres ultraviolettes sur *Hubble*.

La deuxième mission dotée de capacités polarimétriques ultraviolettes était donc *Hubble*. Deux des instruments embarqués permettaient la mesure de polarimétrie dans l'optique et l'ultraviolet proche et modéré : le *Faint Object Camera (FOC)* et le *Faint Object Spectrograph (FOS)*. Les deux instruments faisaient partie des quatre instruments axiaux d'origine embarqués sur *Hubble* et ils ont été conçus pour réaliser des observations dans la bande 1150 à 6500 Å. Le FOS a

2. Il y avait aussi le *Broad Band X-Ray Telescope* sur ASTRO-1.

été retiré de *Hubble* lors de la deuxième mission de maintenance en février 1997 et le FOC lors de la mission de maintenance 3B en mars 2002. Plus tard, des filtres ultraviolets/bleus ($\lambda > 2000 \text{ \AA}$) ont été montés sur l'*Advanced Camera for Surveys (ACS)* et sur les *Wide Field and Planetary Cameras (WFPC)* 1 et 2 pour des observations polarimétriques. Dans l'unique domaine des AGNs, les instruments polarimétriques à bord de *Hubble*³ ont observé 117 AGNs au total (108 objets avec imagerie de polarisation, 76 objets en spectropolarimétrie et une poignée avec les deux techniques ; Enrique Lopez-Rodriguez, communication privée) du cycle 0 au cycle 22. La polarimétrie ultraviolette de *Hubble* a fourni de fortes contraintes sur le mécanisme de polarisation dans les AGNs (Antonucci et al. 1994), a mis en évidence la structure tridimensionnelle de la région nucléaire de NGC 1068 (Kishimoto 1999) et a permis de déterminer avec précision la position de la source de rayonnement diffusé (Capetti et al. 1995c). Des AGNs fortement obscurcis (tels que Mrk 231) ont été observés pour sonder la composition des nuages de poussière et de gaz faiblement ionisé (Smith et al. 1995). La polarisation ultraviolette a également permis de dévoiler la morphologie des champs magnétiques dans le jet de M87 (Boksenberg et al. 1992) et de sonder l'origine de la polarisation optique synchrotron dans l'objet BL Lac PKS 2155-304 (Allen et al. 1993). Si nous incluons maintenant tous les autres résultats en polarimétrie ultraviolette obtenus pour l'ensemble des sources célestes, les retombées scientifiques de ce champ de recherche sont faraïnneuses. Le seul problème c'est qu'il n'existe plus aucun polarimètre ultraviolet lointain à l'heure actuelle.

La raison est simple : pour faire de la polarimétrie ultraviolette lointaine il faut aller dans l'espace. De plus, la technologie pour mesurer l'ultraviolet devient de plus en plus complexe lorsque nous nous rapprochons des petites longueurs d'ondes. Comme nous l'avons vu pour la section en infrarouge proche, optique et ultraviolet proche, les polarimètres de base pour la lumière blanche sont composés d'un modulateur et d'un analyseur fonctionnant généralement par transmission et par biréfringence. Cependant nous ne connaissons aucun matériau biréfringent qui transmette la lumière au-dessous de 1200 Å, d'où les limitations techniques de *WUPPE* et de *Hubble*. Afin de faire progresser notre compréhension des processus astrophysiques grâce à la polarimétrie ultraviolette lointaine, il faut donc développer de nouveaux instruments (Westerveld et al. 1985). C'est le but de *POLLUX*, un spectropolarimètre ultraviolet à très haute résolution en cours de développement par le CNES (Bouret et al. 2018; Le Gal et al. 2019). Afin de pallier au manque de transparence et de biréfringence des instruments de polarimétrie en dessous de 1500 Å, l'analyse de la modulation du signal basée sur la réflexion est préférée plutôt que la transmission. Un polarimètre en ultraviolet lointain pourrait ainsi être construit en utilisant un modulateur à trois miroirs (surfacés avec des couches de SiC) possédant un angle de Brewster à incidence élevée (près de 80 degrés) pour enregistrer la polarisation. Malheureusement, un seul faisceau incident peut être réfléchi à la fois ce qui tend à augmenter les effets systématiques pour ce genre de prototype. Les détecteurs ultraviolet associés utilisent la technologie de traitement de surface des capteurs CCD à multiplication d'électrons rétro-éclairés

3. En prenant en compte le *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer (NICMOS)* qui permet de faire de l'imagerie de polarisation dans une plage de longueurs d'onde comprise entre 0.8 et 2.5 μm.

(EMCCD⁴). Celle-ci est désormais concurrentielle en comparaison des plaques à micro-canaux (*MCP*), largement utilisées dans la gamme ultraviolette pour les missions spatiales (Ertley et al. 2018). Ils combinent la linéarité des capteurs CCD avec la capacité de comptage de photons, une capacité essentielle permettant la détection de faibles flux. Ainsi, la technologie pour observer les longueurs d'onde ultraviolettes les plus lointaines est en cours de développement et son application aux AGNs est cruciale pour enfin sonder les bords les plus internes des disques d'accrétion autour des trous noirs supermassifs (Marin et al. 2018a). Il reste toutefois encore de nombreuses années de développement avant qu'un tel projet ne voie le jour et aucun polarimètre ultraviolet n'est prévu sur un quelconque observatoire spatial dans les décennies à venir.

1.3.5 ... en rayons X

Depuis le début des études systématiques sur les rayons X en 1895 (Röntgen 1896) et la naissance de l'astronomie observationnelle des rayons X au début des années 1960 (Giacconi et al. 1962), les travaux théoriques en astronomie X prédisent une foultitude de résultats en polarimétrie. Toutefois, la conception de détecteurs hautes énergies sensibles à la polarisation a pris des décennies à maturer. Ce n'est que vers la fin des années 60 que des polarimètres au lithium et utilisant la diffusion Thomson ont été montés sur des fusées-sondes Aerobee-150 afin d'observer en haute altitude la source de rayons X la plus brillante connue à l'époque : Sco X-1 (Novick 1970). Des expériences plus avancées ont été menées sur des fusées Aerobee-350 équipées de deux instruments : un polarimètre diffusif au lithium et un réseau de quatre polarimètres cristallins utilisant la loi de Bragg. Cette expérience a conduit à la première détection de la polarisation des rayons X dans la Nébuleuse du Crabe (Novick et al. 1972), les effets systématiques étant atténus par la rotation des détecteurs. Des polarimètres supplémentaires ont été déployés sur des fusées et des satellites, tels que *Intercosmos-1*, qui a mesuré la polarisation des rayons X due aux éruptions solaires (Tindo et al. 1970), ou *Ariel 5*, équipé d'un polarimètre-spectromètre cristallin utilisant la loi de Bragg qui a permis de placer une limite haute à la polarisation dans Sco X-1 (7.7% à 3 sigmas, Gowen et al. 1977). La mission *OSO-8* a permis l'unique détection historique de la polarisation des rayons X non solaires connue à ce jour, toujours dans la Nébuleuse du Crabe (Weisskopf et al. 1976, 1978), avec un degré de polarisation linéaire $P = 19.2 \pm 1.0\%$ et un angle de polarisation $\Psi = 156.4 \pm 1.4^\circ$ à 2.6 keV. Quelques limites supérieures ont été estimées pour d'autres objets célestes, mais la plupart d'entre elles sont malheureusement d'une importance marginale.

Nous étions en 1980 et le domaine de la polarimétrie des rayons X prenait une ampleur considérable. Plusieurs missions furent envisagées pour poursuivre les premières découvertes. Le *Stellar X-ray Polarimeter* (SXRP) devait voler au début des années 90 dans la mission russe *Spectrum-X Gamma* (Kaaret et al. 1989), mais l'effondrement de l'Union Soviétique a empêché ce satellite de voler. De manière plus dramatique, *HEAO-2/Einstein* a définitivement enterré

4. Les caméras CCD traditionnelles offrent une sensibilité élevée, avec des bruits de lecture inférieurs à 10 chiffres, mais aux dépens d'une lecture lente. Les caméras EMCCD évitent cette contrainte en amplifiant le signal avant l'amplificateur de charge et maintiennent ainsi une sensibilité sans précédent à des vitesses élevées (Denvir & Conroy 2003).

le domaine de la polarisation des rayons X en révolutionnant la manière dont les observations des rayons X étaient effectuées. Alors que les précédentes missions devaient tourner sur leur axe pour enregistrer le flux X, les miroirs et l'optique de dernière technologie de *HEAO-2/Einstein* ont rendu possible l'observation des sources cosmiques par des détecteurs fixes. La rotation n'était plus nécessaire pour la spectroscopie ou l'imagerie, ce qui était déjà considéré comme une technologie coûteuse et complexe dans l'espace. Malheureusement, cela était toujours nécessaire pour la polarimétrie X. Le contraste technique entre la spectroscopie/imagerie et la polarimétrie (nécessitant une rotation) et le déséquilibre de sensibilité entre les différentes techniques ont empêché l'ajout de polarimètres des rayons X dans les nouvelles missions spatiales des hautes énergies. Des polarimètres furent retirés à différents stades de développement (*Einstein*, *AXAF*) ou dès le début (*XMM*, *ATHENA*) de nombreuses missions car les temps d'intégration nécessaires pour mesurer les flux polarisés étaient beaucoup plus longs que pour l'imagerie ou la spectroscopie. La polarimétrie X fut donc muselée pendant près de 40 ans. Heureusement une percée technologique pour les détecteurs de polarisation des rayons X a été réalisée au début des années 2000. L'avènement des polarimètres photo-électriques (Costa et al. 2001; Black et al. 2003) a permis de créer des détecteurs compacts capables de coupler des processus d'imagerie avec la mesure de polarisation X. Par rapport aux anciens polarimètres à diffraction ou à diffusion, l'augmentation de la sensibilité est sans équivoque : on attend un facteur d'environ cent en comparaison des polarimètres embarqués sur *OSO-8*. Couplé à une optique X ultra-moderne, le domaine de la polarimétrie des rayons X est maintenant prêt à être exploré de nouveau après des décennies de silence. Le lancement prochain de polarimètres X dans l'espace (Weisskopf et al. 2014) et les nombreuses expériences actuellement programmées avec des ballons stratosphériques (Chauvin et al. 2017) et des fusées (Marshall et al. 2017) indiquent clairement un regain d'intérêt croissant pour la polarimétrie des rayons X (Marin 2018b).

Mais qu'est-ce qui rend la mesure de polarisation si complexe dans les rayons X ? En raison des énergies élevées et des courtes longueurs d'onde impliquées, les éléments optiques utilisés à des longueurs d'onde plus grandes deviennent transparents aux hautes énergies. Il n'est donc plus possible d'utiliser des antennes ou des lentilles pour mesurer la polarisation dans le domaine de Röntgen. Par exemple, pour le néon, les interactions photoélectriques⁵ sont les effets dominants de l'interaction photon/matière aux énergies inférieures à 40 keV, la diffusion Compton domine aux énergies entre 40 et 200 Mev et la production de paires domine aux plus hautes énergies. Les transitions entre les différents modes d'interaction sont décalées en énergie pour un nombre atomique plus élevé et le coefficient d'atténuation de masse détermine quelle interaction est la plus efficace pour l'analyse de la polarisation dans chaque bande : photoélectrique en dessous de quelques dizaines de keV et Compton dans la bande de rayons X-durs/gamma-mous. La conception d'un polarimètre à rayons X dépend donc fortement de l'interaction physique que l'on veut utiliser pour obtenir une bonne sensibilité instrumentale à la polarisation.

5. La diffusion Thomson est le second effet important d'interaction en deçà de quelques dizaines de keV mais reste entre un et trois ordres de grandeur en dessous de l'effet photoélectrique.

Il existe donc trois grandes classes de polarimètres X. Les tout premiers qui ont vu le jour pour l'étude des sources célestes étaient basés sur l'effet de diffraction dans des cristaux de graphite. Nous l'avons vu, à des énergies inférieures à quelques dizaines de keV, les rayons X interagissent plus fortement avec le processus photoélectrique que par diffusion. Cependant, la superposition de diffusions cohérentes sur un milieu périodique, tel qu'un cristal atomique ou une paroi multicouche, peut produire une réflexion efficace, ce qui explique pourquoi les premiers polarimètres X en astronomie furent de ce type (Novick 1975). Ils étaient de plus faciles à construire et peu chers. Ce processus de réflexion est connu sous le nom de réflexion de Bragg et se produit lorsque la différence de longueur de trajet pour la diffusion à partir de deux plans cristallins adjacents, $2d \sin(\theta)$, est égale à l'espacement entre les plans cristallins et lorsque l'angle entre le rayon incident et les plans diffusés est un multiple entier n de la longueur d'onde du photon λ . Cette condition est connue sous le nom de loi de Bragg :

$$n\lambda = 2d \sin(\theta).$$

La réflexion de Bragg peut être utilisée pour l'analyse de la polarisation car la réflectivité du rayonnement polarisé parallèlement au plan d'incidence est presque nulle pour les angles proches de l'angle de Brewster, c'est à dire environ 45° pour les rayons X. Les polarimètres à réflexion de Bragg doivent toutefois effectuer une rotation afin de produire une courbe de modulation du signal (nécessaire pour enregistrer la polarisation). Au moins trois cristaux doivent être utilisés avec des angles de position différents (de préférence par incrément de 45°) pour mesurer instantanément les paramètres de Stokes (Silver & Schnopper 2010). Une réflexion efficace peut être obtenue pour les rayons X satisfaisant exactement la condition de Bragg, mais l'efficacité chute rapidement lorsque la longueur d'onde du photon ou l'angle d'incidence changent. De plus, un cristal parfait ne permet d'obtenir qu'une mesure quasi mono-énergétique du signal (largeur de bande inférieure à 1 eV, Evans et al. 1977), ce qui est très limitant pour l'astrophysique. De meilleurs polarimètres X peuvent être construits en réalisant une mosaïque de différents cristaux ou en superposant des couches successives de plans cristallins par processus industriel afin d'augmenter la largeur de bande d'observation (Marshall et al. 2014).

La seconde classe de polarimètre X est basée sur l'effet photoélectrique. Si la création de ces détecteurs fut un lent processus de développement technologique (Marin 2018b), un prototype complet fut finalement rendu public au tout début des années 2000 : le *Gas Pixel Detector*. Ce GPD, voir Figure 1.3 (gauche), est un détecteur d'imagerie sensible à la polarisation X qui permet une polarimétrie des rayons X à large bande (entre 1 et 35 keV en fonction de son design) avec un fond parasite (*background*) faible et des effets systématiques minimes, voire inexistant. Cette nouvelle génération de détecteurs utilise l'anisotropie de la direction d'émission des photoélectrons produits par des photons polarisés pour déterminer avec une grande sensibilité l'état de polarisation des rayons X interagissant dans un milieu gazeux. Le mélange de gaz est typiquement un mélange He-DME à une pression de 1 atm pour la bande 2 – 8 keV et un mélange Ar-DME à une pression de 3 atm pour la bande 6 – 35 keV (Tagliaferri et al. 2012). L'intérêt des interactions photoélectriques est que le

photoélectron éjecté de la couche K possède une direction d'émission favorite qui est celle du champ électrique du photon incident. La direction d'émission suit une distribution de la forme cos-carré. Ainsi, pour les rayons X polarisés, les photoélectrons sont préférentiellement émis dans la direction de polarisation. Après l'éjection, chaque photoélectron interagit avec le gaz environnant et est ralenti par des collisions ionisantes et diffusé par les noyaux jusqu'à son arrêt final. La chaîne d'ionisation résultante, ou "trace" de photoélectrons, marque le chemin du photoélectron depuis sa création sur le site d'interaction des rayons X avec le gaz jusqu'à son point d'arrêt (voir Figure 1.3, droite). C'est dans la partie initiale de cette trace que sont enregistrées les informations sur la direction d'origine des électrons. La distribution de ces directions pour de nombreuses traces détermine alors à la fois le degré de polarisation et l'angle de position associé au flux de photons incident (Costa et al. 2001).

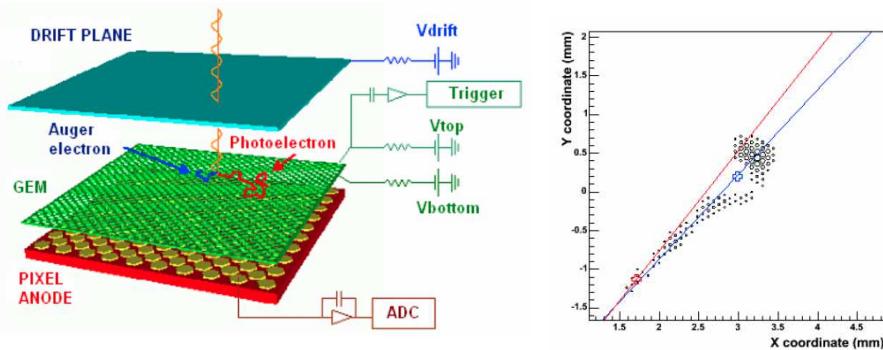


FIGURE 1.3 – Gauche : design du *Gas Pixel Detector*; droite : véritable trace produite dans le gaz par un photon de 5.9 keV. Voir texte pour détails. Figures extraites de Bellazzini et al. (2006).

La dernière classe de détecteurs de polarisation X est basée sur l'effet Compton, ce qui en fait donc des détecteurs idéaux pour mesurer les rayons X durs (10 – 300 keV). En effet, lorsque l'énergie des rayons X représente une fraction non-négligeable de l'énergie de la masse au repos d'un électron, celui-ci recule au cours de l'interaction en prenant de l'énergie du photon. Les énergies des photons sont liées à l'angle de diffusion, θ , de la manière suivante :

$$E' = E \left[1 + \frac{E(1 - \cos(\theta))}{m_e c^2} \right]^{-1}.$$

Pour des angles de diffusion proches de 90° , la distribution azimutale du photon diffusé dépend fortement de la polarisation des rayons X. La diffusion Compton est donc la méthode la plus efficace pour l'analyse de la polarisation X dure. Pour des rayons X mous, le recul des électrons devient négligeable. Dans cette limite, appelée diffusion Thomson, la modulation atteint 100% pour une diffusion à 90° . Ainsi, le principe de base de tous les polarimètres Compton/Thomson est qu'un rayon X incident diffuse sur une cible et qu'un détecteur enregistre le rayon X diffusé (voir Figure 1.4). Aux basses énergies, dans la limite de Thomson, seul le photon diffusé est détecté. La géométrie de la cible

et du détecteur est généralement conçue pour maximiser la diffusion à travers des angles polaires de 90° et le détecteur enregistre la distribution azimutale des photons diffusés. La cible est généralement choisie pour être un matériau à faible nombre atomique afin de maximiser le rapport entre la section efficace Thomson et la section efficace des photoélectrons. Si le rayon X est suffisamment énergétique, dans le régime de Compton, il produit un électron de recul. En mesurant ce dernier, il devient possible de détecter à la fois le point d'interaction initial et le photon diffusé (Bernard 2015). De plus, les polarimètres Compton ne nécessitent pas de distinction entre cible et détecteur. Par conséquent, la polarimétrie Compton est réalisable pour des réseaux de détecteurs uniformes (net gain de place, Vadawale et al. 2010). Cependant, la sensibilité à la polarisation peut être améliorée avec l'utilisation de cibles à faible Z, car ces cibles peuvent augmenter la distance parcourue par les photons diffusés et également augmenter la fraction de photons diffusés par effet Compton en comparaison du nombre de photons photoélectriquement absorbés (Weber et al. 2015). Dans de tels polarimètres, la cible est appelée "cible active" si l'électron de recul peut être détecté et le détecteur enregistrant le photon diffusé est parfois appelé "calorimètre" (puisque il absorbe la majeure partie de l'énergie du photon).

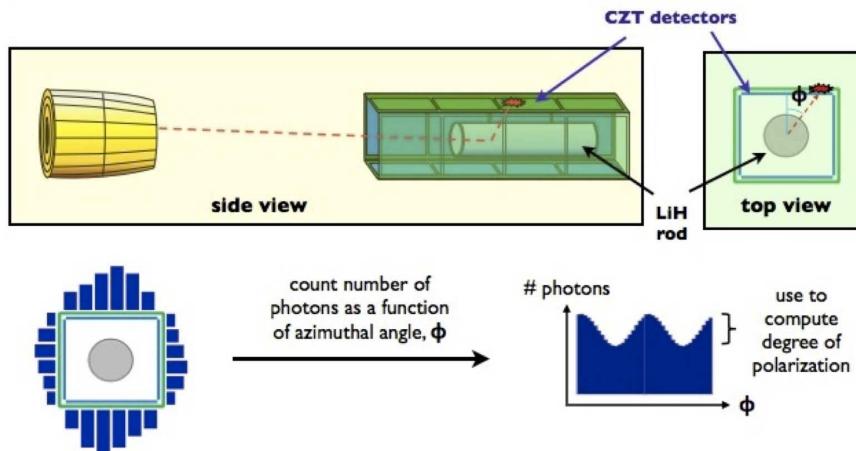


FIGURE 1.4 – Principe de la polarimétrie via effet Compton : les photons sont focalisés par l'optique du télescope sur une cible de diffusion où ils se diffusent préférentiellement perpendiculairement au vecteur du champ électrique du photon initial. Des détecteurs entourent la cible et comptent les photons diffusés. Le polarimètre Compton mesure ensuite la fraction et l'angle de polarisation en reconstruisant la distribution azimutale des photons diffusés. Figures extraites de Krawczynski et al. (2016).

1.3.6 ... en rayons gamma

De la même façon que dans les rayons X (s'étendant d'environ 0.1 à 300 keV), la polarimétrie du domaine des rayons gamma ($E \geq 300$ keV) reste un domaine quasiment inexploré. Les sources astronomiques gamma sont non seule-

ment de faible intensité⁶ mais il existe de plus un large fond parasite qui rend toute observation complexe, et à fortiori la mesure de polarisation gamma encore plus délicate. De ce fait, les polarimètres pour les plus hautes énergies connues doivent faire particulièrement attention à éviter tout effet systématique qui pourrait dégrader le signal de polarisation ou, pire, faire passer un signal non polarisé pour un signal polarisé à cause d'une variation lente du capteur par rapport à la durée de mesure. Néanmoins, et malgré toutes ces difficultés, il existe de réelles découvertes à faire dans le domaine de la polarimétrie gamma des sources célestes. En effet la polarimétrie gamma peut apporter des contraintes fortes sur la configuration géométrique, la magnétisation et les processus d'émission à hautes énergies d'un objet cosmique, contraintes qui ne sont pas forcément accessibles via d'autres techniques comme la spectroscopie, les études temporelles ou l'imagerie. En particulier, la mesure de la polarisation gamma des blazars (des noyaux actifs de galaxies dont le jet fait directement face à l'observateur) peut nous renseigner sur la présence ou l'absence de hadrons dans les jets. Les jets hadroniques ont en effet une polarisation théorique beaucoup plus grande que celle des jets leptoniques (Zhang & Böttcher 2013). Comprendre la nature des jets dans les blazars est d'une importance capitale pour déterminer l'origine des rayons cosmiques de ultra-hautes énergies qui frappent régulièrement la Terre (voir, par exemple, Kotera & Olinto 2011; Aloisio 2017; Fang & Murase 2018). De la même manière, la polarimétrie gamma peut révéler sans ambiguïté le moteur central des *gamma-ray bursts*, ces sursauts de rayons gamma qui apparaissent de manière aléatoire dans le ciel et qui l'illuminent de photons à très hautes énergies. Ces rayons gamma sont sans doute produits dans un jet dont la nature reste encore énigmatique et la mesure de leur polarisation pourrait nous renseigner sur les propriétés physiques de ces jets, sur leurs sites de dissipation et sur leurs mécanismes de radiation (Rees & Meszaros 1994; Spruit et al. 2001; Toma et al. 2009). Dans le domaine des pulsars et des étoiles à neutrons, les mesures polarimétriques à hautes énergies peuvent nous aider à déterminer la structure des champs magnétiques autour des objets compacts, les processus d'accélération des particules et les cascades de paires dans les magnétosphères des pulsars (Pétri & Kirk 2008; Harding & Kalapotharakos 2017). La polarimétrie gamma peut aussi permettre d'isoler les signatures du jet dans les micro-quasars. En effet, l'émission du jet, fortement polarisée, apparaîtra plus facilement par contraste que l'émission faiblement polarisée du disque d'accréation autour de l'objet compact (Laurent et al. 2011). Enfin, il est aussi possible de tourner nos futurs polarimètres gamma vers le Soleil afin de mesurer la polarisation bremsstrahlung des électrons de la photosphère sur lesquels impactent des électrons accélérés par les éruptions solaires (Kontar et al. 2011).

Mais alors comment mesurer cette fameuse polarisation gamma ? Il faut savoir que la polarisation linéaire⁷ d'un photon gamma incident est préservée par la diffusion Compton mais aussi par la création de paires électron-positron (Nikishov & Ritus 1964a,b, 1967; Ruffini et al. 2010). Ainsi, en utilisant l'un ou l'autre

6. Malgré un flux de $4.60 \pm 2.29 \times 10^{-7}$ photon/s/cm², la source gamma 1AGL J1419-6055 est l'une des plus brillantes détectées par le *FERMI-LAT* entre 100 et 1000 MeV (Abdo et al. 2009).

7. Il n'existe, à ce jour, aucune méthode théorique ou instrumentale pour mesurer la polarisation circulaire dans les domaines des rayons X et gamma.

de ces effets physiques (dont l'efficacité dépend de l'énergie), il est possible de mesurer la polarisation des rayons des plus hautes énergies. La première méthode consiste à utiliser la diffusion Compton. Celle-ci est des plus efficaces pour les rayons X durs et pour les gamma mous comme nous l'avons vu précédemment (voir Figure 1.4). L'effet Compton peut être utilisé pour fabriquer des polarimètres pouvant mesurer des flux incidents jusqu'à quelques MeV. La section efficace différentielle de Klein-Nishina pour la diffusion Compton d'un photon linéairement polarisé par un électron au repos montre que les photons polarisés linéairement diffusent préférentiellement perpendiculairement au vecteur de polarisation incident (Heitler 1954). Semblablement aux méthodes de détection en rayons X, nous obtenons une fonction de distribution de probabilité pour la direction du photon diffusé qui est asymétrique en angle azimutal. Ainsi, il y a une modulation azimutale du signal vu par le détecteur et cette modulation asymétrique nous permet d'en déduire à la fois le degré et l'angle de polarisation moyen du flux de photons incident. La modulation du signal via effet Compton est dépendante de l'énergie et décroît très fortement au delà de 1 MeV pour s'éteindre complètement aux alentours de 10 MeV (Bernard 2015). Ceci explique pourquoi il n'y a encore jamais eu de mesures de polarisation céleste au dessus de 2 MeV (McConnell et al. 2002b; Rodriguez et al. 2015).

La seconde méthode est la production de paires électron-positron. En effet, au delà d'une énergie de $2 \times m_e c^2$ ($= 1.022$ MeV), la polarisation linéaire d'une source cosmique peut être mesurée en utilisant la conversion d'un photon incident en une paire électron-positron dans le champs électromagnétique d'un noyau proche. Cela se traduit par $\gamma Z \rightarrow e^+ e^- Z$ ⁸. L'information sur la polarisation incidente peut alors être extraite d'une probabilité de distribution de l'angle azimutal de la paire créée. Dans le cas d'une conversion nucléaire, la paire électron-positron est préférentiellement émise dans le plan de polarisation du photon incident. Toutefois, comparé à la diffusion Compton, l'état final de l'interaction est plus complexe à déterminer instrumentalement car il est régi par cinq variables au moins (les angles polaires et azimutaux de l'électron et du positron, ainsi que l'énergie relative de l'un des deux leptons, voir Gros & Bernard 2017). Il faut alors utiliser un algorithme d'extraction à cinq dimensions, ce qui peut induire de nombreux effets parasites et statistiques sur la mesure finale de la polarisation. De plus, les effets de diffusion Coulomb multiples (aussi appelé diffusion de Molière⁹) dégradent la précision avec laquelle les directions des deux leptons émanent du vortex de paires peuvent être mesurées, amenant à une réduction drastique du seuil minimum de polarisation pouvant être détecté en rayons gamma (Mattox et al. 1990). Notons toutefois que l'utilisation de cibles

8. Afin de ne pas violer la conservation de l'impulsion, il est nécessaire d'avoir un noyau cible pour permettre la production d'une paire électron-positron par un photon de haute énergie. Puisque l'impulsion du photon initial doit être absorbée par quelque chose, un photon seul ne peut se matérialiser en une paire dans un espace "vide" : un noyau (ou un électron ou un autre photon) est nécessaire pour qu'il y ait conservation de la norme du quadrivecteur énergie-impulsion.

9. Acte III, scène 6 :
 ORGON : Ce que je viens d'entendre, ô Ciel ! est-il croyable ?
 TARTUFFE : Oui, mon frère, je suis un méchant, un coupable,
 Un malheureux pécheur tout plein d'iniquité,
 Le plus grand scélérat qui jamais ait été,
 Car le quadrivecteur énergie-impulsion je n'ai conservé.
Le Tartuffe ou l'Imposteur, Molière, 1964.

actives homogènes de diffusion (des détecteurs solides ou gazeux dans lesquels la conversion et la détection sont effectuées par le même appareil de mesure) permet de réduire les effets de diffusion multiples, permettant ainsi de mesurer de manière efficace la polarisation de photons jusqu'à des énergies de 2.4 GeV (Ozaki et al. 2016; Gros et al. 2018).

1.3.7 Notes sur la calibration et les effets parasites

L'avantage de la polarimétrie par rapport à la photométrie réside dans le fait que la mesure est basée sur l'intensité relative de deux composantes de la lumière polarisées perpendiculairement plutôt que sur l'intensité totale mesurée en photométrie (tout du moins de la radio jusqu'à l'ultraviolet). Cela aide à éliminer les effets variables de la transmission atmosphérique pour des observations au sol par exemple. Toutefois un polarimètre, quelque soit sa longueur d'onde d'opération, doit être calibré *avant* les observations. En effet, des erreurs de polarisation peuvent apparaître à cause d'effets comme des diffusions multiples à l'intérieur des optiques, des composants imparfaitement conçus ou polis, ou des alignements imprécis dans le télescope suite à des vibrations ou des chocs thermiques. Ces effets parasites s'additionnent et peuvent aisément affecter les mesures de polarisation. Chaque type de polarimètre possède ses méthodes de calibration, que je ne recenserai pas ici, mais tous utilisent des cibles standards. Ces standards sont des cibles astronomiques dont nous connaissons déjà parfaitement le degré et l'angle de polarisation (qui doivent être constants ou prédictibles dans le temps), voir par exemple Hsu & Breger (1982), Turnshek et al. (1990) ou Schmidt et al. (1992). Ces cibles sont utiles pour vérifier les calibrations mais ne peuvent pas suffire à complètement valider la mesure¹⁰. Au mieux, elles permettent de nous renseigner sur les effets de polarisation qui affectent l'entièreté du trajet lumineux (source, milieu interstellaire/intergalactique, atmosphère, télescope et instrument).

1.4 De l'importance de la polarisation en astrophysique

Nous l'avons donc vu, la mesure de polarisation n'est pas forcément instrumentalement aisée ni facile à déchiffrer une fois les résultats obtenus. De plus, sachant qu'il faut enregistrer les deux composantes polarisées orthogonalement de la lumière et que le flux polarisé est par définition plus faible que le flux total ($I_{\text{pol}} = P \times I_{\text{tot}}$ et que $0 \leq P \leq 1$), les observations en polarisation sont plus longues à faire pour obtenir le même signal sur bruit qu'en flux total. Malgré cela, la polarisation a été et reste l'une des techniques les plus fascinantes pour comprendre notre Univers. A titre d'exemple et pour conclure ce chapitre, je vais

10. Les satellites X durs / gamma mous *Reuven Ramaty High Energy Spectroscopic Imager (RHESSI)* et *INTEGRAL* ont été intelligemment utilisés en dehors de leurs buts premiers (photométrie, spectroscopie, imagerie) lorsque la communauté s'est rendu compte que l'on pouvait déterminer la fonction de distribution de probabilité des photons incidents qui diffusaient sur/dans les détecteurs – donc leur polarisation –. Toutefois ces détecteurs n'ont pas été calibré *a priori*, ce qui rend leurs mesures scientifiquement intéressantes mais à prendre avec de très grandes précautions (Rutledge & Fox 2004; McConnell et al. 2007; Kontar et al. 2011; Zdziarski et al. 2014; Vadawale et al. 2015).

lister certaines des découvertes ou avancées les plus notables que la polarimétrie ait permis d'accomplir en astrophysique.

Au milieu du XIX^e siècle, le phénomène de polarisation est donc assez bien compris et mesuré dans le cas de la Lune et du Soleil. En particulier, des mesures de la polarisation de la couronne solaire pendant des éclipses solaires complètes permirent à Arago mais aussi à Erik Edlund de démontrer que la couronne du Soleil était linéairement polarisée et que l'angle de polarisation associé était radialement orienté par rapport au centre de l'astre (Edlund 1860). Avec les connaissances scientifiques de cette époque il fut impossible d'expliquer ce phénomène jusqu'à ce que Schuster (1879), se basant sur les travaux de John William Strutt Rayleigh, prédise que cette polarisation était le résultat de la diffusion de la lumière sur de petites particules encore inconnues (leur taille devait forcément être inférieure à la longueur d'onde de la lumière blanche). La polarisation venait alors de mettre en évidence l'existence des électrons, près de vingt ans avant leur découverte en laboratoire (Thomson 1897). Une autre application de la polarimétrie liée au rayonnement solaire est celui de la découverte de la loi d'Umov (Umov 1905). En effet, Umov a découvert que le degré maximum de polarisation de la lumière réfléchie était l'inverse de l'albédo du matériau réflecteur (avec le degré de polarisation et l'albédo tous deux normalisés à l'unité). Ainsi, la loi d'Umov est toujours régulièrement appliquée aux objets du système solaire pour en étudier leur composition chimique de surface. Par exemple, un projet à long terme d'observation polarimétrique de planètes mineures est mené depuis 1995 avec le télescope de 2.15 m de l'observatoire El Leoncito à l'aide du photopolarimètre UBVR de Torino afin de contraindre leur composition de surface (Cellino et al. 2005). Peu après Umov, en 1908, George Hale réussit à observer le spectre d'une tache solaire dans deux directions opposées de polarisation circulaire et, à partir du décalage observé des lignes spectrales, déduit l'existence d'un champ magnétique sur un objet céleste, le Soleil (Hale 1908).

D'autres grands noms se sont intéressés à la polarimétrie, comme Jan Hendrik Oort. Si celui-ci est principalement connu pour son intuition concernant la présence d'un grand réservoir de petits objets célestes autour du système solaire qui contiendrait des milliards de noyaux cométaires (le *nuage d'Oort*), ou pour son estimation relativement précise de la distance de la Terre au centre de la Voie Lactée (5.9 kpc à l'époque, contre 8.2 kpc aujourd'hui, Gravity Collaboration et al. 2019), il est intéressant de savoir qu'Oort a travaillé sur la polarisation optique de la Nébuleuse du Crabe. Cet objet, ainsi que bien d'autres à cette époque (1954 – 1956), montrait une forte polarisation linéaire de 17.2% en moyenne (Oort & Walraven 1956). Seulement, à cette époque, le mécanisme d'émission favorisé pour la production de l'émission radio de la Nébuleuse du Crabe était le rayonnement bremsstrahlung. Cependant ce dernier est incapable de produire une polarisation linéaire aussi importante. Une autre possibilité, très mésestimée à l'époque, était le rayonnement synchrotron qui pouvait expliquer cette forte polarisation par la présence de champs magnétiques partiellement ordonnés. En suivant ce raisonnement¹¹, Oort & Walraven (1956) estimèrent l'intensité du champ magnétique global de SN 1054 à environ 1 mG, ce qui

11. L'article de Oort & Walraven est un véritable bijou de science, emplit de trouvailles avant l'heure et de prédictions fines sur un large panel d'effets physiques.

revenait à dire que le rémanant de supernova ne pouvait à lui seul expliquer le puissant rayonnement radio. Il y avait besoin d'une autre source persistante d'énergie que l'on n'a découvert que dix ans plus tard : le pulsar au centre de la Nébuleuse du Crabe. Grâce à ces observations polarimétriques, la théorie de l'émission synchrotron pour expliquer les puissantes sources radio se développa en astrophysique et permit de comprendre le mécanisme d'émission derrière bien des sources : émission radio grande échelle des galaxies, étoiles à neutrons, sursauts de rayons gamma ou noyaux actifs de galaxies.

En guise de dernier exemple de l'importance de la polarimétrie en astrophysique, je citerai son caractère primordial dans le cas de l'inflation cosmique. Depuis que Penzias et Wilson ont découvert le fond diffus cosmologique (*cosmic microwave background*, CMB, Penzias & Wilson 1965), il est devenu inévitable d'en conclure que l'Univers a eu pour origine un événement singulier connu sous le terme péjoratif de *Big Bang* (Kragh 2015). Des observations plus précises permirent de révéler que le CMB correspondait à un rayonnement de corps noir d'une température moyenne de 2.73 K (donc avec un pic d'émission à 1.1 mm) et que ses fluctuations spatiales avaient des amplitudes de l'ordre de la dizaine de micro-Kelvins. Le spectre de puissance angulaire de ces fluctuations de température est une clef observationnelle pour contraindre le modèle cosmologique standard dit “ Λ CDM”. Mais en plus de tout cela, le CMB est linéairement polarisé (Kovac et al. 2002; de Oliveira-Costa 2005). Le mode E (pour mode du champ électrique) est dû aux diffusions Thomson entre les photons du CMB et le milieu dans lequel ils se propagent. L'angle des vecteurs de polarisation du mode E forme des anneaux autour des maxima locaux de températures (et donc de flux, voir par exemple Page et al. 2007). Le mode B (mode du champ magnétique) est dû aux perturbations de l'espace-temps par des champs gravitationnels. L'angle de polarisation des vecteurs champs électriques forment des reliefs sinueux sur les cartes du CMB, motifs qui sont centrés sur des maxima de températures locales. Le mode B peut être causé par des effets de lentilles gravitationnelles du CMB par des masses d'avant plan. Une autre possibilité sont les ondes gravitationnelles se propageant dans l'espace. Cette dernière hypothèse est particulièrement fascinante car une source potentielle de ces ondes gravitationnelles primordiales serait l'inflation cosmique, pierre angulaire de la cosmologie moderne (Guth 1981). Ainsi, mesurer la polarisation du mode B du CMB correspond à la quête de l'origine de l'Univers. Malheureusement, à ce jour, cette polarisation reste non observée malgré les tentatives de BICEP2 (Ade et al. 2014; Flauger et al. 2014).

Chapitre 2

Description des AGNs

2.1 Trous noirs et disques d'accrétion

Nous l'avons vu dans l'introduction, le terme Noyau Actif de Galaxie (AGN, pour rappel) est le terme le plus général utilisé pour décrire une région compacte située au centre d'une galaxie dont la luminosité surpasse souvent la contribution de la lumière stellaire de l'hôte. Avec des luminosités allant de $\sim 10^{40}$ à 10^{47} erg.s $^{-1}$ pour les objets les plus éloignés (Mortlock et al. 2011), les AGNs sont considérés comme les sources célestes persistantes les plus puissantes de l'Univers. Pour expliquer la production d'une telle quantité de radiations, on a recours au processus d'accrétion de gaz et de poussière par un trou noir supermassif (Pringle & Rees 1972; Shakura & Sunyaev 1973). Les processus de dissipation dans le disque d'accrétion visqueux, qui se forme autour du trou noir supermassif et transporte la matière vers l'intérieur et le moment cinétique vers l'extérieur, provoquent un échauffement du disque d'accrétion. L'émission de corps noir thermique multi-températures qui en résulte culmine dans l'ultraviolet et façonne la distribution spectrale en énergie des AGNs (voir Figure. 2.1). L'une des caractéristiques fondamentales de cette émission thermique est l'apparition d'un maxima de photons ultraviolets que l'on appelle le *Big Blue Bump* (Malkan & Sargent 1982; Sanders et al. 1989). C'est une signature fondamentale des AGNs et l'une des preuves observationnelles de l'existence des disques d'accrétion autour des trous noirs supermassifs (dans le cas d'un trou noir de masse stellaire, le pic d'émission thermique se trouve décalé vers des énergies plus hautes).

Déterminer la forme et le pic d'émission du *Big Blue Bump* revêt une importance particulière, car cela fournit des informations essentielles sur la structure et la physique des régions les plus internes des AGNs (ainsi que sur le flux ionisant qui alimente les raies d'émission que nous verrons par la suite). Toutefois la véritable structure géométrique du disque fait toujours l'objet de débats en raison de la difficulté observationnelle d'obtenir des images de ce dernier¹. En

1. Il faut noter ici les derniers exploits de l'interférométrie. Le *Event Horizon Telescope* a obtenu la première image d'un trou noir supermassif à 1.3 mm avec une résolution spatiale (limitée par la diffraction) de 25 micro-arcsecondes (EHT Collaboration et al. 2019a,b,c,d,e,f). Il reste toutefois énormément de progrès à faire avant d'obtenir ce genre d'images dans les longueurs d'onde de l'ultraviolet, siège de l'émission principale des trous noirs supermassifs.

effet, sa taille est inférieure à l'échelle du milliparsec pour un trou noir de 10^8 masses solaires. En fonction du taux d'accréition de masse \dot{m} (sans dimension), normalisé par le taux d'Eddington de l'objet central, le flot d'accréition peut avoir des géométries et des natures différentes (Frank et al. 2002). Si $\dot{m} \leq 1$, le disque d'accréition est probablement géométriquement fin, optiquement épais et radiativement efficace (Shakura & Sunyaev 1973). Si $\dot{m} > 1$, le disque devient géométriquement menu (pas mince), reste optiquement épais et devient radiativement inefficace (Abramowicz et al. 1988). Cependant, si $\dot{m} \leq 0,01$, la densité de gaz accréte est faible, de sorte que la matière peut ne pas être en mesure de rayonner de l'énergie à un taux qui équilibre le chauffage visqueux. Le flot d'accréition devient optiquement mince et radiativement inefficace (Narayan & Yi 1994). Dans tous les cas, il est communément admis que le bord intérieur du flot d'accréition est défini par le rayon de l'orbite circulaire interne la plus stable (dont nous utiliserons l'acronyme anglais ISCO, Misner et al. 1973). Au delà de l'ISCO les particules peuvent orbiter indéfiniment sur des orbites circulaires stables, alors qu'à l'intérieur de l'ISCO elles spiralent rapidement au-delà de l'horizon des événements et tombent dans le trou noir supermassif. L'emplacement physique de l'ISCO dépend du moment cinétique (rotation) de l'objet compact central. Pour un objet massif qui n'est pas en rotation et dont le champ gravitationnel peut donc être exprimé avec la métrique de Schwarzschild, l'ISCO est situé à $3 R_S$ (avec le rayon de Schwarzschild $R_S = \frac{2GM}{c^2}$). Dans le cas d'un trou noir en rotation, l'ISCO est exprimé avec la métrique de Kerr et dépend du fait que l'orbite du gaz accréte soit prograde ou rétrograde, ce qui entraîne une différence de signe pour le paramètre de spin. Pour des particules massives orbitant autour d'un trou noir en rotation maximale (spin proche de 1), l'ISCO est à $0.5 R_S$ dans le cas d'une orbite prograde ou à $4.5 R_S$ pour le cas d'une orbite rétrograde.

2.2 La couronne d'électrons chauds

Près du bord intérieur du disque d'accréition devrait se trouver la région responsable de l'émission des photons de la gamme des rayons X. Une fois encore sa nature et sa géométrie sont très mal contraintes, mais la communauté scientifique postule qu'un plasma d'électrons chauds est situé au-dessus du disque, dans une région ressemblant à une atmosphère (Haardt & Maraschi 1993; Haardt 1997; Magdziarz et al. 1998) ou dans une région plus compacte, une "couronne", située à une distance inconnue au-dessus du disque d'accréition (Martocchia & Matt 1996; Malzac et al. 2001; Miniutti & Fabian 2004). Cette couronne peut être générée par des instabilités dynamiques dans le disque et chauffée par reconnexions magnétiques, c'est-à-dire des chocs sur des sites de reconnexion où un fort chauffage impulsif se produit lorsque des lignes de champ magnétique sont rapprochées (Di Matteo 1998). La température du plasma est telle que les photons ultraviolets, émis thermiquement par le disque d'accréition sous-jacent, sont amplifiés jusqu'aux énergies des rayons X par de multiples diffusions Compton-inverse. Il en résulte une source de rayons X dont l'émission peut varier au cours du temps, comme ce qui est justement observé avec les satellites de hautes énergies (voir, par exemple, Lawrence et al. 1985; McHardy & Czerny 1987). Le spectre de densité de puissance qui en résulte ressemble à une loi de puissance avec une brisure de pente à basses fréquences et une cou-

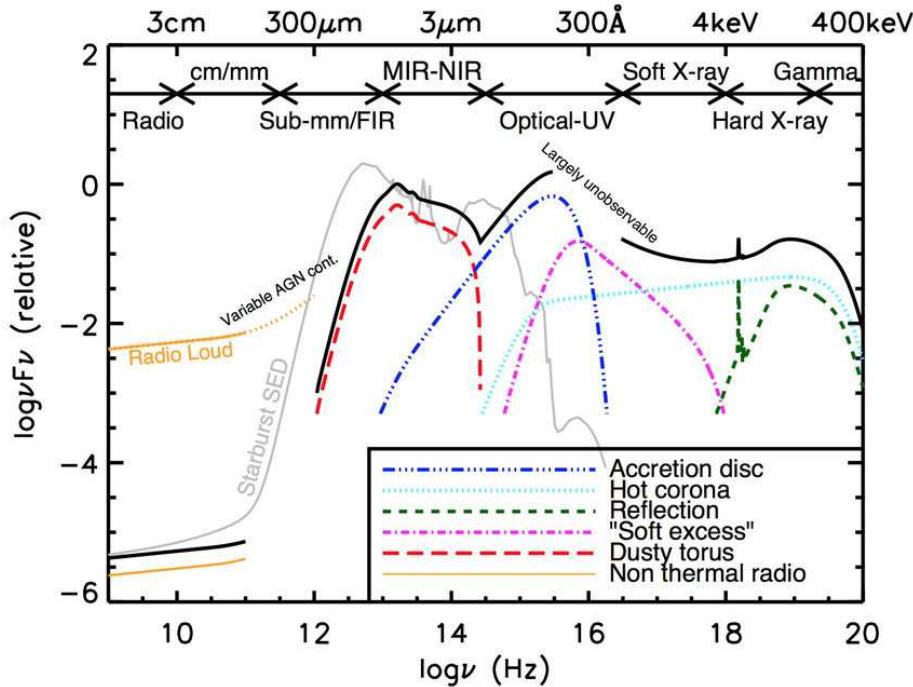


FIGURE 2.1 – Représentation schématique de la distribution spectrale en énergie d'un AGN, basée sur les distributions spectrales en énergies observées pour des quasars radio-faibles. Les AGNs radio-forts (qui possèdent un jet relativiste à l'échelle du kilo-parsecc) ont une émission radio qui peut être supérieure de plusieurs ordres de grandeur à l'émissions radio des AGN radio-faibles (visible en orange). La courbe noire représente la distribution totale et les différentes courbes colorées (légèrement décalées pour une meilleure visualisation) représentent les composants individuels. La figure est tirée de Baldini (2015).

pure à hautes fréquences, proche de ce que l'on peut attendre pour les trous noirs de masse stellaire (Czerny et al. 2001). Une partie des rayons X émis par la couronne est toutefois renvoyée vers le disque par des effets de relativité générale. En effet, selon la théorie de la gravité d'Einstein, l'espace-temps autour des objets compacts devrait être non euclidien, c'est-à-dire courbé. Les photons se propageant près du puits gravitationnel voient leur trajectoire modifiée et se déplacent le long de géodésiques. Les photons émis par la couronne sont donc en partie renvoyés vers le disque d'accréation. Les rayons X mous incidents sont principalement absorbés par le phénomène d'absorption photoélectrique immédiatement suivi par émission de raies fluorescentes, ou par le phénomène d'absorption photoélectrique immédiatement suivie d'une désexcitation Auger. A plus hautes énergies, les photons X durs vont majoritairement diffuser sur le disque d'accréation optiquement épais via le processus de diffusion Compton par des électrons libres ou des électrons liés aux noyaux atomiques (George & Fabian 1991).

Les signatures les plus importantes de ces effets physiques sont la présence d'une bosse Compton dans la distribution spectrale en énergie des AGNs, un peu au dessus de 10 keV, ainsi que la présence d'une intense raie de fluorescence du fer² à environ 6.4 keV (Nandra & Pounds 1994). Le profil de cette raie d'émission est souvent large, déformé vers les petites énergies par un décalage Doppler et un boost relativiste en raison du mouvement du disque et du décalage gravitationnel vers le rouge du trou noir (Fabian et al. 2000). Une procédure de fitting de la raie du fer permet alors de déterminer le rayon de l'ISCO, le paramètre de spin (sans dimension) et l'inclinaison du disque d'accrétion. On comprend donc à quel point il est nécessaire de déterminer avec précision d'où proviennent les rayons X des AGNs et surtout comment ils sont produits car cela a un impact direct sur nos estimations de spin. Or, le spin est un paramètre fondamental des objets compacts et la coévolution cosmologique des masses et des spins de trous noirs (par accrétion et/ou par fusion) est un problème important dans notre compréhension de la formation des trous noirs supermassifs, qu'ils soient dans des AGNs ou dans des galaxies quiescentes (Gammie et al. 2004; Shapiro 2005).

2.3 Région d'émission des raies larges

Si le rayon interne (l'ISCO) du disque d'accrétion est mathématiquement connu, l'extension maximale du disque n'est toutefois pas aussi bien contrainte. On pense qu'elle coïncide avec les parties les plus internes d'un autre constituant fondamental des AGNs : la région d'émission des raies larges (dont nous utiliserons l'acronyme anglais BLR pour *Broad Line Region*). La présence observationnelle de raies larges vues en émission dans les bandes optiques et ultraviolettes sont l'une des signatures clefs et historiques des AGNs. Comme nous l'avons vu en introduction, ces raies d'émission ont été détectées il y a plus de 50 ans (Sandage et al. 1965) et font montre d'une variété de largeurs Doppler, allant de $1\,000\,\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ à des vitesses supérieures à $15\,000\,\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Strateva et al. 2003). L'émission de raies résulte de la photoionisation du gaz de la BLR par l'émission thermique du disque d'accrétion. Ainsi, la BLR peut atteindre une température d'équilibre de photoionisation de 10 000 à 20 000 K. Les différentes densités de gaz de la BLR, la variété des spectres ionisants en provenance du disque, la dynamique des gaz et les abondances des éléments ont une incidence variable sur les profils des raies. Des températures de l'ordre de 10^4 K correspondent à des largeurs de raies thermiques d'environ $10\,\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, tandis que différentes abondances d'éléments jouent un rôle mineur dans l'élargissement des raies. Il est alors clair que le gaz contenu dans le BLR doit être dense ($n_e > 10^9\,\text{cm}^{-3}$) et avoir une vitesse Képlerienne supersonique afin d'élargir les raies jusqu'à plusieurs milliers de kilomètres par seconde (Peterson 2006).

Mais quelle est la géométrie de cette région ? Une BLR en rotation, uniformément remplie, ne serait pas en mesure de produire la diversité des raies émissions observée, telles que les raies fortement ionisées He II, N V et C IV ou les raies faiblement ionisées Mg II, Ca II et Fe II. Une distribution de nuages

2. D'autres éléments irradiés du flux d'accrétion émettent aussi des raies de fluorescence, mais la combinaison de 1) l'abondance relativement forte du fer dans le disque et 2) du rendement de fluorescence élevé associé au fer fait que les raies de fluorescence Fe K sont les plus intenses dans le spectre X des AGNs.

discrets, de densités et de distances différentes au centre de l'AGN, est capable de reproduire le spectre total d'un AGN (Baldwin et al. 1995), mais sa disposition géométrique ne peut être sphérique, sinon nous observerions l'absorption du continuum Lyman par les nuages de la BLR. Ceci n'a en fait jamais été observé de façon convaincante (Antonucci et al. 1989), ce qui suggère que la distribution des nuages de la BLR est probablement aplatie le long du plan équatorial (souvent considéré comme coplanaire au plan du disque d'accrétion). La stratification résultante de l'ionisation radiale de la BLR, due à l'auto-écrantage des nuages, permet l'émission de raies d'ionisation faibles et élevées (Gaskell 2009). La même idée a été utilisée par différents modèles pour expliquer la cause physique de la formation de la BLR, soit à partir d'instabilités gravitationnelles du disque d'accrétion (Collin & Huré 2001), d'un vent poussiéreux accéléré par pression radiative mais contenu dans le plan équatorial (Czerny et al. 2017) ou d'un vent partiellement ionisé en provenance du disque d'accrétion, pleinement formé et polaire, auto-protégé du continuum ionisant par une forte colonne densité interne (Elvis 2000, 2017).

La question de savoir où se termine le disque d'accrétion et où commence la BLR doit encore être résolue, mais ce qui est certain, c'est que 1) il existe une relation observationnelle étroite entre le rayon de la BLR et la luminosité bolométrique des AGNs (Kaspi et al. 2000) et 2) la BLR se termine très probablement là où les grains de poussière peuvent commencer à survivre à l'intense champ de rayonnement ultraviolet en provenance du moteur central de l'AGN (Netzer & Laor 1993). Ainsi, déterminer la structure de la BLR est essentiel pour comprendre le phénomène des AGNs. En observant la réponse des nuages de la BLR aux variations du continuum, nous pouvons faire de la cartographie de réverbération et ainsi obtenir des relations taille-luminosité et masse-luminosité pour les différents types d'AGNs dans le but d'utiliser les AGNs comme des chandelles cosmologiques fiables auxquelles nous pourrions associer une masse et donc déterminer l'évolution des grandes structures à différents redshifts (Negrete et al. 2012). De ce fait, l'étude détaillée de la géométrie et de la cinématique de la BLR peut aider à répondre aux questions fondamentales concernant la masse du trou noir central, le mécanisme d'accrétion et la croissance de l'ensemble.

2.4 Poussière circumnucléaire

À partir du rayon de sublimation de la poussière et au-delà, des grains de poussière formeraient une région équatoriale optiquement épaisse (Barvainis 1987; Kishimoto et al. 2007), historiquement appelée "torus", tore en français, mais aussi "doughnut" du fait de sa ressemblance géométrique prédictive avec les fameuses pâtisseries américaines (Antonucci 1993). Nous pouvons naïvement nous représenter cette nouvelle région comme un anneau de poussière et de gaz dont le trou central serait comblé par le trou noir supermassif, le disque d'accrétion et la BLR. Ce tore est un élément nécessaire pour expliquer la disparition des raies d'émission larges du spectre de certains AGNs (Osterbrock 1984). Cette région asymétrique et opaque au rayonnement ultraviolet proche, optique et infrarouge proche devrait être capable d'empêcher la détection des signatures observationnelles de la BLR et du disque d'accrétion (les raies en émission élargies par effet Doppler dont nous avons parlé précédemment) si la

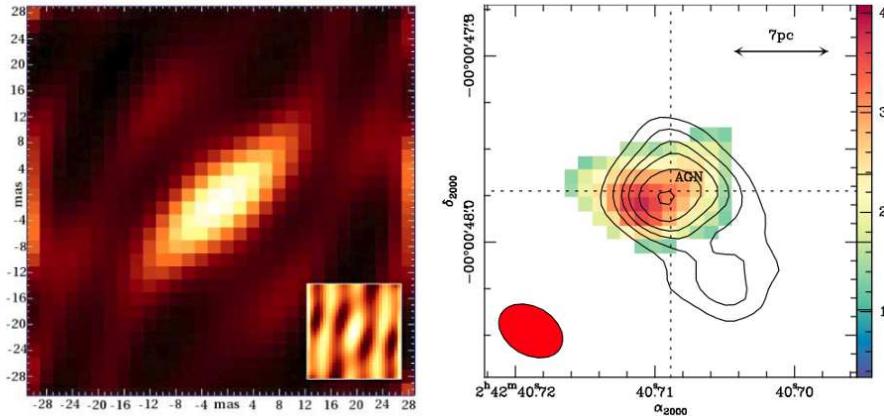


FIGURE 2.2 – Images infrarouge (gauche) et radio (droite) du tore de poussière dans NGC 1068. L'image de gauche a été obtenue par Raban et al. (2009) avec le MIDinfrared Interferometric instrument (MIDI) de l'ESO. Il s'agit d'une reconstruction d'entropie maximale à $8 \mu\text{m}$. La taille de l'image est de 30×30 pixels, avec 1 pixel = 2 milli-arcsecondes. L'image de droite provient de García-Burillo et al. (2016) qui a utilisé l'Atacama Large Millimeter Array (ALMA) pour obtenir une carte en couleurs de l'émission de la raie moléculaire CO(6–5) ainsi que de l'émission du continuum de la poussière à $432 \mu\text{m}$ (contours noirs).

ligne de visée de l'observateur traverse la zone poussiéreuse compacte. Vu de dessus, le trou dans la pâtisserie devrait permettre à l'observateur d'avoir une vue directe du moteur central de l'AGN et donc de détecter les raies larges en émission. Cela a conduit à une terminologie propre aux AGNs. Nous parlons d'AGNs de type-1 lorsque les raies larges sont détectables (donc que la ligne de visée de l'observateur est proche de l'axe polaire de l'AGN) et nous parlons d'AGNs de type-2 lorsque le tore de poussière bloque la ligne de visée de l'observateur (donc que l'observateur est situé proche du plan équatorial de l'AGN³). La représentation morphologique de ce tore a évolué grâce à des contraintes numériques et observationnelles de plus en plus précises (voir, par exemple, Bianchi et al. 2012), et notre théorie actuelle est que le tore est un milieu complexe, compact mais fragmenté, qui est en mouvement rotationnel (García-Burillo et al. 2016; Imanishi et al. 2018). Ces prédictions sont supportées par les premières détections, à la fois en infrarouge et en radio, des bords externes du tore de poussière dans les AGNs les plus proches. La Figure. 2.2 montre la résolution spatiale phénoménale pouvant être atteinte par l'interférométrie infrarouge et les antennes radio pour le cas de l'AGN de type-2 NGC 1068. L'extension maximale du tore est visible et semble être limitée à une dizaine de parsecs. Mais est-ce bien le tore que nous détectons ?

Si l'on se place dans le cas d'un AGN de type-1 (donc vu par le dessus), il est possible de détecter la partie interne de cette région circumnucléaire grâce au rayonnement infrarouge produit par le chauffage de la poussière jusqu'à 1 500 K

3. Ce qui ne correspond pas forcément au plan équatorial de la galaxie hôte (Schmitt et al. 1997), comme nous le verrons un peu plus loin.

par l'émission du disque d'accrétion. Le refroidissement de la poussière se fait donc principalement par émission thermique en infrarouge (Kishimoto et al. 2007). Ce phénomène reproduit naturellement l'excès infrarouge observé dans la distribution spectrale en énergie des AGNs, ce qui nous confirme que l'on détecte bien le tore (Neugebauer et al. 1979; Robson et al. 1986; Sanders et al. 1989), voir Figure. 2.1. Ajoutons que le rayon intérieur de cette région équatoriale est déterminé par l'intensité du rayonnement photoionisant émanant du disque d'accrétion central (Lawrence 1991). Pour des luminosités ultraviolettes comprises entre 10^{43} et 10^{44} erg.s $^{-1}$, le rayon interne du tore est généralement compris entre 0.01 et 0.1 pc (Marin et al. 2016a), ce qui est aussi confirmé par les méthodes de réverbération (Clavel et al. 1989; Glass 1992). Mais qu'en est-il du rayon maximal de ce tore ? Selon les premières estimations historiques, l'extension maximale du tore opaque devait atteindre 100 pc (Jaffe et al. 1993), vision et nombre qui sont maintenant remis en question par des arguments de stabilité dynamique du tore, ce qui fait que nos estimations confinent maintenant le rayon externe du tore à une dizaine de parsecs (Jaffe et al. 2004). Une distribution compacte de grains de graphite ayant une géométrie non sphérique peut facilement reproduire l'excès infrarouge observé dans la distribution spectrale en énergie aux alentours de 2 – 4 μm pour des températures proches de la limite de sublimation de la poussière (Barvainis 1987). À des distances croissantes du bord intérieur du tore, les régions extérieures semblent constituées de grains de poussière plus froids avec des températures caractéristiques inférieures à 100 K. Le chauffage est assuré par le rayonnement thermique en infrarouge proche issu du chauffage primaire de la poussière interne par l'émission optique et ultraviolette du moteur central. L'émission infrarouge qui résulte de ce chauffage secondaire culmine aux longueurs d'onde proches du moyen infrarouge (3 – 40 μm , Fritz et al. 2006). Des grains de silicate sont responsables de l'absorption caractéristique observée aux alentours de 9.7 μm pour des AGNs de type-2 (donc masqués par la poussière du tore), tandis que des grains de graphite sont responsables du déclin rapide de l'émission totale à une longueur d'onde inférieure à quelques microns. Les émissions infrarouges du tore devraient ensuite diminuer dans le domaine des infrarouges lointains et de la bande millimétrique, mais les observations indiquent souvent un pic d'émission compris entre 50 et 100 μm (Rowan-Robinson et al. 1984). Ceci est dû à la contribution d'intenses régions de formation d'étoiles (les “starburst regions” en anglais), situées à la fois dans la galaxie hôte mais aussi dans les environs proches du tore, dans lesquelles le rayonnement ultraviolet produit par la formation d'étoiles est absorbé par les couches de poussière enveloppantes et ré-émises autour de 100 μm . De fortes corrélations ont été trouvées entre l'activité de formation d'étoiles et la présence d'hydrocarbures aromatiques polycycliques dans le tore (Woo et al. 2012), démontrant ainsi l'importance de la galaxie hôte dans le bilan énergétique des AGNs (voir Figure. 2.1). Si des champs magnétiques à grande échelle sont effectivement présents dans le tore, comme nous pourrions le supposer à cause de l'émission et de l'absorption dichroïques observées (Lopez-Rodriguez et al. 2013), les grains de poussière alignés magnétiquement devraient produire une émission infrarouge polarisée. De plus, les grains (s'ils sont bien paramagnétiques) devraient aussi être en rotation rapide et devraient produire un continuum d'émission radio lui aussi polarisé. Cela fait de la région poussiéreuse circumnucléaire une partie essentielle du puzzle global des AGNs.

2.5 Vents d'éjection polaires

Une question intéressante dérivée du paragraphe précédent est : qu'est-ce qui limite l'angle d'ouverture du tore ? Les AGN sont très souvent associés à des vents d'éjection polaires étendus qui transportent de la masse et de l'énergie du moteur central jusqu'au milieu interstellaire, voir intergalactique (Wilson 1996). La forme géométrique la plus observée de ces vents est un double cône qui se trouve dans la direction de l'axe radio des AGNs. L'observation spatiale par des satellites tels que Hubble a démontré que les vents polaires ont des bords nets et bien définis qui pourraient indiquer une collimation préalable par le tore lui-même (Fosbury 2006). Il devrait donc y avoir une corrélation directe entre l'angle d'ouverture du tore et celui des vents, au moins aux échelles inférieures à 100 pc (Storchi Bergmann 2015). En effet, la base de cette région étendue bi-conique est photo-ionisée par le rayonnement émis par le disque d'accrétion et la matière est accélérée par pression radiative, ce qui fait qu'elle n'est que très peu perturbée sur sa trajectoire par le milieu interstellaire environnant l'AGN (Macchetto et al. 1994). Par contre, à mesure que la distance radiale par rapport au moteur central augmente, la poussière du milieu interstellaire commence à se faire plus présente et se mélange aux électrons des vents ionisés. Au final, ce vent lent ($< 1\,000 \text{ km.s}^{-1}$), de faible densité ($10^3 \leq n_e \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$), produit de multiples raies d'émission étroites telles que H I, He I, He II, [O III] $\lambda 4959$, [O III] $\lambda 5007$, [N II] $\lambda 6548$ ou [N II] $\lambda 6583$. Cette région d'émission de raies étroites est appelée NLR en anglais (pour *Narrow Line Region*). Nous utiliserons aussi cet acronyme par la suite. Quoiqu'ayant des limites physiques bien définies, la NLR n'est pas uniforme. On détecte des nuages de gaz, des filaments en émission, des structures en forme d'arcs et d'importants gradients de vitesse du gaz, avec des caractéristiques d'absorption uniformément décalées vers le bleu par rapport à la vitesse systémique (Afanasiev et al. 2007a,b).

Ceci est révélateur de la diversité des processus à l'œuvre dans la NLR et qui sont directement responsables de la présence d'une matière émettrice et absorbante chaude due au gaz ionisé (Porquet & Dubau 2000) ainsi que de la détection de vents ultra-rapides près du site de lancement des vents polaires (Tombesi et al. 2010). Pour expliquer la présence de vents ultra-rapides et les différentes composantes de la NLR observées, plusieurs scénarios ont été proposés et trois mécanismes en particulier pourraient être reliés au processus physique de formation des vents : l'entraînement thermique, la pression radiative et les forces magnétiques. Les disques d'accrétion en équilibre hydrostatique peuvent produire un vent thermique si la partie externe la plus froide du disque est irradiée par ses régions internes plus chaudes. Cela entraînerait une température élevée à la surface du disque qui gonflerait les couches supérieures de gaz sous la forme d'une couronne statique ou d'un vent d'éjection (Begelman et al. 1983; Begelman & McKee 1983). Le second mécanisme de formation repose sur la pression de rayonnement par diffusion d'électrons (si le vent est totalement ionisé) ou par diffusion des raies. Les raies spectrales augmentent le coefficient de diffusion, donnant lieu à de puissants vents entraînés par les raies d'émission (Proga et al. 1998, 1999; Higginbottom et al. 2014). Selon ces auteurs, un disque d'accrétion autour d'un trou noir supermassif d'environ 10^8 masses solaires et accrétant au rythme de 1.8 masses solaires par an pourrait déclencher un vent d'éjection à une distance d'environ 0.003 pc du puits gravitationnel, atteignant des vitesses

allant jusqu'à $0.05c$ (à 0.03 pc du trou noir supermassif). Enfin, une zone gazeuse épaisse, fortement magnétisée, turbulente et massive (comme le tore) pourrait aussi donner lieu à des vents magnétocentrifuges (Vollmer et al. 2018). En fait, l'instabilité magnétorotationnelle est un mécanisme universel permettant de produire de la turbulence et de transporter le moment cinétique dans les disques à n'importe quel rayon (Balbus & Hawley 1998). Il est essentiel d'étudier les vents d'éjection des AGNs car ceux-ci participent activement à l'enrichissement du milieu local. Le dépôt de matière et d'énergie par les vents peut empêcher le gaz du milieu interstellaire de se refroidir (soit au contraire y participer) et/ou le redistribuer à l'échelle galactique jouant ainsi un rôle clef dans l'évolution des galaxies (Morganti 2017). Si le processus supprime la formation d'étoiles, le processus est dit "négatif" et si, au contraire, il attise la formation d'étoiles, on parlera d'effet positif de rétro-action (*feedback* en anglais).

2.6 Jets relativistes

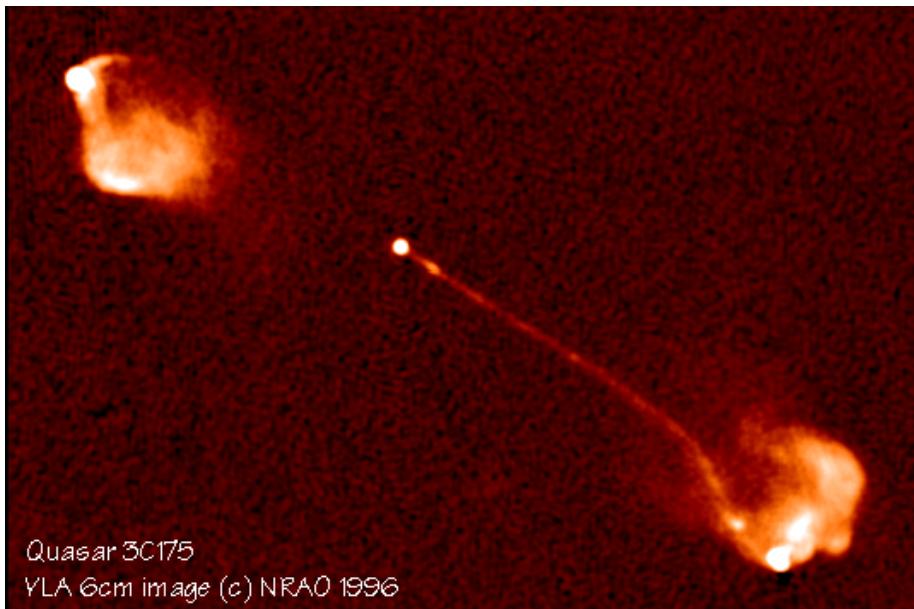


FIGURE 2.3 – Images prise par le Very Large Array (VLA) à une longueur d'onde de 6 cm du jet dans le quasar 3C 175. Le point blanc au centre est l'AGN, tandis que la ligne lumineuse en bas à droite est un jet relativiste qui se termine par un lobe. Nous remarquerons que le contre-jet n'est pas visible mais le contre-lobe l'est. Cela est dû aux aberrations relativistes discutées dans le texte.

Les disques d'accrétion fortement magnétisés ne sont pas seulement responsables de l'éjection de vents massifs ; ils peuvent aussi produire un puissant jet de matière, hautement collimé et relativiste, qui peut aisément atteindre le milieu intergalactique. Les jets les plus imposants et les plus énergétiques peuvent atteindre quelques méga-parsecs en taille linéaire projetée (Riley et al. 1989; Bhatnagar et al. 1998; Schoenmakers et al. 2001), tandis que les jets plus com-

ments atteignent facilement des dizaines de kilo-parsecs. Une observation radio du jet dans le quasar 3C 175 est présentée en Figure. 2.3 ; on peut y apercevoir ce qui fait la caractéristique morphologique principale des jets, c'est à dire un flux de matière étroit confiné dans un champ magnétique et deux lobes d'émission radio situés plus ou moins symétriquement de part et d'autre de l'AGN. Or, tout plasma relativiste se déplaçant dans un champ magnétique, à travers un milieu relativement statique, produit un rayonnement électromagnétique et les jets relativistes en sont un parfait exemple. Les jets d'AGNs émettent la majeure partie de leur énergie par émission synchrotron (entre les bandes radio et ultra-violettes, approximativement), ainsi que via diffusion Compton-inverse pour les rayons X et gamma. Le fait que le plasma soit relativiste va entraîner une aberration appelée "boost Doppler" qui va fortement augmenter le flux de photons dans la direction du jet et grandement la diminuer dans les autres directions (Shklovskii 1964). Les jets relativistes n'ont donc pas une apparence isotrope. Nous pouvons les comparer à des lampes torches : les jets les plus brillants ne sont pas toujours les plus lumineux ; ils ne font que pointer dans notre direction. Nous comprenons ainsi pourquoi le contre-jet (celui pointant dans la direction opposée à l'observateur) n'est pas visible sur la Figure. 2.3.

Il existe deux méthodes principales pour extraire suffisamment de puissance du moteur central (le trou noir supermassif et son disque d'accrétion) pour former de tels jets : les mécanismes de Blandford-Znajek (Blandford & Znajek 1977) et de Blandford-Payne (Blandford & Payne 1982). Le procédé Blandford-Znajek nécessite un disque d'accrétion avec un champ magnétique poloïdal puissant autour d'un trou noir en rotation (un trou noir de Kerr). Les lignes de champ magnétique ouvertes transfèrent l'énergie et le moment cinétique du disque vers la direction polaire, ce qui entraîne des jets dominés par des flux Poynting⁴. En revanche, le processus de Blandford-Payne ne nécessite pas de trou noir en rotation. Le champ magnétique alimentant le disque extrait l'énergie du gaz en rotation pour former un jet à l'intérieur des champs magnétiques co-rotatifs à grande échelle. Lequel de ces deux mécanismes est réellement à l'œuvre (ou lequel domine l'autre) n'est pas encore déterminé car il faudrait pour cela pouvoir observer la base des jets et leur site de formation, ce qui n'est pas encore faisable avec nos technologies observationnelles (Chai et al. 2012; Cao 2018). Ce qui est certain, cependant, c'est que les jets ne sont détectés que dans un petit pourcentage du compte total des AGNs. En fonction du ratio de densité de flux entre la bande à 5 GHz et la bande optique, ainsi qu'en fonction de leur puissance radio à 5 GHz, environ 15 à 20% des AGNs peuvent être considérés comme radio-forts (Kellermann et al. 1989; Urry & Padovani 1995). La différence entre les objets radio-forts et radio-faibles (il y a bel et bien des jets synchrotron dans les AGNs radio-faibles, même si leur taille et leur émission sont extrêmement faibles) impacte l'ensemble du spectre électromagnétique (Padovani et al. 2017), voir Figure. 2.1. Les AGNs radio-forts sont dominés par les émissions non thermiques de leurs jets depuis la radio jusqu'à la bande gamma, tandis que les AGNs radio-faibles sont dominés par des processus d'émission thermique. De plus, la fraction des AGNs radio-forts est fonction du redshift et des luminosités optiques et X observées (della Ceca et al. 1994; La Franca et al. 1994; Jiang et al.

4. En physique, le vecteur de Poynting représente la densité de flux d'énergie directionnelle (le taux de transfert d'énergie par unité de surface) d'un champ électromagnétique.

2007). Cela signifie que les AGNs, avec leur formidable luminosité intrinsèque, peuvent servir de chandelles pour éclairer le milieu intergalactique à différentes périodes cosmologiques, ce qui nous permet d'étudier les conditions physiques et l'évolution de la matière sur de nombreuses périodes de l'Univers.

2.7 La galaxie hôte

Alors qu'ils se propagent de l'AGN jusqu'au milieu intergalactique, les jets déposent une grande partie de leur rayonnement et de leur énergie cinétique dans leur galaxie hôte. Cet effet de rétroaction peut être responsable, comme nous l'avons vu précédemment, de la suppression de la formation d'étoiles, créant ainsi des galaxies rouges, spatialement étendues et maintenues en équilibre par leur dispersion de vitesses internes (de l'ordre de 200 km.s^{-1} , Illingworth 1977). L'activité des AGNs, sous forme de jets, de vents ou de radiations intenses peut réchauffer ou souffler complètement l'hydrogène présent dans la galaxie, empêchant ainsi le gaz de se refroidir et de se contracter pour former des étoiles (Bower et al. 2006; Dubois et al. 2013). Ainsi, il y a une action directe de l'AGN sur la galaxie dans laquelle il réside, mais le contraire peut aussi être vrai. Des observations et des simulations récentes indiquent qu'il existe un délai de 50 à 250 millions d'années entre le début de la formation d'étoiles (starburst) et l'activité centrale de l'AGN (Di Matteo et al. 2005; Davies et al. 2007). Ce retard est dû à un délai temporel imposé par la viscosité du gaz de la galaxie hôte qui met longtemps à s'écouler vers le centre de l'AGN (Blank & Duschl 2016). Il y a de plus en plus de preuves observationnelles qui corroborent le cycle d'accrétion de masse, indiquant que le système hôte-AGN est étroitement couplé. N'a-t-on pas démontré empiriquement que les objets radio-forts sont quasiment systématiquement associés à des galaxies elliptiques ayant subies des fusions récentes, tandis que les AGNs radio-faibles se trouvent majoritairement dans des galaxies hôtes spirales (Smith et al. 1986; Hutchings et al. 1989) ? Comment un objet de la taille du système solaire peut-il avoir connaissance de la galaxie dans laquelle il réside ? Cela implique donc une forte dépendance de l'AGN à sa galaxie hôte et vice-versa.

Croton et al. (2006) et Bower et al. (2006) ont montré au travers d'un modèle semi-analytique qu'un AGN radio-faible au centre d'un halo quasi hydrostatique d'une galaxie massive semble réguler le refroidissement des gaz chauds, ce qui pourrait à son tour contrôler le taux de formation d'étoiles et donc de la quantité de gaz pouvant tomber dans le puits gravitationnel. Ce couplage a également un impact sur les observations. Étant donné que les régions centrales des AGNs ne sont pas spatialement résolues avec la vaste majorité de nos télescopes, la lumière des étoiles et de la poussière émise par la galaxie hôte contamine souvent le signal attendu de l'AGN. Cela est particulièrement vrai pour les AGNs de faible luminosité (souvent appelés AGNs de type Seyfert) où la lumière parasite de l'hôte domine dans les domaines optique et infrarouge. Si en plus l'AGN est situé à de grands redshifts, il devient impossible d'extraire des informations spatiales sur la galaxie hôte. C'est pour cela que se concentrer sur les galaxies hôtes de quasars à faible redshift peut nous permettre de définir le sous-ensemble de la population de galaxies actuelles capables de produire une activité nucléaire de type quasar. Cela nous permet alors de contraindre les

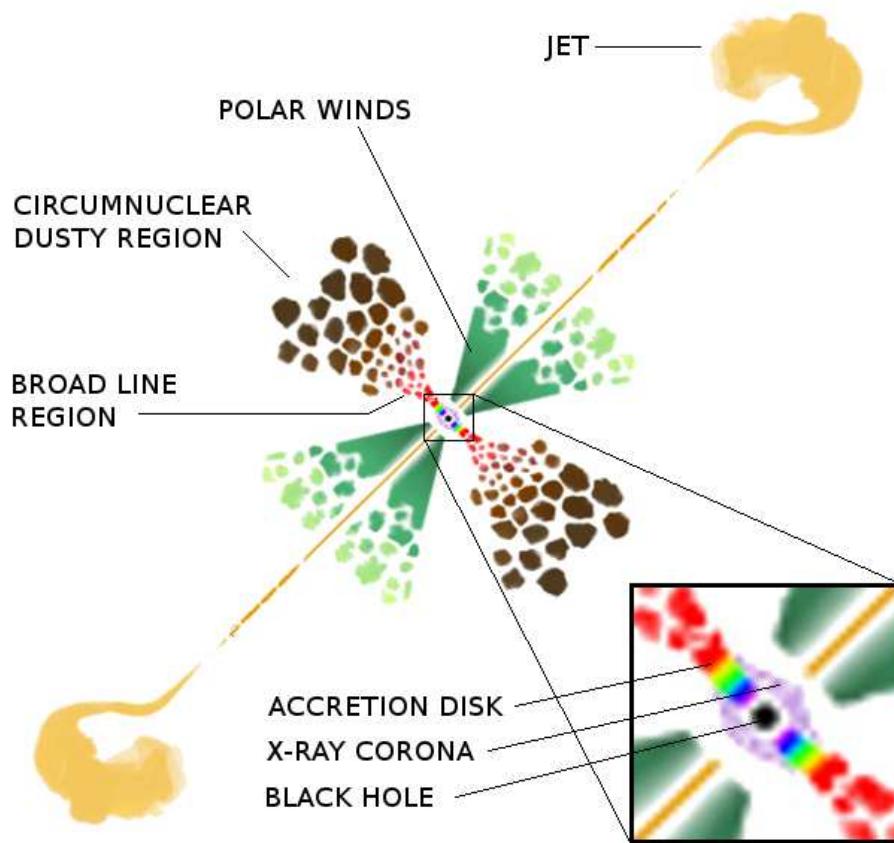


FIGURE 2.4 – Illustration non à l'échelle d'un AGN. Au centre se trouve un trou noir supermassif autour duquel orbite un disque d'accrétion émettant un rayonnement de corps noir multi-températures (représenté avec un motif arc-en-ciel). La matière accrétée est irradiée de rayons X par une couronne d'électrons chauds (en violet), de taille inconnue mais probablement située au dessus du disque d'accrétion. Le disque va de $\sim 10^{-5}$ pc jusqu'à $\sim 10^{-3}$ pc pour un trou noir supermassif de 10^8 masses solaires. La région responsable de l'émission des raies larges est en rouge et marron clair. Elle s'étend jusqu'à $\sim 10^{-1}$ pc, là où la région poussiéreuse circumnucléaire (représentée en brun foncé) peut résister à l'intense chauffage radiatif. L'extension maximale de ce tore de poussière est typiquement $\sim 10^1$ pc. Les vents ionisés polaires (en vert) sont créés dans une région encore mal connue mais probablement inférieure au parsec et leur extension finale ($\sim 10^2$ pc) interagit avec le milieu interstellaire (indiqué en jaune-vert). Un double jet relativiste (en jaune) est ajouté pour prendre en compte les AGNs radio-forts. Les jets peuvent aisément se prolonger jusqu'à $\sim 10^4$ pc. L'illustration est tirée de Marin (2016).

modèles physiques d'évolution des AGNs (Small & Blandford 1993; Kauffmann & Haehnelt 2000) et d'explorer la relation entre les trous noirs supermassifs et la formation des galaxies (Silk & Rees 1998; Kormendy & Gebhardt 2001; Rocca-Volmerange 2012). De telles observations sont également utiles pour ex-

plorer l'origine des jets synchrotrons (Blandford & Znajek 1977; Blandford & Payne 1982), contraindre les potentiels liens évolutifs entre les quasars et galaxies infrarouges ultralumineuses (Sanders & Mirabel 1996; Rocca-Volmerange et al. 2007) et pour estimer de manière statistique les masses des trous noirs centraux qui alimentent les AGNs (McLure et al. 1999). Enfin, de telles observations des galaxies hôtes sont également fondamentales pour tester le modèle unifié des AGNs (Peacock 1987; Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995), dont une représentation regroupant tous les aspects précédemment décrits dans ce chapitre est présentée en Figure. 2.4.

Chapitre 3

Succès de la polarimétrie des AGNs

L'image globale des AGNs semble assez bien comprise. En fait, les détails sur la physique de l'accrétion, les mécanismes de formation des trous noirs supermassifs, l'origine des champs magnétiques, les véritables morphologies des constituants internes et les interactions cinétiques et radiatives entre les différentes composantes de l'AGN sont très mal contraints. Le principal problème auquel nous devons faire face est la distance cosmologique des AGNs. NGC 3227 ($10h23m30.5790s$, $+19d51m54.180s$) fait partie des AGNs de type-1 les plus proches de la Terre. Il est situé à un redshift héliocentrique de 0.00386 ± 0.00001 ($H_0 = 73 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\text{matière}} = 0.27$, $\Omega_{\text{vide}} = 0.73$). Cette distance de décalage vers le rouge correspond à une distance de Hubble de $20.28 \pm 1.45 \text{ Mpc}$. Si nous voulons résoudre l'ISCO du disque d'accrétion dans NGC 3227, en considérant que le trou noir central a une masse de 3.6×10^7 masses solaires (Onken et al. 2003) et que son rayon de Schwarzschild associé soit de 3.45×10^{-6} parsecs, une résolution spatiale d'environ 35 nano-arcsecondes serait nécessaire. C'est au-delà de toute perspective¹, même pour l'interférométrie à rayons X (Skinner & Krizmanic 2009). Étant donné que les techniques d'observation habituelles telles que la photométrie, la spectroscopie ou les analyses temporelles se sont révélées insuffisantes pour résoudre spatialement les régions internes des AGNs, une solution observationnelle a été trouvée : la polarimétrie. Comme nous l'avons vu, la polarisation a l'avantage de dépendre de la longueur d'onde et sa principale force est d'être extrêmement sensible à la géométrie et aux champs magnétiques de la région d'émission ou de diffusion. Contrairement à la spectroscopie qui est limitée par la taille physique de la région émettrice, la polarisation nous permet de sonder des volumes non résolus dans l'espace tout en déterminant leur géométrie. La polarisation est fondamentalement liée aux propriétés internes des sources de rayonnement : intensité et orientation des

1. L'image à 1.3 mm obtenue par l'Event Horizon Telescope pour M87 a une résolution de 25 micro-arcsecondes pour un trou noir de 6.5×10^9 masses solaires (EHT Collaboration et al. 2019a). Si l'image finale est impressionnante, la résolution spatiale n'est pas suffisante pour détecter la moindre structure fine dans le disque. De plus, des trous noirs aussi massifs et aussi proches ($z = 0.00428 \pm 0.00002$, Cappellari et al. 2011) sont rares, ce qui limite les possibilités de l'Event Horizon Telescope à un très petit nombre de sources, très proches (comme Sgr A*) ou extrêmement massives (M87).

champs magnétiques, distribution et orientation des particules diffusantes telles que les grains de poussière, structure microscopique des surfaces réfléchissantes, ou anisotropies intrinsèques de la galaxie hôte. Par conséquent, en mesurant la polarisation des AGNs dans différentes bandes de fréquences du spectre électromagnétique, il est possible de contraindre la géométrie des composants les plus internes malgré le fait qu'ils restent spatialement non-résolvables. D'un point de vue plus large, la polarisation peut nous servir à révéler les contours des différents milieux diffusifs et émetteurs (comme le tore de poussière circumnucéaire, les vents polaires ou les jets avortés), révéler l'action du feedback des éjectas sur la formation d'étoiles (Clarke et al. 2014) et aussi à caractériser l'émission de particules à plus hautes énergies, comme la génération de rayons X durs et gamma polarisés (Yonetoku et al. 2012). Dans ce qui suit, je passerai donc en revue les plus grands succès des observations polarimétriques pour le cas des AGNs, en complétant les travaux d'auteurs précédents (voir, par exemple, Antonucci 2002), tout en insérant mon travail de recherche dans ce contexte. La liste des découvertes historiques est à peu près dans l'ordre chronologique.

3.1 L'origine du “featureless” continuum

Schmidt & Miller (1980) et Serote-Roos et al. (1996) ont longtemps discuté de l'origine du continuum optique et ultraviolet observé en émission dans les AGNs. La forme générale de la distribution spectrale en énergie de la lumière blanche (ultraviolet – infrarouge proches) est $F_\lambda \sim \lambda^\alpha$, où α est l'indice spectral des photons allant de 1 à 3 en moyenne (Page et al. 2005; Corral et al. 2011). L'origine de cette émission en loi de puissance a longtemps été source d'incompréhension, puisqu'à la fois l'émission synchrotron et l'émission thermique d'un corps noir à températures multiples (le disque d'accrétion) pouvaient expliquer cette forme spectrale. De plus, les photons du continuum et les raies d'absorption des atmosphères stellaires d'anciennes populations d'étoiles de la galaxie hôte des AGNs tendent à compliquer le problème en diluant le signal, rendant le problème plus opaque encore (Kruszewski 1971). Cela est particulièrement vrai dans le cas des AGNs de type-2, où l'intensité de l'émission de l'hôte domine par rapport à l'émission nucléaire aux fréquences de la lumière blanche.

La spectroscopie et les méthodes d'imagerie n'étaient, à l'époque (1970-1980), pas en mesure de résoudre l'origine de ce continuum dit “featureless” (largeur équivalente des raies d'émission inférieure à 5 Å). La polarisation, en revanche, fut un levier de compréhension et d'expérience pour élucider ce mystère. En effet, si la polarisation mesurée du continuum provient d'une émission non thermique par des électrons voyageant dans un champ magnétique anisotrope, la polarisation est intrinsèque. La polarisation devrait alors varier avec le flux total au fur et à mesure de l'évolution de la configuration magnétique, ce qui donnerait un flux polarisé proportionnel au flux total à chaque longueur d'onde (Angel & Stockman 1980; Webb et al. 1993). La polarisation du rayonnement synchrotron devrait alors être très variable et différente de celle de la polarisation observée dans les raies d'émission (due à la photo-ionisation). D'un autre côté, si la polarisation du continuum provient d'une diffusion par des électrons, des grains de poussière ou des atomes, la polarisation doit être insensible aux

variations de flux, car la *géométrie* et la *nature* du diffuseur ne peuvent pas changer aux mêmes échelles de temps caractéristiques (heures/jours) que l'émission synchrotron. La polarisation du continuum devrait donc être similaire à celle de la polarisation dans les raies d'émission si elles proviennent d'une région irradiée par la même source de continuu. La polarisation induite par la diffusion contient également des signatures dépendantes de la longueur d'onde qui peuvent aider à identifier la nature du diffuseur. Si la diffusion de Thomson prévaut, le pourcentage de polarisation est indépendant de la longueur d'onde. Si la diffusion et la transmission de la lumière par une distribution non sphérique de grains de poussière sont responsables de la polarisation du "featureless" continuum, la fraction de polarisation variera comme λ^{-w} (avec $1 \leq w \leq 4$ en fonction du modèle de poussière, Mathis et al. 1977).

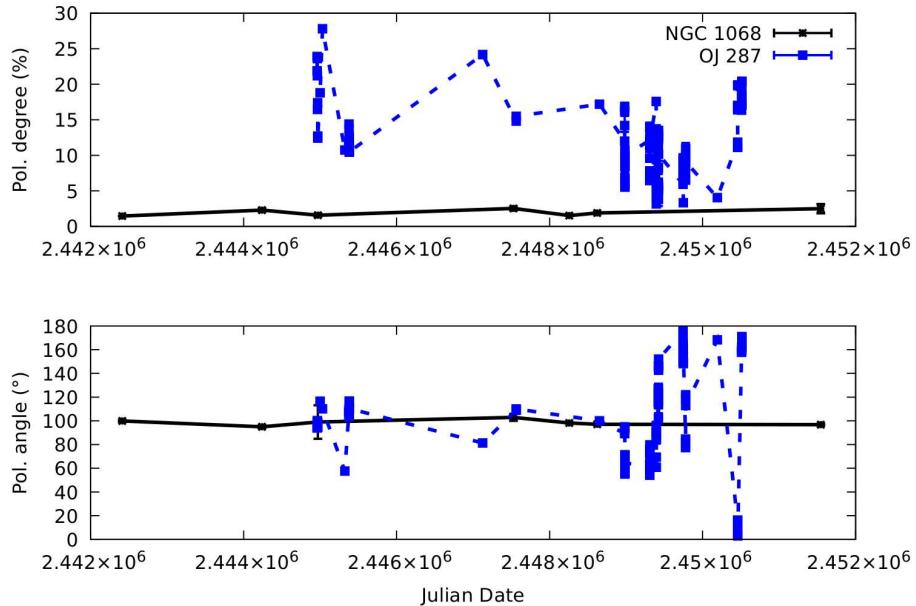


FIGURE 3.1 – Comparaison de la variabilité temporelle de la polarisation linéaire dans la bande optique entre deux AGNs : NGC 1068 (ligne noire) et OJ 287 (tirets bleu). Le graphique du haut montre le degré de polarisation et celui du bas l'angle de polarisation. Les données s'étendent entre 1975 et 2000 et sont tirées de Wills et al. (2011) et Marin (2018a). La différence d'origine de la polarisation est ici flagrante : synchrotron pour OJ 287 (extrême variabilité) et émission thermique plus diffusion pour NGC 1068 (absence de variabilité).

En utilisant des mesures de polarisation, il a été possible de conclure avec certitude et pour la toute première fois que le "featureless" continuum de 3C 84 (NGC 1275) était clairement lié à l'émission synchrotron en raison de ses variations de polarisation d'un mois à l'autre, augmentant de plusieurs pourcents et variant de 100 à 150° en angle de polarisation (Walker 1968; Babadzhanyants & Hagen-Thorn 1975). Des études ultérieures ont montré que la polarisation de 3C 110 et de 3C 246 est également imputable à une émission non thermique grâce à l'augmentation temporellement corrélée de leurs flux polarisés par rap-

port à leurs flux totaux (Webb et al. 1993). Dans l'article des mêmes auteurs, les faibles niveaux de polarisation non variables et indépendants de la longueur d'onde dans NGC 4151, Mrk 509, NGC 5548 et Mrk 290 furent mieux expliqués par des photons thermiques provenant de et diffusant dans un disque d'accrétion.

Une représentation de la différence observationnelle entre un AGN dominé par l'émission synchrotron (OJ 287) et un AGN dominé par l'émission thermique d'un disque d'accrétion (NGC 1068) est présentée en Figure. 3.1. La polarisation résultante de l'émission synchrotron montre une très forte variabilité temporelle comparée à la polarisation due à la diffusion Thomson. Nous avons là une preuve empirique de l'existence de deux classes d'objets nettement séparés par leur processus d'émission, subtilité qui n'est pas forcément visible en flux total. Il aura fallu attendre les années 2010 et un travail personnel de collection, de classement et d'analyse pour que l'on puisse mettre en exergue la remarquable absence de variabilité temporelle de la polarisation de NGC 1068 sur plusieurs décennies (Marin 2014, 2016, 2018a). Nous savons en effet que la polarisation observée ne dépend pas linéairement de la quantité de photons produits par le moteur central. La courbe de lumière chaotique des AGNs ne modifie pas l'état de polarisation sauf si le puissant champ de radiation en provenance du disque d'accrétion élimine une fraction du matériau à proximité du trou noir (voir, par exemple, Jackson & Browne 1990; Lawrence 1991; Hill et al. 1996). Même dans ce cas, la quantité de matériau éliminée par le champ de rayonnement doit être importante pour modifier de manière détectable la signature polarimétrique d'un AGN (démontré numériquement dans Marin 2016). Les échelles de temps dynamiques permettant de modifier la disposition géométrique de la matière ou des champs magnétiques aux (sous-)échelles du parsec autour d'un trou noir de 10^8 masses solaires sont de l'ordre de 5 à 100 ans (Hopkins et al. 2012). Ainsi, seule une étude temporelle se focalisant sur plusieurs décennies de mesure de polarisation peut détecter de tels changements. Or, comme je le démontre en Figure. 3.1, la polarisation de NGC 1068 est restée remarquablement stable durant vingt-cinq années (variations de l'ordre du pourcent au maximum). Cela implique donc que les géométries morphologiques et magnétiques de NGC 1068 n'ont probablement pas changé depuis 1975, mettant ainsi de fortes contraintes sur les aspects dynamiques des AGNs radio-faibles.

La polarimétrie a également été utilisée pour séparer les signatures du noyau actif et les composantes de la galaxie hôte, la polarisation du premier étant diluée par l'émission de lumière stellaire non polarisée du second (Visvanathan & Oke 1968). En fait, il a été démontré que, dans plusieurs sources telles que NGC 7130, NGC 5135, IC 3639 et NGC 1068, la lumière nucléaire dominait dans la bande ultraviolette et était directement responsable du "featureless" continuum, mais pas dans l'optique ou dans l'infrarouge proche (González Delgado et al. 1998; Marin 2018a). Cela peut être vu dans la Figure. 3.2, extraite du dernier papier en date utilisant mon code numérique de simulation et permettant de reproduire le flux total et polarisé des sources célestes. On peut par exemple voir que la distribution spectrale en énergie de la galaxie hôte (visible aux grandes ouvertures) est fort différente du continuum de l'AGN qui est modélisé à l'aide d'une distribution spectrale d'énergie isotrope selon la loi de puissance $F_* \propto \nu^{-\alpha}$ avec $\alpha = 1$. Ce continuum est la composante diffusée du flux intrinsèque qui est bloqué le long du plan équatorial par un écran poussiéreux obscurcissant (le

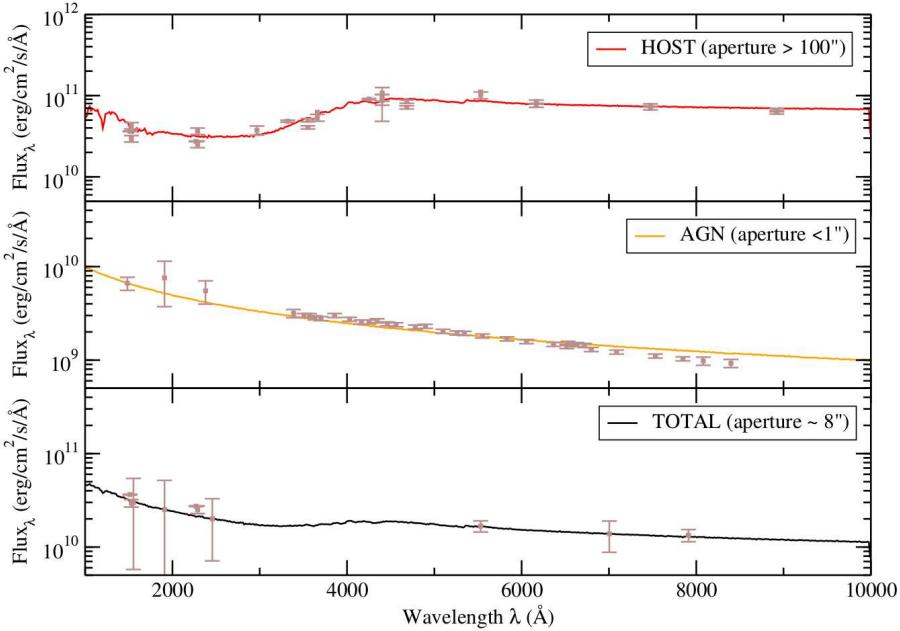


FIGURE 3.2 – Décomposition de la distribution spectrale en énergie ultraviolette, optique et proche infrarouge de la galaxie Seyfert-2 NGC 1068 grâce au code de simulation STOKES (Marin 2018a). Les données en marron sont des mesures de flux extraites de la base de données extragalactiques NASA/IPAC (NED). La réémission des poussières par la région circumnucléaire de l’AGN n’est pas comptabilisée car elle ne devient prépondérante qu’à $\lambda > 1\mu\text{m}$.

continuum diffusé provient de la diffusion polaire des photons du disque). La combinaison des deux composantes nous permet de reproduire le spectre observé de NGC 1068 à des ouvertures proches de 8 arc-secondes. En supposant une distance d’environ 14.4 Mpc entre la Terre et NGC 1068 (Gratadour et al. 2015), 1 arc-seconde correspond à 72 pc. Ainsi, une ouverture de 8 arc-secondes isole les premiers 576 pc autour du noyau, l’hôte et l’AGN contribuant au flux observé à des échelles différentes. La mesure de polarisation associée est donc tout naturellement affectée par ces différents flux, ce qui sera détaillé dans la Section 3.3. En définitive, dès 1970 la polarimétrie a été d’une aide précieuse pour mieux comprendre les différents processus d’émission complexes qui façonnent la distribution spectrale en énergie des AGNs, mais il faudra attendre encore une décennie pour que de nouvelles mesures viennent nous permettre de mieux cerner ces objets.

3.2 Corrélation entre l’axe radio et l’angle de polarisation optique

Lors de l’acquisition de mesures polarimétriques optiques d’un échantillon de 24 AGNs radio-forts avec de larges raies d’émission, il a été découvert que leur angle de polarisation était fortement corrélé à la direction de leurs jets (Sto-

ckman et al. 1979). Sur les 24 AGNs initiaux, l'angle de polarisation optique et l'angle de position radio de 20 objets étaient alignés avec une erreur d'environ 30° et tous présentaient des degrés de polarisation très faibles, largement inférieurs à 1 %. Cette corrélation ne pouvait pas être de nature aléatoire, mais le mécanisme physique de cet alignement restait inconnu à cette époque. Des études plus récentes d'AGNs radio-forts avec et sans raies larges d'émission ont montré qu'une population donnée (les AGNs avec de larges raies d'émission) affichait un alignement entre l'angle de position de polarisation optique et la structure radio à grande échelle, tandis qu'une seconde population (les AGNs sans raies larges d'émission) avait une relation opposée (angle perpendiculaire entre la polarisation optique et le jet radio, Antonucci 1982). Ces alignements et contre-alignements de polarisation ont permis de déterminer la distribution géométrique des diffuseurs (un diffuseur équatorial et un diffuseur polaire) et ont fourni des informations sur la distribution de la matière dans les régions les plus internes (présence d'un disque d'accrétion et d'un jet de matière presque parfaitement perpendiculaires à l'échelle du parsec) sans avoir besoin de résoudre spatialement le cœur des AGNs. Cette corrélation est d'autant plus visible que l'échantillon de sources étudié est le moins biaisé observationnellement. En effet, des biais de sélection basés sur des critères de distance ou de luminosité peuvent amener à avoir un échantillon non-représentatif et donc fausser les résultats. Afin de s'assurer de la réalité de cette prétendue corrélation entre l'axe radio des AGNs et l'angle de polarisation optique, j'ai entrepris de vérifier son existence en utilisant le catalogue 3CRR (Laing et al. 1983). Les AGNs radio-forts à haut redshift ($z \geq 1$) issus de ce catalogue ont été observés de manière polarimétrique et présentent tous une polarisation optique importante (Tadhunter et al. 2005). Ils montrent également de larges raies d'émission en flux polarisé lorsque cette information est disponible. En outre, toutes les radio-galaxies pour lesquelles des données sont disponibles présentent de fortes signatures de ré-émission dans l'infrarouge moyen (Hönig et al. 2011) et des raies d'émission de haute ionisation (Leipski et al. 2010), ce qui nous assure qu'il y a bien un AGN à l'intérieur de ces galaxies lointaines. Il est important de noter que cet échantillon comprend bon nombre des objets les plus radio-lumineux de l'Univers et qu'à des luminosités radio plus faibles, de nombreuses radio-galaxies n'ont pas d'AGNs cachés en leur sein (Ogle et al. 2006; Antonucci 2012). En compilant les données polarimétriques historiques du catalogue 3CRR et en les comparant à la classification optique de chaque objet, il m'a été possible de démontrer que toutes les radio-galaxies ayant une mesure de polarisation avaient l'axe de leur jet radio orienté perpendiculairement à l'angle de polarisation mesuré dans la bande optique. Le cas est moins flagrant pour les quasars dont certains montrent une corrélation et d'autres une anti-corrélation (Marin & Antonucci 2016). Ainsi, il n'y a pas une bimodalité parfaite entre l'axe radio et l'angle de polarisation pour les AGNs radio-forts mais il semble toutefois y avoir une séparation très nette entre radio-galaxies (AGNs de type-2) et quasars (types-1).

La même bimodalité a été exprimée dans le cas des AGNs radio-faibles (Antonucci 1983; Martin et al. 1983). En effet, des observations *VLA* à 6 centimètres ont permis de découvrir de petites structures radio à l'échelle du parsec malgré l'absence de jets à l'échelle du kilo-parsec. Cela a permis à Antonucci (1983) de déterminer que sur 11 AGNs radio-faibles, 8 confirmaient la présence d'une corrélation entre l'axe radio et l'angle de polarisation. Des études

ultérieures (Smith et al. 2002a, 2004; Marin 2014) ont permis de montrer que cette corrélation s'étendait à de nombreuses autres galaxies de type Seyfert mais qu'il y avait systématiquement un petit nombre d'AGNs (moins de 30%) avec des raies larges vues en émission qui présentaient une *anti*-corrélation. Si nous savons aujourd'hui pourquoi, au début des années 1980 toutes les sources observées présentaient de faibles degrés de polarisation, empêchant de déterminer clairement les causes physiques de cet alignement (à cause des limites techniques des polarimètres de l'époque). La diffusion, la transmission par les grains de poussière ou le rayonnement synchrotron ont été suggérés comme solutions possibles, mais une autre clef était nécessaire pour révéler le secret. La spectro-polarimétrie l'a apportée quelques années plus tard.

3.3 L'unification des AGNs de types 1 et 2

Les questions déconcertantes de la corrélation entre l'axe radio et l'angle de polarisation optique dans les AGNs, et la bimodalité entre AGNs avec et sans raies larges d'émission dans la bande optique, ont été examinées plus en détail à l'aide de la spectropolarimétrie de nouvelle génération (dans la deuxième partie des années 80) pouvant fournir un grand rapport signal sur bruit (> 3 en polarisation) et une bonne résolution spectrale (5 – 10 Å). Parmi un petit échantillon d'AGNs radio-forts observé par Antonucci (1984), 3C 234 s'est distingué par son degré de polarisation élevé (environ 14%) et par son angle de position de polarisation perpendiculaire à l'axe radio de l'AGN. Plus important encore, la polarisation linéaire de son continuum, qui est presque indépendante de la longueur d'onde, partage les mêmes propriétés de polarisation que la raie large H α observée en flux polarisé. Les auteurs en ont conclu que la polarisation du continuum devait provenir d'une région de diffusion polaire et que les raies larges polarisées devaient sans doute être produites par un anneau diffusif d'électrons optiquement et géométriquement épais situé au niveau du plan équatorial (Antonucci 1984). Cela aurait fait de 3C 234 un AGN unique, seul possesseur d'un vaste anneau d'électrons circumnucléaire, ce qui n'était pas convaincant. La clef du mystère était dans la serrure mais le loquet grinçait.

La grande énigme :

3C 234 est un AGN de type-2, c'est à dire qu'il ne possède pas de raies d'émission larges dans son spectre optique en flux total. Sa polarisation linéaire mesurée est d'environ 14%, le continuum polarisé est quasiment indépendant de la longueur d'onde et l'angle de polarisation est perpendiculaire à l'axe radio des jets. Ceci indique donc un processus diffusif lié aux électrons (continuum polarisé indépendant de la longueur d'onde) qui doit se situer dans l'axe polaire de l'AGN (angle de polarisation perpendiculaire et haut degré de polarisation [corrélé au cosinus carré de l'angle de diffusion]). Cependant, son spectre polarisé montre des raies larges de la série de Balmer dont la polarisation est égale au continuum. Cela devrait donc faire de 3C 234 un AGN de type-1 en polarisation mais son angle de polarisation (perpendiculaire à l'axe radio) ne colle pas avec l'angle de polarisation des AGNs de type-1 (parallèle) qui indique un phénomène diffusif équatorial.

3C 234 est-il un agent double ? Comment expliquer cette invraisemblance d'identité ?

1. 3C 234 est un AGN unique avec une structure morphologique exotique qui n'a jamais été observée parmi les centaines d'AGNs déjà détectés à l'époque ;
2. les raies larges vues en polarisation sont un artefact observationnel dû au spectre d'hydrogène des protubérances stellaires des étoiles de la galaxie hôte et qui produisent le haut degré de polarisation et les raies émissions ;
3. 3C 234 est en fait un AGN de type-1 mais qui est obscurci par une région équatorial dense encore jamais détectée jusque là. Les photons de l'anneau d'électrons circumnucléaire sont absorbés sur la ligne de visée et ne peuvent s'échapper qu'en diffusant dans les régions polaires, d'où l'angle de polarisation perpendiculaire observé ;
4. 3C 234 n'est pas un AGN.

Le dernier déclic a été apporté par Miller & Antonucci (1983) et Antonucci & Miller (1985) qui ont découvert un continuum non stellaire hautement polarisé, de l'ordre de 16% et indépendant de la longueur d'onde, dans NGC 1068. Le spectre du flux polarisé de cet AGN radio-faible de type-2 a révélé la présence de raies symétriques et très larges de la série de Balmer (environ $7\ 500\ km.s^{-1}$ pour H α et H β) ainsi que des raies permises de type Fe II, elles aussi fortement polarisées. La présence de raies du fer polarisées fut cruciale car elle ne pouvait provenir que de nuages à très haute profondeur optique qui n'étaient visibles sur aucune image radio, infrarouge ou optique. Cela voulait donc dire que cette région devait être cachée à l'intérieur de l'AGN. Or la polarisation dans ces raies était la même que celle mesurée dans les raies larges polarisées de la série de Balmer, indiquant une origine commune au processus. La région équatoriale d'électrons prédicta par Antonucci (1984), suffisamment dense pour produire des raies Fe II et avec un mouvement Képlérien assez important pour élargir les raies d'émission, était bel et bien là mais derrière un nouvel élément inconnu des AGNs. L'angle de polarisation perpendiculaire, le degré de polarisation élevé de NGC 1068 et la présence de raies de fluorescence permises sont devenus les preuves les plus flagrantes de la présence d'un milieu circum-nucléaire obscurcissant cachant la source d'émission dans les AGNs de type-2, comparé aux AGNs de type-1 dont la ligne de visée n'est pas obscurcie. Dans le cas de figure des types-2, les photons de la BLR ne pouvant pas traverser la couche épaisse de poussière équatoriale diffusent à l'intérieur d'une région polaire remplie d'électrons située au-dessus et au-dessous du disque obscurcissant et permettant ainsi, tel un périscope, de faire diffuser les photons dans la ligne de visée de l'observateur (Antonucci & Miller 1985). C'était la première preuve convaincante de la présence d'un noyau de type-1 dans un objet de type-2 avec en plus une explication solide. Des recherches supplémentaires de signatures d'AGNs de type-1 dans le flux polarisé d'autres AGNs de type-2 ont été des succès (Miller & Goodrich 1990; Tran et al. 1992; Wills et al. 1992b; Tran 1995a,b,c; Ogle et al. 1997), voir aussi Figure. 3.3, prouvant que *l'orientation nucléaire* est l'un des paramètres clefs pour comprendre la richesse et la complexité des très nombreuses signatures observationnelles des AGNs (Antonucci

1993). Les AGNs de type-2 sont en fait des AGNs de type-1 vus *sous une autre inclinaison*.

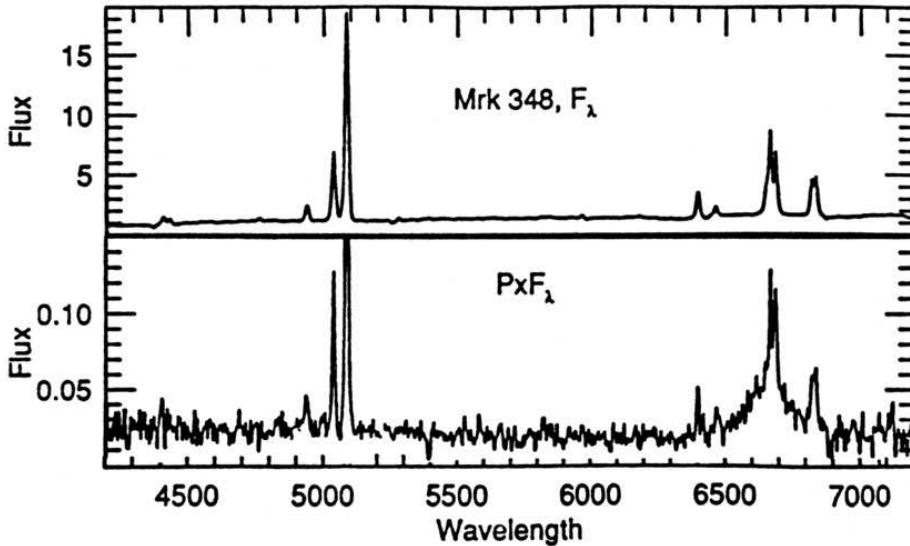


FIGURE 3.3 – Spectre du flux total (en haut) et du flux polarisé (en bas) de l’AGN radio-faible de type-2 Mrk 348. Dans le spectre du flux polarisé, on peut voir apparaître une très large raie d’émission H α (largeur à mi-hauteur $\sim 7\,400\,\text{km.s}^{-1}$) qui est absente du flux total. La planéité relative du continuum polarisé suggère aussi que la diffusion du continuum par des électrons (diffusion Thomson) est le mécanisme prédominant dans Mrk 348 (Miller & Goodrich 1990).

La spectropolarimétrie a donc montré que, pour les objets de type-2, les raies larges en émission de la BLR existent belle et bien mais qu’elles sont cachées derrière une épaisse couche de poussière obscurcissante, que l’on observe maintenant dans les domaines de la radio et de l’infrarouge grâce aux systèmes d’optique adaptative (Jaffe et al. 2004) et d’interférométrie (Kishimoto et al. 2009), voir la Figure. 2.2. Cependant, il est impossible de prouver que tous les AGNs de type-2 ont une région d’émission de raies larges. Les spectres à haute résolution et les observations à large bande (couvrant plusieurs raies de la série Balmer) se sont avérés nécessaires pour observer la présence de raies larges de faible intensité dans le flux polarisé d’un large échantillon d’AGNs (Ramos Almeida et al. 2016), ce qui diminue d’autant le nombre estimé de “vrais” AGNs de type-2, c’est-à-dire des AGNs à qui il manque réellement une BLR. Aucune contrainte forte n’a été trouvée entre l’absence de raies larges en émission (raies observées en flux polarisé) et un paramètre physique donné tel que la luminosité bolométrique, la taille du tore de poussière ou l’inclinaison des galaxies hôtes (Ramos Almeida et al. 2016). Cependant, la découverte d’AGNs dont le type spectral est changeant (type-1/type-2), dans lesquels il y a de fortes variations de flux (jusqu’à 2 ordres de grandeur, McElroy et al. 2016) et l’apparition/disparition des raies larges en émission pourrait être une étape pour résoudre ce problème (Matt et al. 2003; LaMassa et al. 2015; Mathur et al. 2018).

Nous appelons ces AGNs aux propriétés transitoires entre type-1 et type-2 des “changing-look” AGNs. La disparition des signatures de la BLR et l’atténuation du flux pourraient s’expliquer par divers processus, allant de l’obscurcissement variable de la source à la chute rapide du taux d’accrétion de masse du trou noir central (Noda & Done 2018).

La polarimétrie offre un moyen naturel d’étudier cette question, car toute modification de la géométrie du diffuseur a un impact direct sur le degré et l’angle de polarisation (Marin 2017). Par exemple, dans le cas du quasar changing-look J1011+5442, nous avons observé un basculement entre les classifications de type-1 et de type-2 entre 2003 et 2015. La polarisation linéaire optique presque nulle observée dans la phase de type-2 indique que le changement d’aspect observé n’est pas dû à un changement d’obscurcissement dans le tore masquant la BLR et le moteur central (Hutsemékers et al. 2017). C’est plutôt dû à une diminution rapide du taux d’accrétion du trou noir supermassif qui est responsable de la disparition de la BLR (Hutsemékers et al. 2017; Marin 2017). Depuis plusieurs années, je concentre donc mes efforts à déterminer quels sont les causes physiques de ces brusques changements afin de pouvoir cerner les processus évolutifs des AGNs. Dans le cadre du scénario de variabilité intrinsèque, nous prévoyons l’existence d’un délai entre la diminution du continuum observé en lumière directe et celle du continuum diffusé observé en lumière polarisée. En effet, la lumière diffusée dans les régions polaires qui s’étendent sur des dizaines, voire des centaines de parsecs (Capetti et al. 1995c; Kishimoto et al. 2002; Zdziarska et al. 2005) atteint l’observateur des décennies, voire des siècles après la lumière directe. Dans ce cas, la lumière polarisée contient l’écho d’une ancienne phase d’activité, nous permettant de faire de l’archéologie astronomique, ce que nous avons récemment démontré pour J022652.24–003916.5 (Hutsemékers et al. 2019). Des observations polarimétriques supplémentaires sont nécessaires pour déterminer l’entièreté des causes physiques du changement d’apparence de ces AGNs, ce dont je discuterai plus en détail dans le Chapitre 4.

3.4 La révélation du cœur obscurci des AGNs

Suivant de près la fondation du Modèle Unifié des AGNs par Antonucci (1993), la cartographie de polarisation des structures étendues autour des noyaux cachés des AGNs de type-2 a permis de déterminer avec une plus grande précision la source cachée de l’émission ultraviolette, optique et infrarouge proche. En 1990 – 1995, l’emplacement exact du moteur central dans des sources obscurcies par la poussière n’était pas facile à déterminer (voir par exemple la Figure. 3.4). Les images infrarouges (Braatz et al. 1993) et radio (Ulvestad et al. 1987) ne concordaient pas quant à la question de la localisation du noyau des AGNs. Pour les objets les plus proches, les estimations divergeaient de plus ou moins une seconde d’arc, ce qui représente plusieurs dizaines de parsecs dans le cas de NGC 1068 (qui est dans le trio de tête des AGNs les plus observés de tous les temps). Étant donné que le moteur central des AGNs a une taille bien inférieure au parsec, un tel décalage était donc dramatique pour la compréhension de la physique interne des objets de type-2. Par exemple, il était impossible de déterminer si les jets étaient perpendiculaires au plan du disque d’accrétion, impossible de savoir si les vents d’éjection venaient des environs du trou noir ou

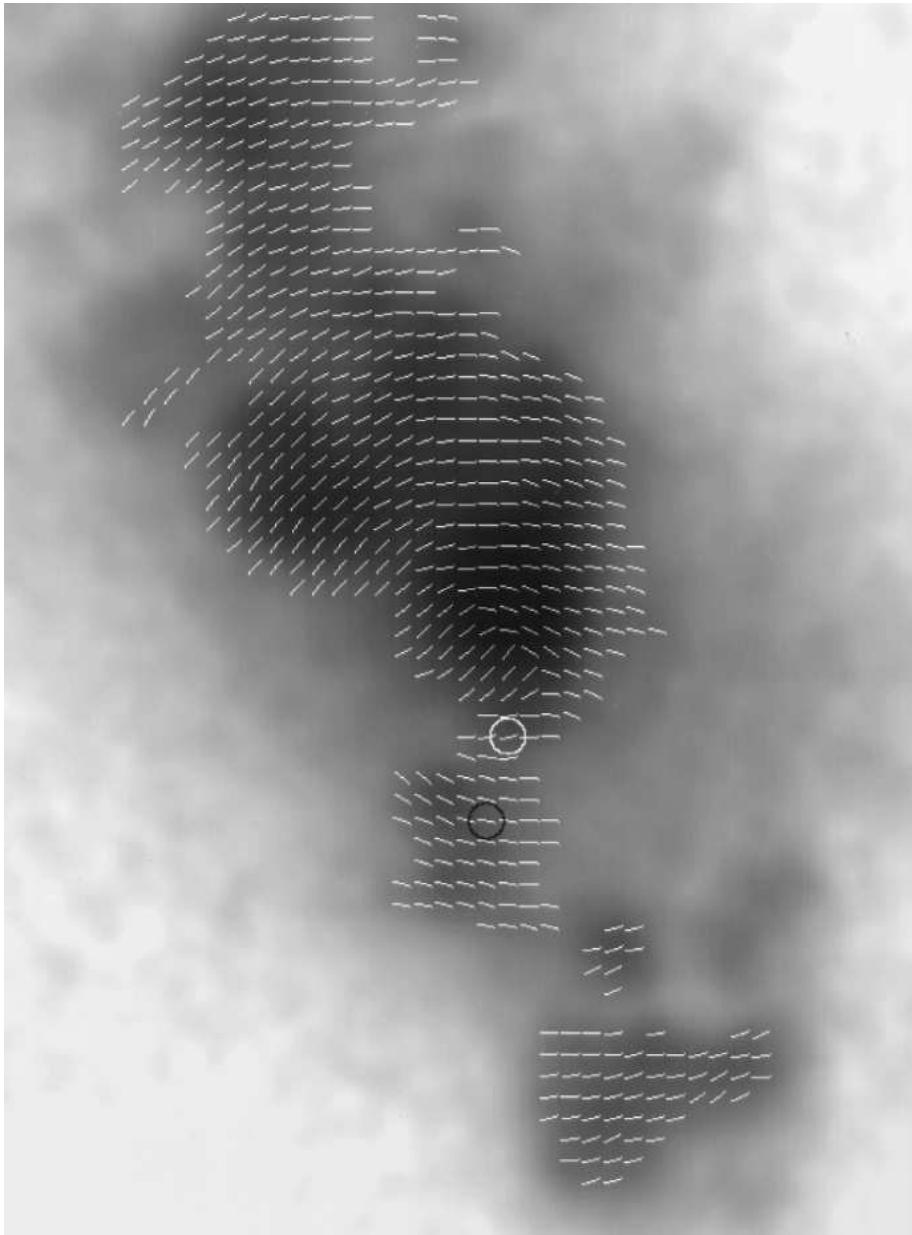


FIGURE 3.4 – Imagerie de polarisation par le télescope spatial Hubble (HST) de la région centrale de NGC 1068, un AGN de type-2 radio-faible. L'image a été prise avec la Faint Object Camera (corrigée post-COSTAR) dans la bande 2400 – 2700 Å (Capetti et al. 1995b). Les vecteurs de polarisation sont superposés à la carte d'intensité totale. La longueur des vecteurs n'est pas représentative du degré de polarisation. La position de la source de rayonnement diffusé déduite par la polarisation est indiquée par un cercle blanc tandis que le cercle noir marque les estimations non-polarimétriques précédentes.

des surfaces externes du tore de poussière, etc. Des tentatives polarimétriques visant à déterminer le véritable emplacement du noyau de NGC 1068 à l'aide de polarimètres à balayage spatial ont été effectuées dans les années 70 (Elvius 1978), mais les capacités d'imagerie de polarisation apportées par le télescope spatial Hubble ont permis de régler le débat une bonne fois pour toute. À l'aide de la *Faint Object Camera* (en ultraviolets) et de la *Wide Field Planetary Camera* (dans la bande optique), avec des résolutions spatiales respectives de 0.06 et 0.08 secondes d'arc, il a été possible de cartographier la NLR étendue des AGNs de type-2 de l'Univers proche (Capetti et al. 1995a,b). La résolution spatiale des cartes associée aux informations de polarisation a permis de révéler une forme de double cône avec des arêtes vives se démarquant en lumière polarisée avec beaucoup plus de contraste qu'en flux total (Macchetto et al. 1994). Le motif centro-symétrique des vecteurs de polarisation pointe vers le véritable emplacement caché du moteur central, comme illustré dans la Figure. 3.4. Les incertitudes observationnelles vis-à-vis de l'emplacement source sont de l'ordre de 0.02 seconde d'arc. Une analyse plus approfondie de la structure de polarisation dans la NLR a été réalisée avec une cartographie *HST* polarimétrique supplémentaire (et plus profonde) et a permis d'isoler trente nuages différents dans les cônes supérieurs et inférieurs de la NLR (Kishimoto 1999). L'auteur de cette étude a utilisé le degré de polarisation des nuages comme indicateur des angles de diffusion pour reconstruire la structure tridimensionnelle de la région nucléaire. Cela a conduit à la première (et encore vingt ans plus tard à l'unique) vue tridimensionnelle d'un AGN que seule la polarimétrie peut fournir.

Grâce à l'optique adaptative, il est maintenant possible de faire beaucoup mieux et de détecter avec une précision renouvelée des structures fines dans les vents d'éjection polaires. C'est ce que nous avons réalisé avec l'instrument *SPHERE* (*Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch*) au *VLT*. Nous avons utilisé l'optique adaptative extrême de SPHERE pour obtenir des cartographies polarimétriques de NGC 1068 avec une résolution de l'ordre de 60 micro secondes d'arc (~ 4 pc pour cet objet) dans les bandes H (1.65 μm) et K' (2.2 μm). Cela nous a permis de mettre en évidence des sous-structures fines dans les vents mais aussi de montrer que si le flux polarisé dans le double cône (les vents) est dominé par un motif centro-symétrique, la région compacte centrale (où se trouve le tore) montre une nette déviation de celui-ci avec une polarisation linéaire alignée perpendiculairement à l'axe du double cône (Gratadour et al. 2015; Grosset et al. 2016; Marin et al. 2016b; Grosset et al. 2018). La détection d'une déviation du motif de polarisation est particulièrement intéressante car déjà prévue par les simulations (Marin et al. 2012b) mais qui en plus nous permet de contraindre le demi-angle d'ouverture du tore de poussière. Ce dernier, collimatant les vents d'éjection, est fonction de la luminosité intrinsèque du disque d'accrétion (Lawrence 1991). Or, rappelons-le, ce dernier n'est pas visible dans un AGN de type-2. Ainsi, la polarisation nous permet de déterminer le demi-angle d'ouverture du tore et donc de remonter à la luminosité non-obscure du disque. Cette méthode peut être adaptée à tous les AGNs de type-2 possédant des vents d'éjection polaires, avec encore plus d'efficacité dans les hautes énergies (Marin et al. 2018c), puisque le rayonnement X provient directement des environs du trou noir central.

3.5 L'effet Laing-Garrington

Une autre contrainte majeure sur la physique des AGNs a été apportée par l'imagerie de polarisation mais dans la bande radio cette fois-ci. Entre l'observation cruciale de NGC 1068 et la mise en place du modèle unifié des AGNs, les observations du *VLA* ont permis de jeter un œil neuf sur la question complexe de la non-symétrie dans les jets de sources radio extragalactiques. En effet, comment expliquer qu'une partie des AGNs radio-forts détectés ne possédait qu'un seul jet mais deux lobes² terminaux ? Si aujourd'hui nous sommes presque certains que des effets de relativité spéciale (Doppler boosting) favorisent fortement les jets relativistes et les composants qui approchent de l'observateur, l'absence de contre-jets (détectés) était assez déconcertante à cette époque (1970 – 1990). La cartographie polarimétrique des jets et des lobes dans un petit échantillon d'AGNs radio-forts a montré que, pour un AGN à double jets avec un jet plus brillant que l'autre, le lobe contenant le jet le plus lumineux (donc pointé vers nous) est presque toujours moins dépolarisé que le lobe du contre-jet lorsque la longueur d'onde augmente (Laing 1988; Garrington et al. 1988). Cette asymétrie de dépolarisation, connue maintenant sous le nom d'effet “Laing-Garrington”, est visible sur la Figure. 3.5. Cet effet est particulièrement important car il peut être expliqué soit 1) par des différences internes entre les deux lobes si l'unilatéralité du jet est une propriété intrinsèque (Garrington et al. 1988), soit 2) par une rotation différentielle de Faraday due à des irrégularités dans un milieu magnéto-ionique entourant la source radioélectrique si cette unilatéralité est due au boost Doppler (Laing 1988). Dans le deuxième scénario, le côté avec le jet le plus fort est vu à travers une quantité moindre de milieu intergalactique et montre donc moins de dépolarisation. Ceci est intrinsèquement lié à l'orientation de l'AGN, une autre contrainte majeure qui a conduit au modèle unifié quelques années plus tard.

C'est avec l'un de mes étudiants en stage que j'ai récemment entrepris de vérifier ces hypothèses et tester s'il était possible de reproduire en même temps l'effet Laing-Garrington, la disparition du contre-jet en fonction de l'inclinaison de l'observateur par rapport à l'AGN radio-fort et l'impact de la rotation différentielle Faraday sur la polarisation détectée. Ces effets observationnels sont particulièrement importants pour déterminer à la fois les propriétés intrinsèques de la source d'émission mais aussi les propriétés du milieu situé entre la source et l'observateur. De plus, le rayonnement synchrotron associé aux jets n'est pas limité aux AGNs mais se retrouve dans de très nombreuses sources célestes. La Figure. 3.6 montre le résultat de nos études préliminaires à 20 cm : selon l'angle d'inclinaison de l'AGN, le contre-jet n'est pas visible à 60° mais devient visible et détectable en polarisation à 90°. L'angle de polarisation, ainsi que le degré linéaire, sont codés avec des vecteurs et l'on voit le fort impact de la dépolarisation Faraday dans le milieu intergalactique. Quoique non présentée ici, une carte à 6 cm montre des similarités en termes de morphologie d'émission mais pas les mêmes signatures polarimétriques, ce qui confirme aussi l'impor-

2. Lorsque les jets relativistes sortent du noyau actif d'une galaxie, ils doivent traverser le milieu intergalactique. Le milieu intergalactique, de densité non nulle, ralenti peu à peu le jet. Cela entraîne le déplacement du milieu intergalactique avec le jet, comme dans le sillage d'un bateau, et forme un lobe radio aux extrémités des jets (Shibata & Uchida 1985, 1986). Il n'y a pas de lobe sans jet, mais parfois ce jet est invisible (Eichler & Smith 1983).

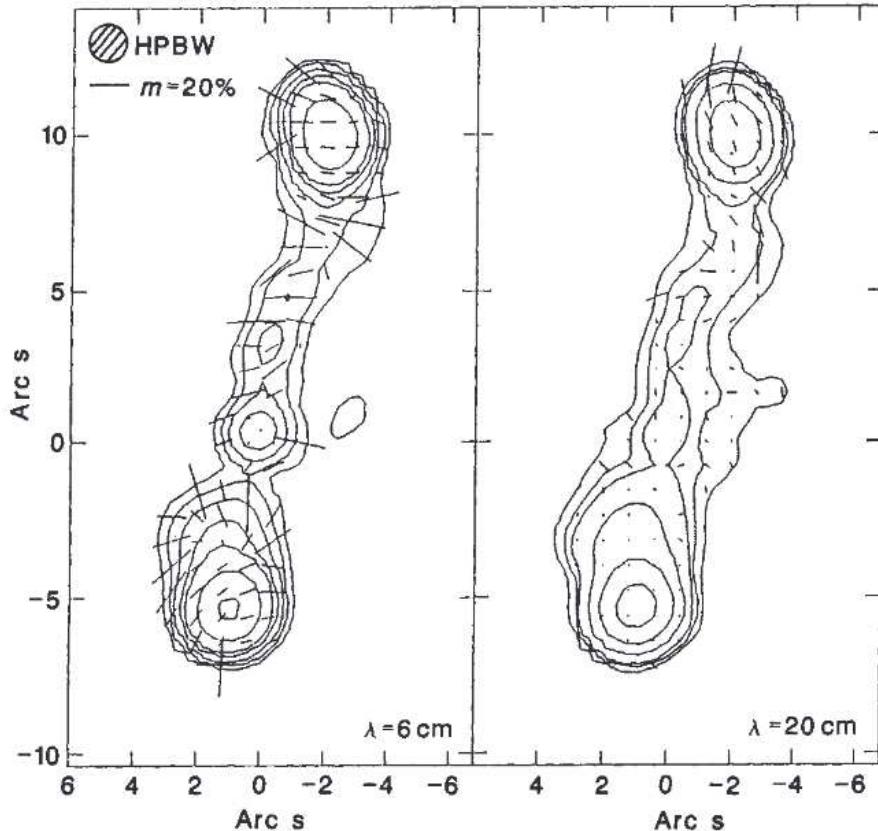


FIGURE 3.5 – Cartes radio de 4C 16.49, un AGN radio-fort de type-2 qui montre d’importants jets jumeaux. La carte de gauche est prise à une longueur d’onde de 6 cm tandis que la carte de droite est prise à 20 cm. Les contours solides sont proportionnels à l’intensité totale, tandis que les vecteurs indiquent les angles de polarisation. La longueur des vecteurs est proportionnelle à la fraction de polarisation de la lumière. On remarque que le lobe contenant le jet le plus brillant (en haut) dépolarise moins rapidement pour des longueurs d’onde croissantes que le lobe du côté du contre-jet (Laing 1988; Garrington et al. 1988).

tance de l’effet Laing-Garrington. Il apparaît donc clairement que l’émission de photons/matière en provenance des AGNs est tout sauf symétrique.

3.6 Éjection non sphérique de matière

Les vents d’éjection, ainsi que les jets, jouent un rôle majeur dans l’enrichissement de la galaxie hôte (voir Chapitre 2.7). On sait que les vents polaires présentent une large gamme de raies d’émission et d’absorption, parmi lesquelles des raies larges vues en absorption (des “Broad Absorption Lines”, uniquement observées pour les AGNs les plus lumineux jusqu’à présent, voir Hewett et al. 2001; Hewett & Foltz 2003). Ces BALs possèdent plusieurs propriétés fasci-

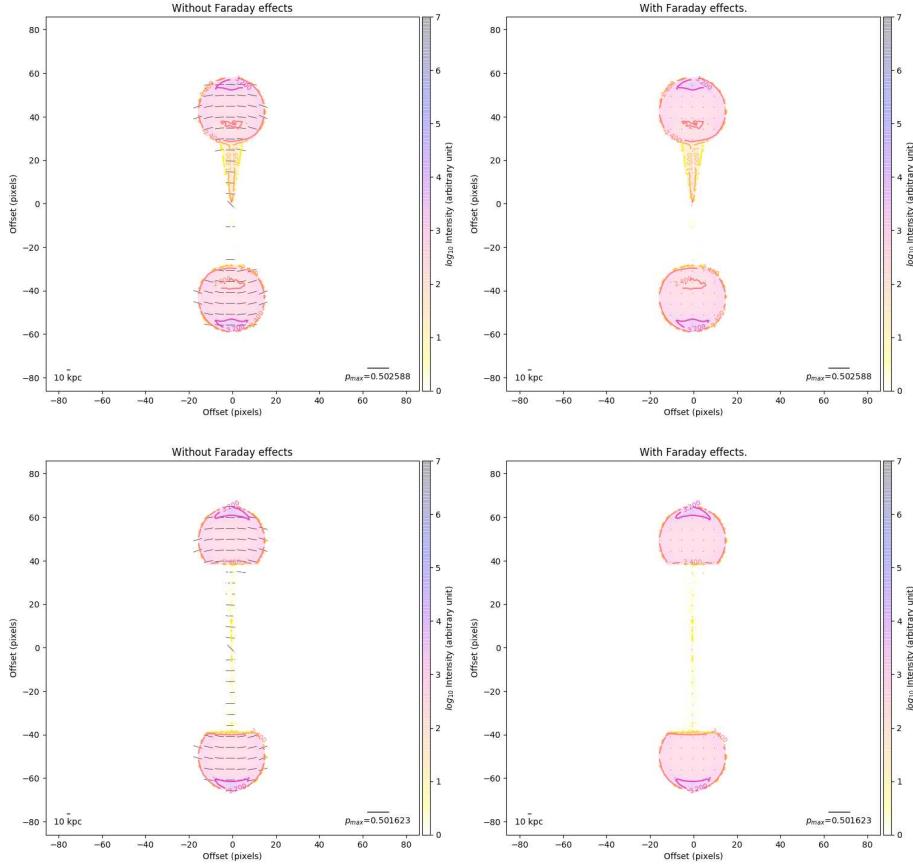


FIGURE 3.6 – Cartes radio à 20 cm de l'émission polarisée des jets et des lobes dans un AGN radio-fort. L'intensité est codée par la couleur et des contours permettent de discerner les contrastes de flux rayonnés. Les figures du haut montrent un AGN radio-fort incliné à 60° alors que celles du bas montrent l'AGN incliné à 90° . A gauche sans effet Faraday, à droite avec effet (cible à $z = 0.77$, densité d'électrons dans le milieu intergalactique égal à 610 m^{-3} et champ magnétique intergalactique égal à $1 \mu\text{G}$, voir Battaner & Florido 2000).

nantes. Premièrement, les BALs correspondent aux raies de résonance d'atomes fortement ionisés tels que le CIV, SIV, ou Nv. Deuxièmement, les caractéristiques d'absorption sont décalées vers le bleu par rapport aux raies d'émission correspondantes, avec une vitesse d'éjection de l'ordre d'une fraction de la vitesse de la lumière (Lamy & Hutsemékers 2004). Seulement 10 à 20% des AGNs présentent de telles caractéristiques observationnelles, mais la similitude étroite entre les propriétés des raies d'émission et le continuum des BAL AGNs et des AGNs qui ne présentent pas de raies d'absorption exclut une nature différente. Il est plus probable que l'orientation (encore une fois) joue un rôle prépondérant dans la détection des BALs (Weymann et al. 1991). Pour mieux déterminer l'origine physique des vents d'éjection et les mécanismes responsables de leur production, le continuum, l'intensité d'absorption et la polarisation des raies

d'émission ont été scrupuleusement observés (Hines & Wills 1995; Brotherton et al. 1997; Hutsemekers et al. 1998; Ogle et al. 1999; Lamy & Hutsemékers 2004). Les BAL AGNs semblent être plus fortement polarisés que les objets non-BAL, dont les degrés de polarisation avoisinent 4% en moyenne, ce qui est considéré comme compatible avec une inclinaison de l'observateur proche du plan équatorial des AGNs (Ogle et al. 1999). Cependant, les raies larges vues en émission sont souvent non polarisées (Hines & Wills 1995) et le degré de polarisation et l'angle de position des BALs dépendent de la longueur d'onde dans le continuum et les raies d'absorption (Brotherton et al. 1997). Ceci suggère plusieurs mécanismes de diffusion (l'angle de polarisation n'a que peu de raisons physiques de varier dans la bande optique continuum, sauf si la polarisation est d'origine synchrotron), aboutissant à une géométrie probablement complexe (Lamy & Hutsemékers 2004). L'augmentation de la polarisation du continuum dans l'ultraviolet, associée à une rotation régulière de l'angle de position de polarisation observé dans [HB89] 0059-274, tend à indiquer deux mécanismes de polarisation différents (Lamy & Hutsemékers 2000). Ceci est corroboré par les observations de microlentilles gravitationnelles polarisées, où le continuum polarisé subissant la micro-lentille provient d'une région compacte coplanaire au disque d'accrétion, tandis que le continuum ne subissant pas la micro-lentille gravitationnelle découle d'une région étendue située le long de l'axe polaire (Hutsemékers et al. 2015).

L'origine des BALs pourrait très bien être liée à un vent d'éjection creux expulsé depuis la surface du disque d'accrétion ou du tore de poussière et s'étendant vers l'axe polaire. Le rayonnement du continuum serait alors diffusé à l'intérieur du disque d'accrétion et dans la base du vent, puis à l'intérieur des vents polaires, produisant des polarisations approximativement perpendiculaires (Hutsemekers et al. 1998; Marin & Goosmann 2013). Cette hypothèse d'une structure géométrique creuse non sphérique est supportée par l'intensité résiduelle fortement polarisée dans les raies larges d'absorption, ce qui implique que les éjectas doivent avoir un petit angle d'ouverture (Ogle et al. 1999; Marin & Goosmann 2013). La spectropolarimétrie s'est révélée particulièrement utile à cet égard : les structures observées en lumière polarisée dans la raie large H α vue en émission dans PG 1700+518 indiquent que les vents d'éjection (présentant des vitesses de rotation de l'ordre de $\sim 4\,000\,\text{km.s}^{-1}$) doivent avoir pour origine le disque d'accrétion et être accélérés presque verticalement à celui-ci (Young et al. 2007). La géométrie et les mécanismes d'accélération des vents BALs sont maintenant activement discutés et numériquement simulés, car ils apparaissent comme une signature universelle des objets massifs accrétants (Lucy & Solomon 1970; Proga et al. 2000; Elvis 2000, 2017).

Une preuve observationnelle de la présence de vents creux dans les régions polaires des AGNs est directement visible dans IC 5063. IC 5063 ($z = 0.011$; Morganti et al. 2007), située dans l'hémisphère Sud, est une galaxie active de type Seyfert connue pour être le premier AGN dans lequel un puissant vent d'hydrogène neutre a été détecté (Morganti et al. 1998). Entre autres caractéristiques, son image *HST* montre une structure polaire ionisée allant jusqu'à 15 kpc et possédant une morphologie remarquable en forme de X (voir Figure. 3.7 et Morganti et al. 2003). Cependant, les images spectroscopiques et spectropolarimétriques de modèles numériques avec des vents d'éjection pleins

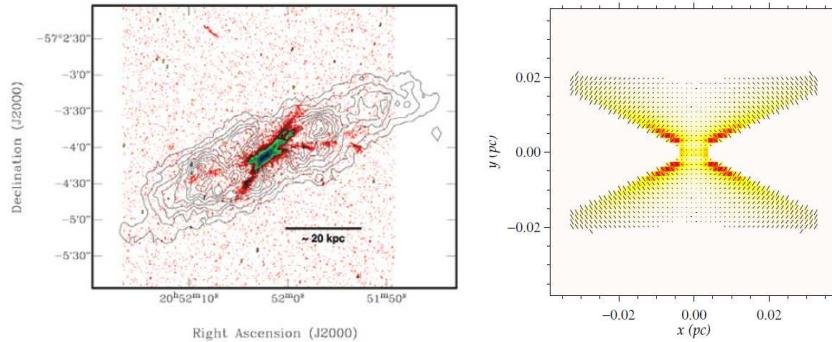


FIGURE 3.7 – *Gauche* : Contours du disque d’hydrogène neutre superposés aux signatures du gaz ionisé ($[\text{OIII}] \lambda 5007 \text{ \AA}$) dans IC 5063 (Morganti et al. 2003). La structure en X est clairement visible. *Droite* : simulation numérique de vents creux vus en flux polarisé (Marin & Goosmann 2013).

montrent que la région de diffusion émet de manière uniforme et que le comportement particulier de IC 5063 ne peut pas être visuellement expliqué à l’aide de vents polaires uniformes ou fragmentés (Wolf & Henning 1999; Marin et al. 2012b). L’idée que les vents d’AGNs puissent être creux est venue en observant le champ de vitesse tridimensionnel du gaz émetteur dans NGC 1365 (Hjelm & Lindblad 1996). Le modèle de vent creux le plus connu pour les AGNs est sans doute celui de Elvis (2000). Ce modèle suppose qu’un flot de matière chaude et hautement ionisée est extraite de la surface du disque d’acréation entourant le trou noir supermassif puis lancée depuis une petite plage de rayons du disque. La trajectoire de la matière éjectée est ensuite courbée vers l’extérieur et poussée radialement par la pression de radiation. La configuration d’éjection d’un tel vent crée alors naturellement un signal en forme de X que l’on peut reproduire via des simulations numériques avec imagerie. Je présente en Figure. 3.7 (droite) les résultats de mes simulations dans le cas des vents creux. Le modèle reproduit avec succès la morphologie en forme de X de IC 5063 ainsi que la zone de flux plus importante dans les régions centrales de l’AGN telles que détectées par Morganti et al. (2003). Cela implique que la diffusion Thomson est toujours un mécanisme dominant à de grandes distances de la source centrale dans IC 5063 (au contraire de NGC 1068, voir Antonucci et al. 1994) et tend à soutenir l’idée que les vents d’éjection des quasars sont généralement des structures creuses. Cependant, tous les AGNs où des vents creux sont suggérés ne présentent une morphologie en forme de X (voir, par exemple, NGC 2992 dans Veilleux et al. 2001 ou NGC 1068 dans Crenshaw & Kraemer 2000). Une explication plausible peut être que la quantité de poussière dans la NLR étendue est relativement importante et empêche ainsi une imagerie directe des signatures de vents creux. Cela pourrait d’ailleurs corroborer les récentes découvertes de quantité de poussière plus importantes que prévues dans les vents d’éjection de certains AGNs proches, comme démontré par Asmus (2019).

3.7 L’alignement de la polarisation avec les très grandes structures

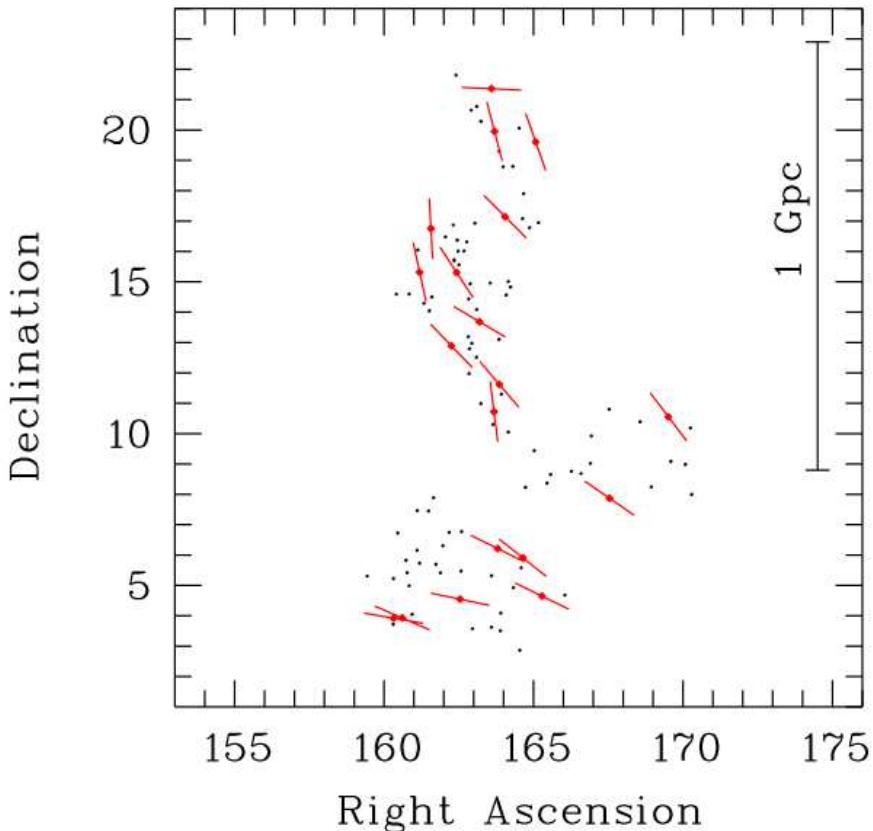


FIGURE 3.8 – Vecteurs de polarisation (en rouge) de 19 AGNs radio-faibles ayant un degré de polarisation supérieur à la polarisation en provenance de la poussière interstellaire (contamination courante, souvent inférieure à 1%). Les vecteurs de polarisation se superposent à la structure à grande échelle appartenant aux groupes d’AGNs à l’échelle du giga-parsec à un redshift z d’environ 1.3 (Hutsemékers 1998; Hutsemékers & Lamy 2001; Hutsemékers et al. 2014). Malgré une nette corrélation, l’interprétation de cet effet d’orientation reste déconcertante. Une solution pourrait être que les axes de rotation des AGNs (de leurs trous noirs centraux donc) soient éventuellement parallèles aux structures à grande échelle de leur galaxie hôte.

L’orientation des AGNs n’est apparemment pas fortement corrélée avec l’orientation de leur galaxie hôte. Au mieux, on constate que les structures radio étendues des AGNs de type-1 (vus par le dessus) évitent tout alignement parallèle avec le demi grand axe de la galaxie hôte tandis que les AGNs de type-2 sont distribués de manière plus aléatoire. Nous constatons aussi que les populations d’AGN de type-1 et résidant dans des galaxies de types spirales ou elliptiques sont fortement représentées dans les catalogues de galaxies vues par

le dessus elles-aussi, tandis que les populations d'AGNs de type-2 résidant dans les galaxies de types spirales ou elliptiques sont beaucoup plus nombreuses dans les galaxies vues par la tranche (Lagos et al. 2011). Par contre, les deux types d'AGNs évitent apparemment tout alignement entre leur axe radio et l'axe du plan de leur galaxie hôte (Schmitt et al. 1997). En dehors de ces zones spécifiques d'évitement, il n'existe donc aucune preuve observationnelle ni aucune raison de privilégier une direction favorite pour les angles de polarisation des AGNs. Ils devraient, selon nos connaissances, être distribués de manière quasi aléatoire sur la voûte céleste (principe de Copernic, voir son application dans Marin & Antonucci 2016). Pourtant, en compilant les angles de polarisation optiques de 170 AGNs ayant des redshifts de $z \sim 1 - 2$, Hutsemekers et al. (1998) ont prouvé l'existence d'une concentration de vecteurs de polarisation avec une direction préférentielle dans une région du ciel de $\sim 1000 h^{-1}$ Mpc. Des mesures ultérieures ont confirmé que les vecteurs de polarisation sont orientés de manière cohérente dans plusieurs groupes de 20 à 30 AGNs, qui sont à peu près parallèles au plan du superamas local (Hutsemékers & Lamy 2001). Cependant, ce résultat ne vaut que pour $z \geq 1$, ce qui exclut les champs magnétiques à grande échelle (~ 50 Mpc) qui pourraient soit 1) convertir des photons en particules pseudo-scalaires³ légères voir extrêmement légères (Harari & Sikivie 1992), soit 2) être responsables d'une extinction et d'une dispersion dichroïques qui polariseraient les photons observés (Wood 1997). Cela signifie que les causes de l'orientation de la polarisation des AGNs à l'échelle du giga-parsec pourraient très bien être cosmologiques. Les champs magnétiques primordiaux à grande échelle auraient pu jouer un rôle dans la formation et l'orientation des galaxies à l'époque de l'inflation, expliquant la contrainte de $z \geq 1$ (Battaner et al. 1997; Hutsemékers & Lamy 2001). Des observations plus récentes d'AGNs radio-forts pour divers décalages vers le rouge ont confirmé l'alignement de la polarisation des AGNs avec des structures à grande échelle, comme illustré sur la Figure 3.8 et détaillé dans Taylor & Jagannathan (2016) et Contigiani et al. (2017). En comparant l'angle de polarisation optique des AGNs avec leurs structures hôtes à grande échelle, il a également été déduit que les AGNs de type-1 sont préférentiellement perpendiculaires à leur structure hôte (Hutsemékers et al. 2014). Cela suggère que l'axe de rotation des AGNs est parallèle aux structures à grande échelle de leur galaxie hôte.

3.8 Signatures du disque d'accrétion en flux polarisé

L'une des découvertes les plus récentes réalisée avec les mesures spectropolarimétriques concerne les régions internes des AGNs non résolvables spatialement. Selon la théorie la plus couramment acceptée, le disque d'accrétion qui alimente le trou noir supermassif central irradie de l'ultraviolet lointain jusqu'à dans le proche infrarouge (Shakura & Sunyaev 1973). Le souci, c'est que dans le cas des AGNs, l'émission proche infrarouge du disque est diluée par une

3. Les particules pseudo-scalaires ressemblent aux particules scalaires, mais leur champ (ou fonction d'onde) associé reçoit un signe de basculement positif-négatif supplémentaire si nous décidons d'étudier le comportement des objets sous la parité (l'inversion du signe d'une coordonnée spatiale). Les interactions entre des photons et des particules pseudo-scalaires à l'échelle cosmologique résultent en la production de photons polarisés (Ni et al. 2011).

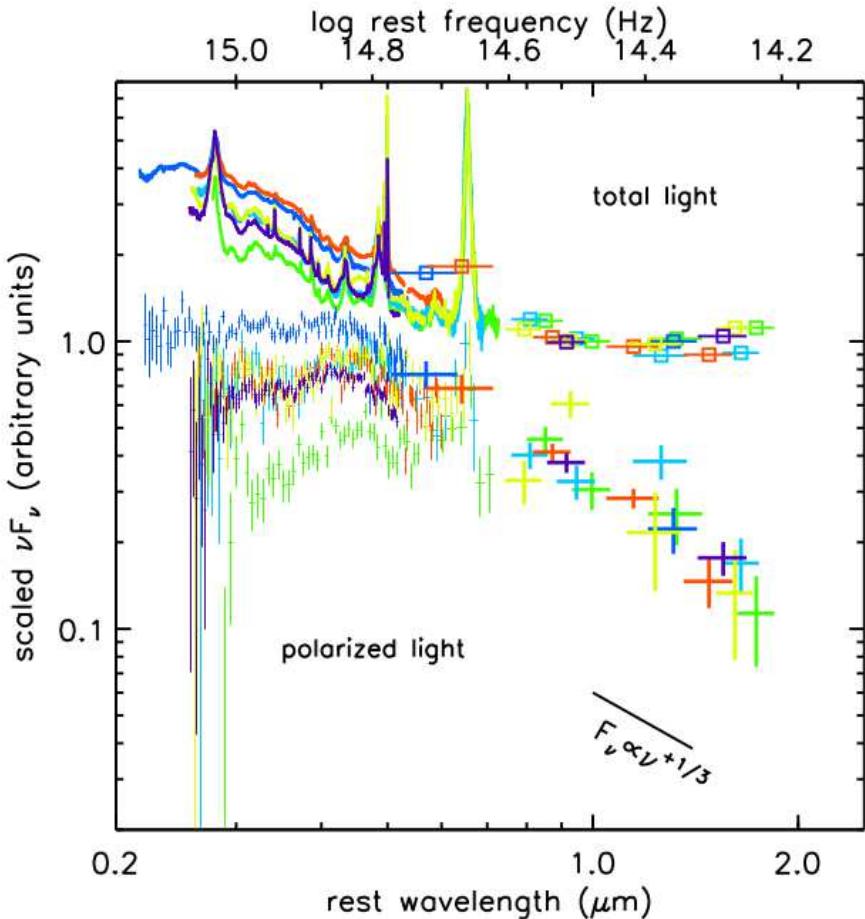


FIGURE 3.9 – Superposition des spectres en flux total et flux polarisé de six AGNs radio-forts de type-1 différents (Kishimoto et al. 2008). Le flux polarisé permet de supprimer à la fois les raies d'émission (la photo-ionisation produit des raies non polarisées) et la réémission non polarisée par la poussière de l'AGN et de la galaxie hôte. Tous les objets se comportent de manière similaire et systématique, révélant une pente spectrale très “bleue” en lumière polarisée. Ce spectre correspond presque exactement au spectre théorique des disques d'accrétion. C'est un exemple parfait de la façon dont la polarimétrie peut sonder des régions non résolues spatialement, jusqu'à $\sim 800 R_S$ dans ce cas.

quantité beaucoup plus grande de photons émis par les grains de poussière de la région circumncléaire équatoriale (le tore). La forme spectrale attendue de l'émission du disque doit décroître rapidement aux grandes longueurs d'onde, jusqu'à $1 - 2 \mu\text{m}$, de telle manière que $F_\nu \sim \nu^{1/3}$. L'ajout de la lumière infrarouge réémise thermiquement par le tore rend cette pente spectrale beaucoup plus rouge (Zheng et al. 1997; Vanden Berk et al. 2001). Par conséquent, il est impossible d'observer le flux total en provenance du bord extérieur du disque et donc de confirmer le paradigme du disque (Hubeny et al. 2000). Un aspect fasci-

nant de la polarimétrie est que le flux polarisé possède le même spectre original que la zone d'émission et le garde en mémoire tant qu'il n'y a pas d'événement de diffusion ou d'absorption. Ainsi, si l'on ajoute une autre composante non polarisée au flux total, le flux polarisé reste exactement le même qu'à l'origine et ne souffre pas de cette émission parasite. Nous pouvons ainsi profiter du fait que pour des AGNs de type-1, l'inclinaison de l'observateur par rapport à l'axe de rotation du disque d'accrétion est faible et que donc le moteur central est directement visible à travers les vents polaires optiquement minces. Le flux du continuum ne souffre pas de diffusions parasites supplémentaires autre que dans le plan équatorial, où se trouve le disque d'accrétion. Ainsi, il est théoriquement possible d'observer la composante proche infrarouge du disque d'accrétion en lumière polarisée. Un tel travail a été réalisé dans six AGNs différents et locaux ($z \sim 0.2 - 0.6$) par Kishimoto et al. (2009). Comme on pouvait s'y attendre, les spectres en flux totaux sont dominés par la réémission de poussières chaudes aux alentours de $1 \mu\text{m}$ alors que les spectres en flux polarisés diminuent de manière constante et systématique vers l'infrarouge, voir la Figure 3.9. La moyenne pondérée de la pente spectrale est de 0.44 ± 0.11 , ce qui est très proche de la limite théorique de 0.33 pour les disques tels que prédit par Shakura & Sunyaev (1973). Fait intéressant, les auteurs ne trouvent aucune corrélation entre les pentes spectrales et la masse des trous noirs supermassifs, ni avec leur luminosité Eddington. La pente spectrale marginalement plus bleue trouvée pourrait toutefois être interprétée comme un indice mettant en évidence la présence d'un disque tronqué (ou gravitationnellement instable). Cela ouvre la porte à de futurs travaux sur le signal polarimétrique du continuum des AGNs dans l'Univers local.

J'ai donc entrepris de déterminer si l'AGN de type-1 le plus connu et le plus observé en polarisation pouvait présenter les mêmes signatures du disque dans sa distribution spectrale en énergie polarisée. Cet objet, NGC 4151, occupe une place particulière dans le domaine des noyaux actifs de galaxies. Il faisait partie de la liste initiale des six "nébuleuses extragalactiques avec des raies d'émission nucléaire à forte excitation superposées à un spectre de type G normal" observées par Carl K. Seyfert, qui a par la suite donné son nom à une classe spécifique d'AGNs comme nous l'avons vu en introduction (Seyfert 1943). NGC 4151 est également l'une des galaxies de type Seyfert les plus proches de la Terre avec $z = 0.00332$, ce qui correspond à une distance de Hubble de $18.31 \pm 1.31 \text{ Mpc}$ (de Vaucouleurs et al. 1991). La proximité de NGC 4151 a permis de mesurer plusieurs de ses paramètres physiques principaux. L'inclinaison de l'AGN est sans doute proche de 45° (Fischer et al. 2013, 2014; Marin 2016), ce qui fait de NGC 4151 une galaxie Seyfert de type intermédiaire. Cela signifie que nous sommes en mesure de voir directement le moteur central (trou noir supermassif et disque d'accrétion) à travers le centre du tore de gaz et de poussière circumnucléaire. La possibilité de détecter directement le moteur central dans NGC 4151 a permis d'estimer la masse de son trou noir (environ 4.10^7 M_\odot , Bentz et al. 2006; Onken et al. 2007). Le trou noir supermassif semble être en rotation maximale (Cackett et al. 2014) et son taux d'accrétion de masse inféré est d'environ $0.013 \text{ M}_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ (Crenshaw & Kraemer 2007). De par sa proximité et sa forte luminosité bolométrique, NGC 4151 a donc été une cible de choix pour la polarimétrie depuis des dizaines d'années. En inspectant la bibliothèque numérique du système de données astrophysiques SAO/NASA (ADS), j'ai pu

rassembler toutes les publications rapportant des mesures de polarisation dans NGC 4151. J'ai établi une liste de 19 articles⁴ couvrant une période allant de 1971 à 2018. En raison de la diversité des instruments utilisés, les données polarimétriques s'étendent sur une large gamme d'ouvertures qui varient d'une échelle inférieure à l'arc-seconde à plus de 40 secondes d'arc. Il est évident que nous ne pouvons pas reconstruire une distribution spectrale en énergie polarisée en utilisant des ouvertures si radicalement différentes, je me suis donc concentré sur des ouvertures inférieures à 10 arc-secondes. À une distance héliocentrique de 18.31 Mpc, cela correspond à une taille linéaire de 0.88 kpc.

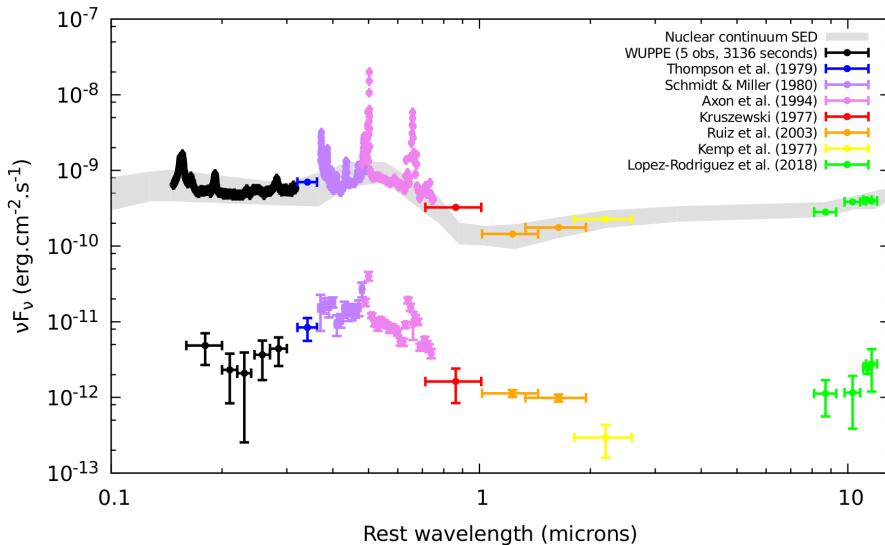


FIGURE 3.10 – Spectres de flux total (en haut) et de flux polarisé (en bas) allant de 0.15 à 12.0 μm de NGC 4151, mesurés à partir de divers instruments (voir Marin et al., in prep.). La zone grise représente la distribution spectrale en énergie approximative du continuum nucléaire extraite de la base de données extragalactiques NASA/IPAC.

Le résultat de cette compilation m'a permis d'établir les spectres en flux total (Figure 3.10, haut) et en flux polarisé (Figure 3.10, bas) de NGC 4151 de 0.15 à 12.0 μm . Le flux total est entièrement cohérent avec les mesures précédentes (Kriss et al. 1995; Alexander et al. 1999) et avec la distribution spectrale en énergie moyenne extraite de la base de données extragalactiques NASA/IPAC (en gris ombré dans la Figure 3.10). Dans l'infrarouge proche et moyen, là où le spectre du disque d'accrétion commence à être dissimulé sous les émissions thermiques de poussières chaudes de la région équatoriale, l'indice spectral infrarouge mesuré est de l'ordre de 1.33. Cet indice spectral est tout à fait compatible avec la valeur moyenne de 1.48 ± 0.30 rapportée par Alonso-Herrero et al. (2003) pour l'indice spectral infrarouge d'un échantillon de 22 galaxies de types Seyfert 1 – 1.5. La pente spectrale de la partie rouge du disque est nettement plus prononcée (plus bleue) dans le flux polarisé et s'étend jusqu'à 2.2 μm . Toutefois,

4. Ce qui est beaucoup dans le domaine de la mesure de polarisation des AGNs. La plupart des AGNs radio-faibles n'ont qu'une à deux mesures de polarisation (Marin 2018a).

la non-simultanéité des observations optiques et proche infrarouges rend imprudente la mesure d'un indice spectral pour le flux polarisé. En effet, si l'émission polarisée possède une composante synchrotron, ce qui n'est pas impossible vu la présence d'un jet de moins de 4 arc-secondes dans NGC 4151 (Williams et al. 2017), il faut des mesures synchrones pour éviter les variations intrinsèques du degré de polarisation. Cependant, Gaskell et al. (2012) ont démontré que le flux polarisé de NGC 4151 suivait les variations de flux total avec un décalage temporel de quelques jours dans NGC 4151, ce qui nous permet de corrélérer les deux quantités afin de supprimer la composante variable. Cela nous permet de fournir une mesure quantitative de la différence entre l'indice spectral des flux totaux et polarisés. La méthode des moindres carrés nous permet de trouver une différence d'indices spectraux de 0.6. Ceci est tout à fait compatible avec les résultats de Kishimoto et al. (2008), où une différence d'indice spectral optique/proche-infrarouge de 0.74 entre les flux totaux et polarisés de leur échantillon de quasars peut être estimée à partir de la Figure 3.9. Bien que nous ne puissions pas mesurer précisément la pente spectrale de la partie rouge du disque d'accrétion dans NGC 4151 car il n'existe qu'un spectre composite multi-époques, je peux au moins confirmer que les spectres de lumière polarisée sont susceptibles de révéler les signatures intrinsèques du disque d'accrétion même pour des AGNs de l'Univers local. Des données polarimétriques couvrant plusieurs longueurs d'onde et prises de manière quasi-simultanée sont nécessaires pour atteindre cet objectif.

Chapitre 4

Ce qu'il nous reste à comprendre

4.1 L'origine des rayons X

Comme nous l'avons vu en Sections 2.2 et 2.6, l'émission des rayons X autour des trous noirs supermassifs proviendrait soit d'une couronne ou d'une atmosphère faite d'un plasma d'électrons chauds situé au-dessus du disque, soit d'un jet relativiste, soit des deux. Si l'on peut observer les jets et leur base avec des précisions bien inférieures à l'arc-seconde en radio (Richards & Lister 2015), nous n'avons pas encore d'instruments pour le faire en rayons X. Il est tout de même théoriquement possible de descendre à des résolutions de l'ordre de la milli-seconde d'arc grâce à un ensemble de lentilles achromatiques de Fresnel à diffraction/réfraction achromatiques entre 5 et 11 keV (Skinner et al. 2008), mais ce genre d'instrument n'a pas encore été construit ni testé. A cause de ce manque de résolution spatiale, nous ne pouvons pas sonder la géométrie, la composition, la densité, la température et surtout les mécanismes de formation, de chauffage et de maintien à l'équilibre de ces régions d'émission qui sont encore très mal contraintes (Haardt & Maraschi 1993; Miniutti & Fabian 2004). Il faut toutefois souligner les récents efforts observationnels apportés par *NuSTAR* qui ont permis de mesurer la coupure à hautes énergies du continuum des rayons X et donc d'inférer que les couronnes dans les galaxies de type Seyfert seraient compactes, situées sur l'axe de rotation du trou noir supermassif et que la température des électrons serait régulée par la production de paires électron-positon (Reynolds 2015). Néanmoins, il reste énormément de secrets à percer pour comprendre comment ces régions peuvent être créées, maintenues et quelle est leur géométrie et champs magnétiques associés. La polarimétrie des rayons X peut justement apporter des réponses, ou à minima des contraintes, sur la problématique de l'origine des rayons X dans les AGNs.

Dans les AGNs radio-forts, les jets relativistes contribuent, ou dans le cas des blazars dominent, l'émission à toutes les fréquences du spectre électromagnétique. Une émission synchrotron hautement polarisée ($\geq 10\%$) en radio ou en optique peut aisément aller jusque dans la bande des rayons X, où la polarisation sera produite par des électrons de hautes énergies accélérés près de la base du jet ou

lors d'un choc en aval du jet. Le champ magnétique doit être parallèle à l'axe du jet dans le premier cas (Marscher 1980), mais perpendiculaire dans le second (Marscher & Gear 1985). Une forte polarisation (atteignant 50%, voir Perlman et al. 1999) est tout à fait probable sur les échelles spatiales où les rayons X sont produits – tailles angulaires trop petites, même pour le *VLBI* – et, si nous étions capable de la distinguer, cela nous permettrait d'identifier la région d'émission des rayons X dans les objets dominés par leur jet. Dans certains cas, l'angle de position de polarisation X prédit par les modèles les plus avancés pourrait pivoter de 10 à 50° par jour, comme observé dans la bande optique (Sorcia et al. 2014; Pavlidou et al. 2014). L'interprétation de ces rotations de polarisation est d'ailleurs sujette à questions car cela pourrait venir soit d'une région d'émission fixe (Marscher et al. 2008) ou bien d'un choc se propageant dans un champ magnétique hélicoïdal (Zhang et al. 2014). Une mesure simultanée de la polarisation des rayons optiques et X dans les blazars pourrait alors nous permettre de déterminer si les émissions optiques et X proviennent des mêmes régions. Mais ce mécanisme de production des rayons de hautes énergies dans les jets n'est pas unique. Dans certains blazars, l'émission X pourrait être dominée par des événements diffusifs. La diffusion Compton, soit en provenance de photons synchrotron du jet même, soit en provenance du disque d'accrétion, voir même du fond diffus cosmologique, domineraient le rayonnement X du jet. Étant donné que la diffusion imprime une signature spécifique au signal polarimétrique, la mesure de la polarisation dans les jets dans le domaine des rayons X permettrait de déterminer quel processus domine et surtout de faire la distinction entre les mécanismes de diffusion intrinsèques et extrinsèques (McNamara et al. 2009; McNamara 2010).

En ce qui concerne les AGNs radio-faibles, la Comptonisation des photons ultraviolets en provenance de l'émission thermique du disque d'accrétion par une couronne chaude ($T \sim 10^9$ K) est probablement le mécanisme le plus à même de produire l'émission des rayons X. L'émission coronale qui est quasi-isotrope est ensuite partiellement redirigée par les effets de relativité générale vers le disque d'accrétion autour du trou noir supermassif, disque dans lequel les photons X vont interagir. La diffusion, l'absorption et la photo-ionisation produisent principalement une raie d'émission du fer, raie de fluorescence K α asymétrique aux alentours de 6.4 keV pour le fer neutre, ainsi qu'une "bosse" de diffusion dite bosse Compton aux énergies supérieures à 10 keV (voir, par exemple, Fabian et al. 1989). Toutes ces interactions vont naturellement donner lieu à des signatures de polarisation. En particulier, la géométrie (inconnue) de la couronne va laisser une marque distincte dans le signal polarisé : une couronne sphérique aura un signal beaucoup plus faible qu'une couronne plate par exemple (Haardt & Maraschi 1993; Poutanen et al. 1996). Une telle mesure nous renseignera donc immédiatement sur la géométrie globale de la couronne, qu'elle soit uniforme ou fragmentée. De plus, la diffusion/absorption des photons par le disque va elle aussi produire une composante de réflexion polarisée pouvant aller jusqu'à 30% en fonction de l'inclinaison de l'objet (Beloborodov 1998; Matt 1993). Selon le modèle d'unification des AGN (Antonucci 1993), tout objet radio-faible moyennement obscurci (dont le moteur central est visible à des énergies supérieures à 2 keV) devrait être observé à des inclinaisons modérément élevées et présenterait donc une polarisation élevée, ce qui en fait une cible observationnelle de choix par exemple. Les effets de relativité générale qui modifient

les composantes d'émission primaire et de réflexion du disque (Pineault 1977; Connors et al. 1980), ainsi que leurs propriétés de polarisation (Dovčiak et al. 2004; Schnittman & Krolik 2010; Marin & Tamborra 2014), peuvent être mesurés en polarisation et utilisés pour contraindre le spin du trou noir (Dovčiak et al. 2006, 2008; Marin et al. 2018b,c). Cela nous permettrait d'avoir une mesure indépendante de celles qui existent déjà et qui ne sont pas tout le temps compatibles pour le même objet (Capellupo et al. 2017; Kammoun et al. 2018). Or, les mesures de spin sont essentielles pour comprendre l'évolution des trous noirs supermassifs. Les valeurs de spin jouent en effet probablement un rôle fondamental dans la création et l'éjection de vents et de jets dans les AGNs, résultant de la déposition de matière et d'énergie dans leur environnement local (voir, par exemple, Fabian 2012).

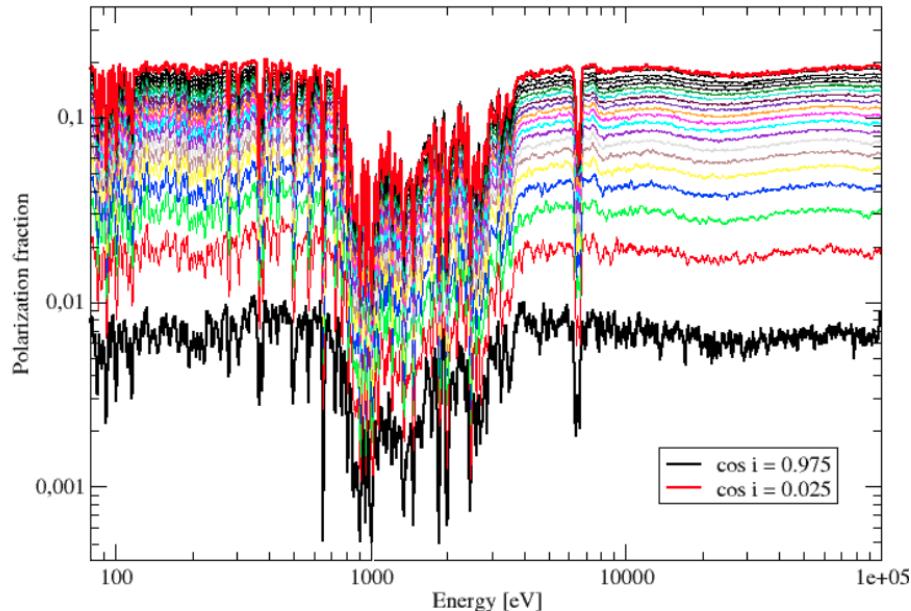


FIGURE 4.1 – Degré de polarisation simulé entre 0.08 et 100 keV d'un disque d'accréation multicouche ionisé situé autour d'un trou noir supermassif. Effets relativistes non inclus. On peut voir les effets de la diffusion électronique aux basses énergies, la dilution de la polarisation par émission de raies entre 0.8 et 10 keV ainsi que les multiples diffusions provoquant la bosse Compton (Marin et al., en préparation).

Une part importante de mon travail de recherche se focalise sur la production de modèles de polarisation X réalistes des AGNs pour 1) prédire et caractériser les futures observations des AGNs avec les nouvelles générations de polarimètres spatiaux des hautes énergies et 2) être en mesure de déterminer quel modèle sous-jacent d'émission est capable de reproduire les observations obtenues. En se focalisant sur la bande 0.1 – 10 keV, les données polarimétriques nous renseigneront sur la composition la plus probable de la couronne (électrons uniquement, électrons plus protons, protons uniquement, etc., voir par exemple Di Matteo et al. 1997). Ces mêmes mesures nous permettront de déterminer le

véritable effet qui décale énergétiquement les photons ultraviolets vers la bande des rayons X (diffusion Compton inverse ou production et annihilation de paires, voir par exemple Fabian et al. 2017), et les processus de chauffage de la couronne, dans la mesure où tous ces mécanismes devraient imprimer des signatures détectables en polarisation (Marin & Tamborra 2014; Beheshtipour et al. 2017; Marin et al. 2018b,c). La même bande nous permettra également de détecter les signatures de polarisation du disque d'accrétion irradié par la couronne (voir Figure 4.1). Les photons “mous” seront absorbés par le gaz du disque et réémis par émission de fluorescence qui, à son tour, sera modifiée par de puissants effets Doppler et gravitationnels. Les simulations que je mène grâce à mon code de transfert du rayonnement indiquent clairement qu'une mission polarimétrique des rayons X nous autorisera à sonder le disque d'accrétion mais également la masse et le moment cinétique (spin) du trou noir supermassif lui-même (comme discuté plus haut). Ce faisant, nous pourrons évaluer indépendamment la densité de masse cumulée des trous noirs supermassifs et comparer le taux d'accrétion moyen et l'historique de formation d'étoiles des galaxies en fonction du redshift. Selon les études que j'ai menées, toujours visibles dans la Figure 4.1, la bande d'énergie supérieure (jusqu'à 100 keV) pourrait nous renseigner sur la réflectivité du disque et donc sur sa composition en fonction de l'albédo. Cette bande est particulièrement importante car elle devrait montrer le degré de polarisation le plus important de la gamme des rayons X grâce aux multiples événements de diffusion Compton.

4.2 Le Big Blue Bump

La composante optique/ultraviolette de la distribution spectrale en énergie des AGNs radio-faibles (ce que, je le rappelle, on appelle le *Big Blue Bump*) est presque universellement interprétée comme un rayonnement thermique en provenance d'une région optiquement épaisse qui se trouverait dans la zone proche du trou noir supermassif central, là où le potentiel gravitationnel change fortement. Lorsque la matière accumulée spirale dans le puits gravitationnel, elle irradie son énergie potentielle gravitationnelle progressivement. Au premier ordre, on peut considérer que l'émission émerge du disque presque à l'endroit où elle est produite (en réalité ce n'est pas tout à fait aussi simple car le disque est visqueux, il est en rotation et possède une importante densité de matière qui vont spatialement décaler cette zone d'émission). La région où se produit (effectivement) l'essentiel de la variation de potentiel a une taille qui varie de une à dix fois le rayon de l'horizon de l'événement, ce qui, pour un trou noir supermassif de Schwarzschild, équivaut à trois kilomètres par masse solaire¹. Cette idée, ainsi que l'hypothèse fondamentale d'un flot d'accrétion “quasi statique” dans lequel l'échelle de temps pour que le flot d'accrétion atteigne le trou noir est beaucoup plus grande que les autres échelles de temps du problème prédit grossièrement mais robustement une certaine distribution spectrale de l'énergie de l'ultraviolet jusqu'à la bande infrarouge (le fameux *Big Blue Bump*). Hélas, cette prévision a été falsifiée presque immédiatement après la première utili-

1. Par exemple, l'objet Ark 120 possède un trou noir supermassif d'environ $1.5 \times 10^8 M_{\odot}$ (Marinucci et al. 2019). La taille de son horizon des événements est donc de 4.5×10^8 km ($\approx 1.46 \times 10^{-5}$ pc) si l'on considère que le trou noir n'est pas en rotation. L'essentiel de la variation de potentiel dans Ark 120 se produit donc dans un rayon inférieur à 10^{-4} pc.

sation du modèle (Shields 1978; Malkan 1983). Un élément clef dans ce cas a été la prise de conscience que le rayonnement infrarouge observé provenait de la poussière chaude du tore, et non du disque d'accrétion, et que le signal observationnel du disque ne pouvait pas être extrapolé depuis le spectre optique pour faciliter l'ajustement aux données, comme cela a été fait dans les premières publications. La pente spectrale théorique du *Big Blue Bump* dans l'infrarouge est (comme indiqué dans la Section 3.8) de l'ordre de 0.33, mais elle n'est jamais observée en lumière totale.

À l'autre extrémité du spectre, le modèle standard prédit une décroissance exponentielle de la partie ultraviolette du rayonnement de corps noir, émis à partir de l'anneau d'émission le plus interne au disque d'accrétion. Cette décroissance exponentielle ne se voit jamais observationnellement, mais elle pourrait être masquée par des processus de Comptonisation (Baldwin 1977; Francis et al. 1991; Zheng et al. 1997). Deux signatures observationnelles pourraient toutefois démontrer l'existence d'un bord interne au disque d'accrétion. La première signature est l'accentuation de la pente du spectre des AGNs en dessous de $\sim 1000 \text{ \AA}$ (Zheng et al. 1997; Telfer et al. 2002). Bien que ce ne soit pas une décroissance exponentielle telle que prédict par le modèle de Shakura & Sunyaev (1973), ceci pourrait éventuellement être corrélé avec une température de rayon interne au disque. Malheureusement, toujours selon le modèle de Shakura & Sunyaev (1973), cette cassure du spectre est nécessairement dépendante de la masse et du moment angulaire du trou noir, ainsi que du ratio d'Eddington. Cette signature ne devrait donc pas être figée à une petite gamme de longueurs d'onde autour de 1000 \AA , comme cela est observé (Zheng et al. 1997; Telfer et al. 2002). La seconde signature potentielle d'un bord interne de disque d'accrétion est ce que l'on appelle le "Soft X-ray Excess". Constaté pour la première fois par Arnaud et al. (1985), il s'agit d'une émission supplémentaire par rapport à celle attendue par l'extrapolation du spectre de la loi de puissance observé à des énergies supérieures. Ce *soft excess* correspond généralement bien à un profil de corps noir qui posséderait une température approximativement constante de 0.1 à 0.2 keV, et ce quelque soit la masse du trou noir supermassif actif (Walter & Fink 1993; Czerny et al. 2003; Gierliński & Done 2004b). Si cette composante additionnelle est en effet thermique, cette température est beaucoup trop élevée pour être expliquée par le modèle de disque d'accrétion standard. Des modèles de spectres issus de la réflexion des rayons ultraviolets et X sur un disque photo-ionisé et soumis à la relativité générale permettent de partiellement expliquer ce *soft excess* : ce dernier serait en fait composé de nombreuses raies d'émission larges superposées (Crummy et al. 2006). Si cette explication fait physiquement sens, elle a aussi tendance à ne prédire que des trous noirs en rotation rapide.

Le fait que les AGNs soient particulièrement variables en luminosité est un autre point très important du dilemme du *Big Blue Bump*. La taille de la région du disque d'accrétion depuis laquelle est émis le rayonnement du *Big Blue Bump* est caractérisée par des échelles de temps qui vont au delà de l'espérance de vie humaine car, rappelons-le, le rayon d'émission est défini par la masse du trou noir central. Par conséquent, il devrait y avoir une augmentation de la température approximativement proportionnelle à $L^{1/4}$, ce qui est inconciliable avec les observations (Bonning et al. 2007; Ruan et al. 2014). Cette prédiction repose sur deux hypothèses très solides : la validité de la loi de Stefan-Boltzmann (la lu-

minosité par mètre carré d'une émetteur de corps noir est proportionnelle à la température puissance quatre) et la taille du rayon de l'horizon de l'événement (et celle de l'orbite circulaire la plus interne) fixée par la relativité générale. Puisque c'est un fait observationnel indéniable que la luminosité du continuum des AGNs varie parfois de plusieurs ordres de grandeur en quelques décennies (McElroy et al. 2016; Krumpe et al. 2017), il s'ensuit que l'on devrait pouvoir déterminer une température au bord interne d'un disque d'accrétion, et que le rayon de ce bord devrait varier en fonction de la température. Et justement, ce comportement a bel et bien été observé dans les disques d'accrétion autour des trous noirs de masse stellaire dans les binaires X (Gierliński & Done 2004a; Dunn et al. 2011). Dans le cas des AGNs, il a été observé que le continuum devient plus bleu, mais le changement de pente spectrale reste quasi-systématiquement à la longueur d'onde de 1000 Å, de même que le *soft excess* garde sa température de 0.1 – 0.2 keV (Porquet et al. 2004; Crummy et al. 2006). De plus, la technique de micro-lentilles gravitationnelles, qui permet de mesurer des tailles angulaires très petites d'objets lointains dont le rayonnement passant à proximité d'un puits gravitationnel est magnifié, a permis de mesurer des tailles d'émission du *Big Blue Bump* et les résultats sont problématiques. En mesurant les tailles globales des disques d'accrétion de 12 objets magnifiés avec la technique de micro-lentilles, Blackburne et al. (2011) ont démontré qu'en moyenne, les disques sont plus grands de près d'un ordre de grandeur que prévu par le modèle de disque d'accrétion mince standard. Cela signifie que la luminosité de la surface responsable de l'émission du continuum optique/ultraviolet des AGNs ne représente que quelques pourcents de la taille du disque d'accrétion supposé. Cette découverte est extrêmement importante, car cela signifie que le rayonnement ne provient pas de la région dans laquelle l'énergie est libérée. Selon ce raisonnement, Antonucci (2013, 2015, 2018) en conclut que nous ne connaissons en vérité presque rien des mécanismes de production du rayonnement dans le cœur des AGNs.

La polarimétrie pourrait apporter de l'eau au moulin, comme nous l'avons déjà vu en Section 3.8. En effet, la possibilité de mesurer la pente spectrale infrarouge du *Big Blue Bump* en flux polarisé nous indique que le comportement du bord externe du modèle de disque d'accrétion semble approximativement correct. Il faudrait maintenant appliquer cette technique non seulement à un échantillon plus grand que les 6 AGNs étudiés par Kishimoto et al. (2009) et que NGC 4151 dont j'ai présenté des résultats préliminaires en Figure 3.10, mais aussi dans la bande de l'ultraviolet lointain. Un gros problème se pose dans ce cas là. Dans l'histoire de l'astronomie, il n'y a jamais eu de polarimètre monté sur un instrument (au sol ou spatial) capable de mesurer l'ultraviolet lointain. Les deux seules missions à avoir jamais observé le spectre ultraviolet polarisé des AGNs sont *WUPPE* et de *Hubble*, et leur bande spectrale s'arrêtait à 1400 et 1150 Å, respectivement (voir Section 1.3.4). Ainsi, la cassure de pente spectrale en dessous de 1000 Å pour les AGNs de l'Univers local n'a jamais été observée en polarisation. Afin de pallier à ce problème purement instrumental, il est possible de regarder des AGNs plus lointains dont le spectre est naturellement décalé vers le rouge par l'extension continue de notre Univers. Seulement, qui dit cible plus éloignée dit beaucoup moins de photons par seconde sur le détecteur en moyenne. Or la polarimétrie demande beaucoup plus de coups par seconde sur le détecteur que la photométrie, ce qui signifie des durées d'expositions très

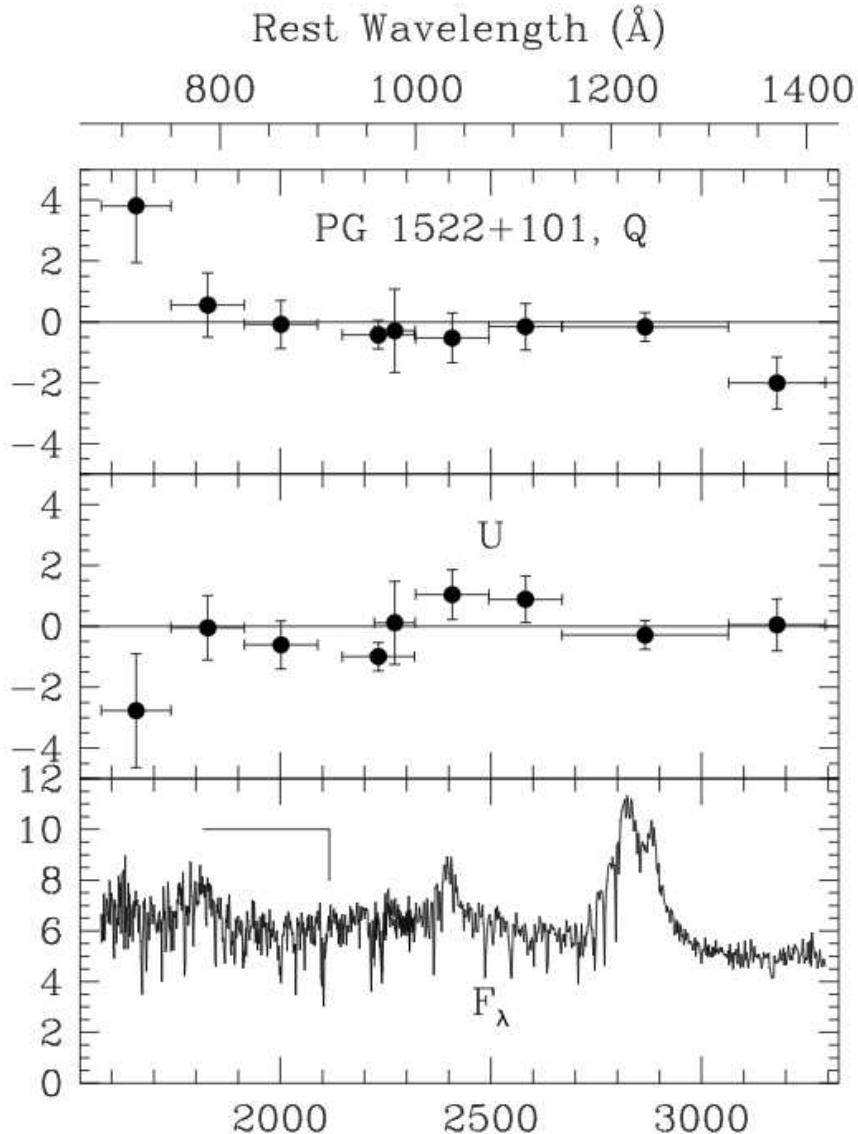


FIGURE 4.2 – Spectropolarimétrie *HST/FOS* de PG 0117+213. Les paramètres de Stokes normalisés Q/I et U/I sont indiqués dans les deux panneaux supérieurs, regroupés de part et d'autre du profil d'absorption proche du bord Lyman, représenté par la ligne à angle droit. Le panneau inférieur montre le flux total, regroupé par 4 pixels (1 diode), avec pour unité 10^{-15} erg.cm $^{-2} \cdot$ s $^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$ (Koratkar et al. 1998).

longues. Par exemple, pour mesurer le spectre ultraviolet polarisé de NGC 1068 avec *WUPPE* (17 bins spectraux entre 1500 et 3200 Å), il aura fallu environ 2 ks ($F_\lambda = 5.10^{-14}$ erg.cm $^{-2} \cdot$ s $^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$ à 14.4 Mpc). Le spectre en flux total, pour le même objet avec le même instrument, a pu être obtenu en 0.5 ks sur 756 bins et avec un rapport signal-sur-bruit presque dix fois supérieur à la mesure

polarimétrique. Cela est d'autant plus frustrant que NGC 1068 est proche et brillant. Si l'on cherche à obtenir le spectre polarisé de PG 1522+101 avec *HST* et ses instruments de bord plus perfectionnés que *WUPPE*, il faut environ 8 ks ($F_\lambda = 6.10^{-15}$ erg.cm $^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$ à 5.9 Gpc). Le résultat de cette observation est visible en Figure 4.2. On voit tout de suite le très faible signal-sur-bruit des mesures polarimétriques et le manque flagrant de résolution spectrale. Très peu de choses peuvent être tirées de ces observations, si ce n'est qu'il semble en effet y avoir une cassure de pente spectrale plus prononcée en flux polarisé qu'en flux total mais les grandes barres d'erreurs empêchent une interprétation véritable. Le résultat le plus simple des données actuelles (composées d'environ 20 sources, voir Koratkar et al. 1995, Impey et al. 1995, Koratkar et al. 1998 et Antonucci et al. 1996) est peut-être que les AGNs ne sont généralement pas polarisés de manière significative ($\leq 1.5\%$) en deçà de 1000 Å. De plus, il n'y a pas de dépendance statistique significative de la longueur d'onde avec la polarisation, comme le prédissent les modèles de Laor et al. (1990). Cela implique que les modèles de disques d'accrétion avec atmosphères plan-parallèles dont l'opacité est dominée par la diffusion ne sont pas des sources importantes de flux ultraviolets dans les AGNs. En définitive, si nous voulons observer le continuum ultraviolet polarisé des AGNs, proches ou lointains, il est nécessaire de faire voler un nouvel instrument. C'est précisément ce à quoi je m'emploie en contribuant de manière significative à POLLUX, le spectropolarimètre ultraviolet à haute résolution proposé comme étant l'un des instruments primaires de *LUVOIR* (Bouret et al. 2018) et dont je parlerai plus en détails dans le chapitre suivant.

4.3 Morphologie et chimie de la poussière extragalactique

La poussière est la pierre angulaire de la théorie de l'unification des noyaux actifs de galaxies. Cette théorie, je le rappelle, suggère que tous les AGNs sont essentiellement similaires : les AGNs, quelque soit leur classification spectroscopique, sont entourés d'un tore de poussière optiquement épais et sont fondamentalement le même objet mais vus sous différents angles de visée (Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995). Pour interpréter correctement l'émission du continuum et des raies observées (ainsi que les images, le signal temporel et la polarisation) des AGNs, il faut déterminer précisément les propriétés d'absorption et d'émission des poussières circumnucléaires. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître la composition, la taille et la morphologie des grains de poussière. Cette connaissance permet ensuite d'utiliser la théorie de Mie (dans le cas théorique de poussières sphériques) pour calculer les sections efficaces d'absorption et de diffusion de la poussière, et ce des rayons X jusqu'à l'infrarouge lointain. Grâce à cela, il est possible de calculer l'impact obscurcissant du tore sur le rayonnement ultraviolet, optique et proche infrarouge et de déterminer la température d'équilibre thermique des poussières (sur la base du bilan énergétique entre absorption et émission) ainsi que son spectre d'émission infrarouge. En faisant ainsi, nous pouvons corriger l'obscurcissement dû à la poussière et contraindre la structure circumnucléaire en modélisant l'émission infrarouge observée. Le premier point est essentiel pour interpréter les raies d'émission ultraviolettes et optiques obscurcies et pour sonder les condi-

tions physiques des régions centrales. Le second point est essentiel à notre compréhension de la croissance du trou noir supermassif central. Mais ce n'est pas tout. Étudier les structures poussiéreuses dans les AGNs est également important dans une perspective plus large, car cela peut nous aider à comprendre comment la formation d'étoiles a façonné les galaxies que nous voyons aujourd'hui. La formation d'étoiles (et la croissance des trous noirs) se produit souvent dans des régions dominées par la poussière. Pour suivre l'activité de la formation d'étoiles sur un temps cosmique, nous devons donc comprendre l'émission de poussières chauffées par la formation d'étoiles tout autant que par les AGNs. Le gros problème est que les régions poussiéreuses dans les AGNs sont spatialement compactes et donc que leur propriétés (taille, température, chimie ...) sont très mal contraintes (Li 2007).

Même si elles n'ont pas pu être toutes spatialement résolues, un certain nombre de caractéristiques spectrales de la poussière ont néanmoins pu être observées dans les noyaux actifs de galaxies. Entre autres, on a découvert des raies d'absorption du signal infrarouge à 3.1 et 6.0 μm (H_2O), 4.67 μm (CO), 4.27 et 15.2 μm (CO_2), 3.54 et 9.75 μm (CH_3OH), 2.97 μm (NH_3), 7.68 μm (CH_4), 5.81 μm (H_2CO) et 4.62 μm (XCN^-) qui sont associées à des glaces (Whittet 1996; Spoon et al. 2002; Sajina et al. 2009). Ces signatures de glaces sont particulièrement dominantes dans les galaxies infrarouges ultra-lumineuses (*Ultra Luminous Infrared Galaxies*, *ULIRG*), dont les noyaux actifs sont généralement profondément enfouis dans la poussière (Spoon et al. 2002). Ces objets pourraient être à un stade précoce de l'évolution d'une galaxie active, après l'apparition de la formation d'étoiles et de l'activité du moteur central, mais avant que les processus d'accrétion-éjection n'aient balayé le cocon de gaz et de poussières entourant l'AGN. Une signature spectrale plus fréquemment observée que celle de la glace (en émission cette fois) est la présence d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (*polycyclic aromatic hydrocarbons*, *PAHs*) dans les régions *autour* des AGNs. Un ensemble distinctif de raies d'émission à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et 11.3 μm a été identifié comme étant les modes de vibration des molécules de PAHs (Leger & Puget 1984; Allamandola et al. 1985) et ces raies sont observées dans une grande variété de régions galactiques et extragalactiques (voir, par exemple, Bot & Boulanger 2006; Salama 2008; Li 2009). Ces raies sont généralement observées dans les quelques cent parsecs autour des AGNs (Imanishi & Wada 2004) mais, à de plus petites distances autour du moteur central, elles ont tendance à être très faibles, voir indétectables (Hönig et al. 2010; Hönig & Kishimoto 2010). Ceci est généralement interprété comme étant dû à la destruction des PAHs par des photons ultraviolets et X en provenance du cœur des AGNs (Roche et al. 1991; Siebenmorgen et al. 2004). Il existe aussi une signature à 3.4 μm d'un autre hydrocarbure, l'hydrocarbure aliphatique. Cette raie d'absorption est omniprésente dans le milieu interstellaire diffus de notre galaxie, mais n'est détectée qu'avec beaucoup de mal dans les AGNs (Pendleton et al. 1994; Imanishi et al. 1997). La raie est faible comparée à d'autres signatures en absorption dans le spectre infrarouge des AGNs mais on peut la retrouver dans NGC 1068 par exemple (Imanishi et al. 1997; Mason et al. 2004). Comme il s'agit d'un AGN situé dans une galaxie spirale vue par le dessus, nous sommes certains que la raie d'absorption provient bien du noyau actif obscurci (type-2) et non de la poussière de la matière interstellaire à grande échelle de la galaxie hôte. Il est intéressant de noter que cette raie d'absorption ressemble beaucoup

à celle présente dans le milieu interstellaire de notre galaxie, tant pour la longueur d'onde de son pic d'absorption maximal que pour les intensités relatives des signatures spectroscopiques mineures à 3.42, 3.48 et 3.51 μm (correspondant aux étirements symétriques et asymétriques des liaisons CH dans les groupes CH_2 et CH_3 dans les chaînes hydrocarbonées aliphatiques). La poussière du tore des AGNs serait-elle similaire à celle de notre milieu interstellaire local ? Si c'est le cas, nous devrions alors mesurer une bosse d'extinction à 2175 Å. La bosse d'extinction à 2175 Å, détectée pour la première fois par Stecher (1965), est une caractéristique omniprésente de la poussière contenue dans la Voie Lactée. Avec une longueur d'onde centrale stable et une intensité variable selon la ligne de visée pointant à divers endroits de notre galaxie, la bosse à 2175 Å est une signature ultra spécifique de la poussière locale. Et pourtant, elle est relativement plus faible dans le Grand Nuage de Magellan et complètement absente dans le Petit Nuage de Magellan (Maiolino et al. 2001; Li 2007; Bekki et al. 2015). Dans le cas des AGNs cette bosse est complètement absente, à l'exception controversée de Mrk 304 (Gaskell & Benker 2007). Le rayonnement ultraviolet et X en provenance des environs proches du trou noir supermassif central pourraient en être la cause si les PAHs, eux aussi détruits par ce rayonnement ionisant, sont les supports de l'émission à 2175 Å (Li & Draine 2001).

La poussière dans les AGNs est-elle donc vraiment différente de celle de notre galaxie ? Est-ce que l'activité d'un trou noir supermassif pourrait changer la composition, la densité, la température ou la chimie des grains de poussière de sa galaxie hôte ? Une partie de la réponse se trouve peut être dans les signatures d'absorption et d'émission des silicates à 9.7 et 18 μm . Ces raies d'absorption sont les plus fortes signatures de la poussière de la Voie Lactée dans le spectre infrarouge. Ces profils spectraux sont très certainement dus aux minéraux silicatés : ils sont respectivement attribués aux modes d'étirement Si-O et de flexion O-Si-O de matériaux comme l'olivine ($\text{Mg}_{2x}\text{Fe}_{2-2x}\text{SiO}_4$) par exemple. Les bandes de silicates interstellaires observées sont larges et relativement peu marquées, ce qui indique que les silicates sont en grande partie amorphes plutôt que cristallins (Li & Draine 2001). Ces profils d'absorption ont en effet été observés dans les AGNs et ce depuis les années 70 (Rieke & Low 1975; Lebofsky & Rieke 1979). Les raies en émission, elles, ont été beaucoup plus difficiles à observer et leur (fausse) absence a longtemps rendu perplexe la communauté, jusqu'à ce que le télescope spatial *Spitzer* soit mis en service et que de fortes raies d'émission de silicates soient découvertes dans de nombreux AGNs et galaxies à région d'émission nucléaire de faible ionisation (*Low Ionisation Nuclear Emission Region, LINER* ; voir par exemple Hao et al. 2005; Siebenmorgen et al. 2005; Sturm et al. 2005). Bien que cela ait résolu le problème des émissions de silicate "manquantes", les observations amenèrent une nouvelle série de questions. Premièrement, les raies d'émission de silicate sont maintenant détectées non seulement dans les AGNs de type-1, mais également dans les objets de type-2 (Hao et al. 2007). Ceci est plutôt déroutant car si l'on s'attendait bien à trouver une émission des silicates dans les AGNs de type-1 puisque la poussière à la surface de la paroi interne du tore est naturellement chauffée à des températures de plusieurs centaines de Kelvin par le rayonnement du moteur central, ce n'est pas aussi évident d'expliquer la présence de ces raies d'émission dans les types-2 où, justement, la paroi interne du tore n'est pas visible par l'observateur. Deuxièmement, les profils des raies d'émission sont élargis et décalés vers des

longueurs d'onde plus rouges ($\sim 11 \mu\text{m}$) que les raies observées dans le milieu interstellaire galactique ($\sim 9.7 \mu\text{m}$). Comment expliquer toutes ces différences ? Cela peut venir de variations de composition de la poussière, de distribution granulométrique ou d'effets de transfert radiatif (Sturm et al. 2005; Levenson et al. 2007). La puissance du moteur central de l'AGN joue probablement un rôle, comme on peut le voir dans la galaxie Seyfert NGC 3998 où l'aile rouge de la raie silicatée à $18 \mu\text{m}$ est nettement plus faible que celle des quasars les plus brillants (Sturm et al. 2005), ce qui suggère qu'il peut aussi exister des variations environnementales importantes.

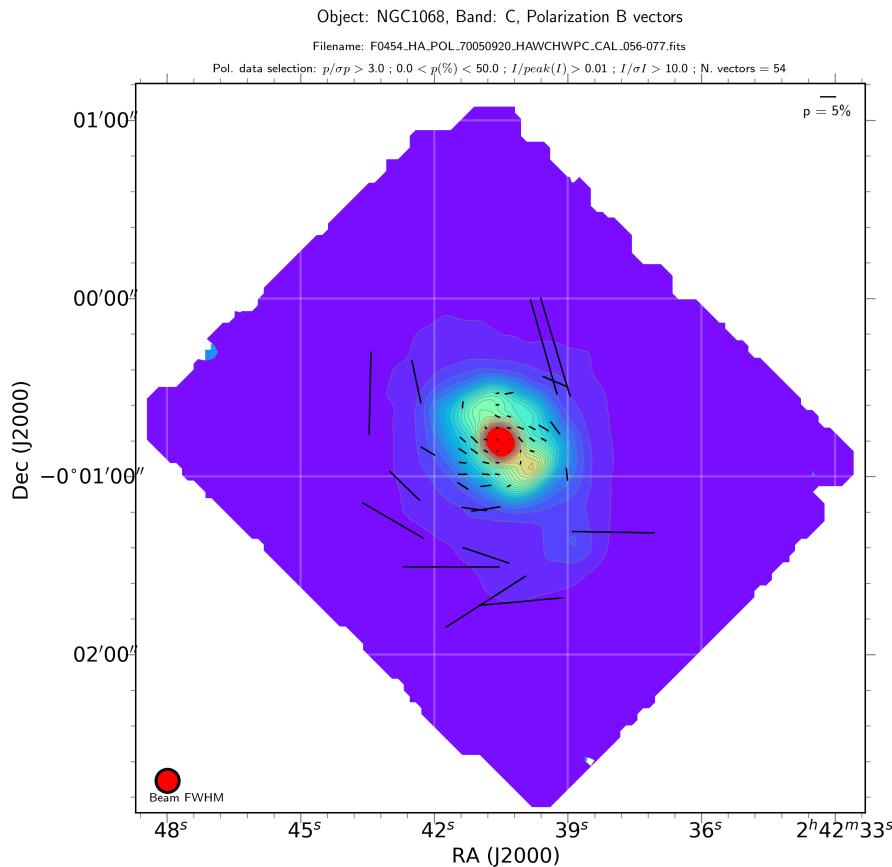


FIGURE 4.3 – Cartographie de polarisation de NGC 1068 en infrarouge lointain ($89 \mu\text{m}$) obtenue par le télescope *SOFIA/HAWC+*. Le diamètre d'ouverture est de 8 arcsecondes. La polarisation nucléaire est de l'ordre de $0.7 \pm 0.1\%$. Résultats gracieusement transmis par Enrique Lopez Rodriguez.

Afin de déterminer quelle est la nature véritable de la poussière dans les AGNs, la polarimétrie est nécessaire. Si des grains de poussière non sphériques sont alignés dans le tore, dans les vents ou dans le disque de la galaxie hôte au voisinage direct de l'AGN, nous devrions mesurer un certain niveau de polarisation. De plus, si les mêmes grains qui produisent la polarisation dans le proche in-

frarouge sont ceux qui dominent l'émission dans l'infrarouge moyen, il faut alors s'attendre à mesurer une signature de polarisation dans l'infrarouge moyen avec une rotation théorique de 90° de l'angle de polarisation (Efstatihou et al. 1997). C'est justement ce que l'on voit (Bailey et al. 1988) et ce que je j'ai démontré récemment pour NGC 1068 (Marin 2018a), mais la forme spectrale du spectre polarisé dans l'infrarouge des galaxies Seyfert diffère de celle attendue par des grains de poussière du type silicate (Lopez-Rodriguez et al. 2018a,b). Ces études tendent plutôt vers une interprétation de la polarisation infrarouge moyen, à une échelle de quelques secondes d'arc, comme provenant de grains de poussière alignés magnétiquement dans le tore circumnucléaire. De manière générale, la polarisation en absorption est dans la direction du champ magnétique, tandis qu'en émission, elle lui est orthogonale, mais les observations à une seule longueur d'onde ne permettent pas de différencier ces deux mécanismes. Dans ce régime de longueur d'onde, toutefois, les profils spectraux des grains de silicate vus en émission et en absorption polarisés sont très différents et peuvent être facilement distingués par spectropolarimétrie. La polarisation d'absorption montre un pic proche de $10 \mu\text{m}$, tandis que le spectre de polarisation en émission est moins structuré et prend une forme de "tilde", le degré de polarisation devenant plus grand à des longueurs d'onde plus grandes. Dans les sources où une polarisation à la fois émissive et absorbante est présente, l'angle de position montrera généralement une rotation en fonction de la longueur d'onde, comme discuté plus haut, à moins que les directions du champ ne soient perpendiculaires. Avec des données de bonne qualité, les composants émissifs et absorbants peuvent être séparés et la polarimétrie peut alors contraindre fortement le champ magnétique local. La polarimétrie infrarouge fournit également des informations supplémentaires sur la chimie et la physique des grains de poussière, car les spectres de polarisation et d'extinction sont différentes fonctions des constantes optiques et de la géométrie des grains. L'avantage est que le profil de polarisation observé est indépendant du spectre sous-jacent, à condition que ce spectre ne soit pas polarisé (ce qui est le cas pour une émission thermique en provenance du disque d'accrétion ou du chauffage de la poussière du tore). De cette manière, par exemple, des composants émissifs faibles de la polarisation peuvent être observés malgré les immenses profondeurs optiques du matériau absorbant intervenant. Cependant, la quasi-totalité des précédentes campagnes d'observation de la polarisation infrarouge des AGNs n'a pu se faire qu'avec de grandes ouvertures, rendant impossible de distinguer clairement la composante de polarisation nucléaire dominante. Les études polarimétriques nécessitent des observations à plusieurs longueurs d'onde mais aussi à très haute résolution angulaire pour identifier les nombreux mécanismes de polarisation en concurrence dans et autour des AGNs. C'est précisément ce que nous faisons maintenant en utilisant l'optique adaptative, que ce soit sur le *VLT/SPHERE* ou bien sur *SOFIA/HAWC+* (voir Figure 4.3). Mais ce n'est pas suffisant. Si nous voulons mesurer la polarisation dans les raies de l'infrarouge, afin de déterminer non seulement la géométrie des grains mais aussi leur chimie, il nous faut obtenir des mesures spectropolarimétriques. Il n'existe, à ce jour, plus aucun spectropolarimètre dans l'infrarouge moyen. Il n'en a jamais existé dans l'infrarouge lointain et une poignée subsiste dans l'infrarouge proche. Le manque cruel de couverture spectrale de la polarisation infrarouge nous empêche de déterminer avec rigueur la composition de la poussière extragalactique. C'est pour cela que des initiatives pour installer des polarimètres infrarouges sur les futurs grands

télescopes doivent être soutenues, comme avec le projet d'un instrument spectro-polarimétrique en infrarouge moyen sur l'*Extremely Large Telescope (ELT)*, anciennement l'*European Extremely Large Telescope, E-ELT* Wright et al. 2008).

4.4 La physique et la structure interne des jets relativistes

La théorie actuelle de la formation des jets dans les objets célestes dominés par le phénomène d'accrétion sur un trou noir implique des forces magnétiques pour produire, accélérer et collimer le jet (Blandford & Znajek 1977; Blandford & Payne 1982). Les recherches sur la structure du champ magnétique dans les jets de noyaux actifs de galaxies devraient faire progresser notre compréhension de ce phénomène remarquable et nous permettre de dévoiler les processus qui se déroulent à proximité du moteur central et qui sont actuellement inaccessibles à l'observation directe. Le degré élevé de polarisation observé dans les blazars (les AGNs radio-forts dont le jet pointe dans notre direction) a clairement indiqué que l'émission synchrotron par des électrons non thermiques était le mécanisme de rayonnement dominant de la composante spectrale à basse énergie (Marscher et al. 2008; Rani et al. 2017). Le moyen le plus simple d'étudier le champ magnétique consiste donc à mesurer la polarisation linéaire produite par émission synchrotron dans les AGNs, de la radio aux longueurs d'onde de l'optique. Ces données, combinées à l'imagerie de la partie la plus interne du jet, ont déjà produit des résultats fascinants sur la localisation de l'émission polarisée à différentes longueurs d'onde et sur la connexion entre le champ magnétique et la direction du jet (Wills et al. 1992a; Lister & Smith 2000; Gabuzda et al. 2006; D'Arcangelo et al. 2007; Coughlan & Gabuzda 2016). Les observations VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*) ont fourni des images radio polarisées haute résolution de jets, très proches du moteur central, révélant la structure et l'évolution générale des jets (Marscher et al. 2008; Casadio et al. 2019). Ces observations ont montré que les blazars peuvent devenir très actifs lors de l'émergence d'une puissante augmentation de l'émission radio, souvent avec d'importantes variations de polarisation dans les fréquences contiguës (Ogle et al. 2005; Jorstad et al. 2013; Rani et al. 2018). Ces observations permettent alors de cibler l'emplacement d'une dissipation d'énergie efficace et révèlent l'évolution du champ magnétique dans ce lieu de dissipation. Au cours de la dernière décennie, l'observation simultanée de la polarisation optique et des flux gamma est devenue commune. Les variations violentes de polarisation optique, en particulier les variations d'angle de polarisation, s'accompagnent souvent d'intenses montées de flux sur plusieurs bandes de longueurs d'onde (Abdo et al. 2010; Blinov et al. 2016, 2018), ce qui implique que le champ magnétique intervient également dans les processus d'accélération des particules. La polarimétrie radio/optique a depuis dévoilé des contraintes uniques sur le champ magnétique, contraintes qui ne peuvent pas être obtenues avec des observations en flux total ou par des courbes de lumière. La polarisation observée peut être expliquée par d'intenses processus d'accélération de particules dans la région d'émission du jet, tels que des chocs (Chandra et al. 2015), des reconnexions magnétiques (Zhang et al. 2018), des instabilités de courbures (Nalewajko 2017), des turbulences (Laing 1980) mais aussi par la structure et l'évolution du jet

dans sa globalité, tel qu'un jet présentant des courbures (Abdo et al. 2010) ou une structure de champ magnétique hélicoïdal (Marscher et al. 2008, 2010). Dans ce contexte, que nous manque t-il pour comprendre la physique de la création et de l'accélération des jets relativistes ? Eh bien, dans le cas des blazars, qui comptent parmi les plus puissants émetteurs de rayons gamma de l'Univers, il n'existe aucune mesure de polarisation au-dessus des longueurs d'onde ultraviolettes. Or, la polarimétrie des hautes énergies (rayons X et gamma) est précisément ce qui nous permettrait d'ouvrir une nouvelle fenêtre observationnelle et de jouer un rôle crucial dans l'exploration de la physique extrême du rayonnement hautes énergies, de la production de neutrinos et de l'accélération des rayons cosmiques dans les jets d'AGNs.

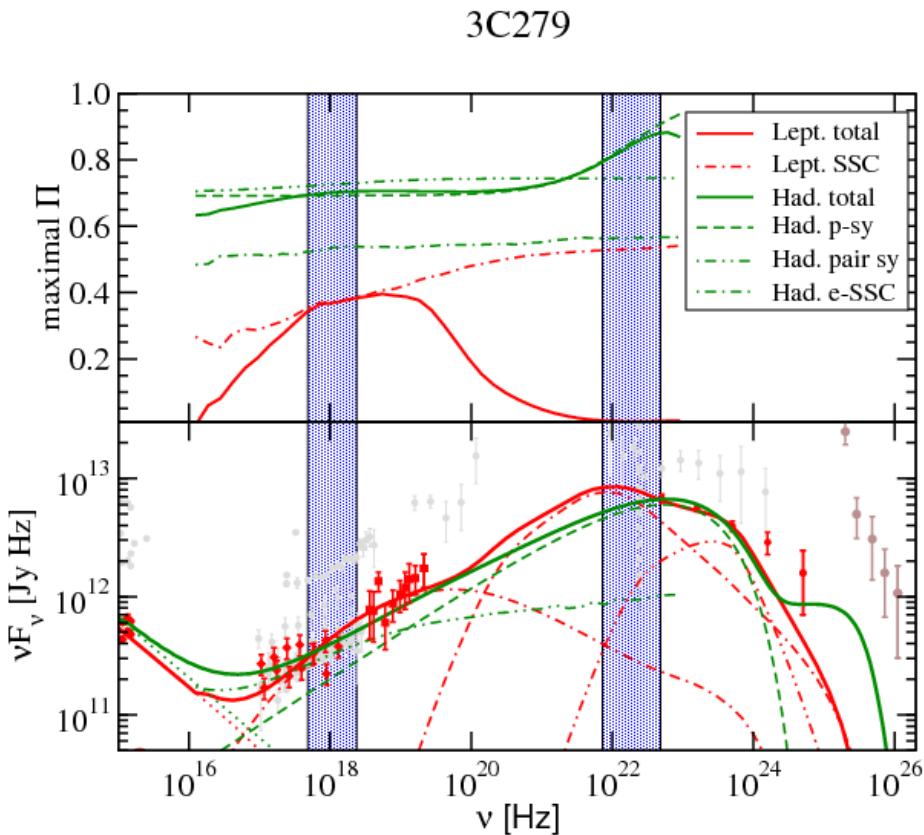


FIGURE 4.4 – Degré maximum de polarisation des rayons ultraviolets, X et gamma (panneau supérieur) et distribution spectrale en énergie (panneau inférieur) pour le blazar 3C 279. Les modèles leptoniques sont représentés en rouge, les modèles hadroniques en vert. Différents styles de ligne indiquent les composants de rayonnement individuels, comme indiqué dans la légende. Les zones ombrées indiquent la plage de rayons X de 2 à 10 keV (plage des futurs polarimètres à rayons X) et la plage de 30 à 200 MeV, dans laquelle une émission polarisée pourrait être mesurée par un instrument comme le *Fermi-LAT*. Figure tirée de Zhang & Böttcher (2013).

Les distributions spectrales en énergie des blazars suivent généralement une forme spectrale à double bosse. Alors que l'émission synchrotron d'électrons non thermiques domine la bosse à basse énergie, il existe deux scénarios concurrents pour la composante spectrale à hautes énergies, chacun possédant des mécanismes de rayonnement distincts et des particules sous-jacentes différentes. Dans le premier scénario, les mêmes électrons non thermiques qui produisent la bosse de basse énergie peuvent diffuser par processus inverse Compton les photons radio/optiques jusque dans les rayons X et gamma. En général, un modèle purement leptonique peut reproduire avec succès la distribution spectrale en énergie du blazar, mais il peut aussi y avoir une composante hadronique sous-dominante due à des protons non thermiques, ce qui amène naturellement la présence de neutrinos² (Keivani et al. 2018; Cerruti et al. 2019). Dans le second scénario, si la région d'émission du blazar possède un champ magnétique puissant (typiquement de l'ordre de 10 à 100 G), l'émission synchrotron par des protons peut aussi produire des rayons X et des rayons gamma (Mücke & Protheroe 2001). Le champ magnétique élevé diminue l'efficacité de la diffusion inverse Compton des électrons non thermiques, de sorte que la composante spectrale de hautes énergies est principalement dominée par l'émission synchrotron des protons et l'émission synchrotron secondaire des paires cascadiantes hadroniques (Diltz et al. 2015). Les rayons gamma observés dans les domaines du GeV et du TeV auraient tendance à favoriser l'accélération des rayons cosmiques de ultra hautes énergies dans le scénario de l'émission proton-synchrotron (Zhang et al. 2016; Cerruti et al. 2018) mais, en définitive, les deux scénarios reproduisent avec le même succès les distributions spectrales en énergies des blazars. La polarimétrie à hautes énergies peut, quant à elle, déterminer avec précision le bon mécanisme de rayonnement et la force du champ magnétique associé. En effet, dans le cas de l'émission des blazars, le scénario proton-synchrotron prévoit un degré de polarisation intrinsèquement plus élevé que le scénario de diffusion inverse-Compton (Bonometto et al. 1970; Paliya et al. 2018). En supposant que la composante spectrale de hautes énergies soit produite co-spatialement avec la contrepartie optique polarisée à 10%, le scénario proton-synchrotron prévoit un degré de polarisation supérieur à 10% dans les bandes des rayons X et gamma (autour du MeV), en raison de l'émission synchrotron des protons primaires mais aussi des cascades de paires secondaires. Un modèle de jet leptonique pur prédit seulement un degré de polarisation de 5% environ dans les deux bandes énergétiques, car le processus inverse Compton produit généralement une polarisation de quelques pourcents. Dans le cas d'un scénario inverse Compton avec une contribution hadronique sous-dominante, la polarisation des rayons X est supérieure à 10%, ce qui est similaire au scénario proton-synchrotron (en raison des nombreuses paires synchrotron secondaires), mais la polarisation chute de moitié autour du MeV. Par conséquent et comme illustré en Figure 4.4, alors que la polarimétrie des rayons X de jets d'AGNs peut sonder la contribution de l'émission synchrotron secondaire des paires cascadiantes (complémentaires à la détection de neutrinos), la polarimétrie des rayons gamma aux énergies du MeV

2. Les protons relativistes vont produire des pions par interactions inélastiques avec la matière et le rayonnement. Les pions se désintégreront en muons et neutrinos, et les muons se désintégreront aussi, donnant des neutrinos et des électrons (Reynoso & Romero 2009) :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu ;$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e \nu_\mu .$$

Par convention, l'antiparticule est désignée par une barre supérieure.

permet de distinguer sans ambiguïté le mécanisme d'émission et la composition du jet.

Il n'y a pas que les processus physiques associés à l'émission du jet qui peuvent être sondés grâce à la polarimétrie. La variabilité observée des rayons gamma dans les blazars, qui sont de l'ordre de la minute, implique une accélération violente des particules dans des régions très localisées probablement situées dans les jets (Ackermann et al. 2016). Comprendre les conditions physiques et les mécanismes d'accélération est crucial pour comprendre l'accélération des rayons cosmiques et la production de neutrinos dans les jets d'AGNs. Des études théoriques ont montré que la reconnexion, soit magnétique, soit par chocs, peut dissiper efficacement l'énergie du jet de plasma pour accélérer les électrons et les protons non thermiques (Sironi et al. 2013; Guo et al. 2016). Plus important encore, les deux mécanismes nécessitent une composition d'énergie magnétique très contrastée dans les jets et impliquent une évolution différente du champ magnétique. Les chocs sont efficaces si l'énergie cinétique du jet l'emporte sur l'énergie magnétique (Kirk et al. 2000). Ils peuvent convertir l'énergie cinétique pour accélérer les électrons et les protons non thermiques via le mécanisme d'accélération de choc diffusif et modifier fortement la structure du champ magnétique (Laing 1980). D'autre part, la reconnexion magnétique nécessite généralement que l'énergie magnétique domine l'énergie cinétique du jet. Cela génère des plasmoïdes magnétiques sur le site de reconnexion, qui sont de petits agrégats de plasma avec une densité d'énergie magnétique élevée (Giannios 2013; Guo et al. 2014). Cela conduit à une accélération efficace des électrons et des protons non thermiques et améliore la turbulence sur le site de reconnexion. Néanmoins, bien que les deux mécanismes impliquent des conditions physiques et une évolution du jet très distinctes, les deux peuvent raisonnablement bien expliquer les distributions spectrales en énergies des blazars ainsi que leurs courbes de lumière (voir, par exemple, Baring et al. 2017 et Christie et al. 2019, ainsi que les nombreuses références dans ces deux articles). Heureusement, ici encore, la polarimétrie à hautes énergies peut dévoiler l'évolution du champ magnétique et déterminer lequel des deux mécanismes d'accélération de particules est correct. En effet, les signatures temporelles de la polarisation d'un choc ou d'une reconnexion magnétique pour un modèle de jet dominé par l'effet proton-synchrotron sont distinctement différentes. L'important changement de morphologie du champ magnétique dans le plasma choqué peut conduire à une variation de polarisation radicale dans les énergies du MeV et du GeV, ainsi qu'une rotation de l'angle de polarisation (Zhang et al. 2016). Dans le cas inverse, une reconnexion magnétique ne conduit qu'à un champ magnétique plus turbulent, ce qui entraîne une baisse modérée du degré de polarisation et des variations mineures de l'angle de polarisation. Ainsi, les futurs satellites de polarimétrie des hautes énergies (dans lesquels je suis fortement impliqué et que je détaillerai dans le chapitre suivant) nous permettront de tester les prédictions des simulations afin de déterminer les mécanismes d'accélération des particules dans les blazars, apportant de fortes contraintes observationnelles sur les mécanismes physiques de l'accélération des rayons cosmiques et de la production de neutrinos dans les jets d'AGNs.

4.5 Les changing-look AGNs

Parmi les noyaux actifs de galaxies, une nouvelle classe d'objets est aujourd'hui reconnue. Ces AGNs inhabituels ont des signatures spectroscopiques dépendantes du temps qui les font apparaître comme des AGNs de type-1 pendant une certaine période, puis comme des AGNs de type-2 après un certain temps (voir, par exemple, Khachikian & Weedman 1971; Cohen et al. 1986; Goodrich 1989). Comme nous le savons déjà, les AGNs de type-1 se caractérisent par des flux optiques importants associés à des raies d'émission larges ($> 1000 \text{ km.s}^{-1}$) et/ou³ étroites ($\leq 1000 \text{ km.s}^{-1}$), tandis que les types-2 ne montrent que des raies d'émission étroites et des flux optiques généralement plus faibles. Les grandes largeurs Doppler résultent de la photo-ionisation d'un réservoir de gaz équatorial composé de nombreux nuages qui possèdent de grandes vitesses keplériennes et d'importantes densités (Gaskell 2009). En fonction de l'inclinaison du système par rapport à l'observateur, cette vaste région de raies d'émission larges (que j'appellerai ici la *BELR* pour bien la distinguer du continuum produit par la BLR) peut être masquée par une zone de poussière optiquement épaisse, équatoriale et circumnucléaire (le tore). Cette dépendance vis-à-vis de l'orientation a été utilisée pendant des décennies pour expliquer les différences d'observation entre les deux types d'AGNs (Antonucci 1993) et reste une interprétation très robuste comme nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit. Cependant, il existe des AGNs rebelles qui montrent des signes de transition de type sur des échelles de temps de plusieurs mois à plusieurs années. Des exemples de tels objets sont Mrk 1018, qui a évolué entre une classification optique de type-2 à type-1 entre 1979 et 1984 (Cohen et al. 1986), NGC 4151 qui est passé du type-1 au type-2 entre 1974 et 1984 (Penston & Perez 1984) ou 3C 390.3 qui a suivi une transition du même type entre 1975 et 1984 (Penston & Perez 1984). La Figure 4.5 illustre clairement les changements importants que peuvent subir ces objets (apparition/disparition des raies larges, changement de flux ...). À partir d'arguments dynamiques sur les échelle de temps, il est physiquement impossible qu'un objet dont la taille fait plus d'un parsec ait complètement changé d'inclinaison dans un laps de temps humain. Alors, comment pouvons-nous expliquer ces "rapides" changements de type? Plusieurs théories impliquent l'apparition ou la disparition de matière optiquement épaisse devant la ligne de visée de l'observateur (Goodrich 1989; Elitzur 2012), des événements de rupture par effet de marée (*tidal disruption event*, *TDE*, Rees 1988; Lawrence et al. 2016) ou une baisse rapide du taux d'accrétion de masse entraînant la disparition de la BELR (Noda & Done 2018). Déterminer quel scénario est valide est d'une grande importance pour le domaine des AGNs car cela permettrait avant tout de déterminer si l'unification des AGNs par l'orientation, l'un si ce n'est le pilier principal du modèle unifié des AGNs, reste valide. De plus, déterminer les raisons de changements de type permettrait de mieux comprendre les mécanismes d'accrétion, d'éjection et surtout d'évolution de la physique autour des trous noirs. Nous pourrions ainsi fixer de fortes limites supérieures aux rayons intérieurs de la BELR et des vents polaires, même dans des objets non résolus dans l'espace (Hutsemékers et al. 2019).

3. Une certaine classe d'AGNs de type-1 ne possède pas de raies larges de l'hydrogène, les *Narrow Line Seyfert-1s* (*NLS1*, Boller et al. 1996).

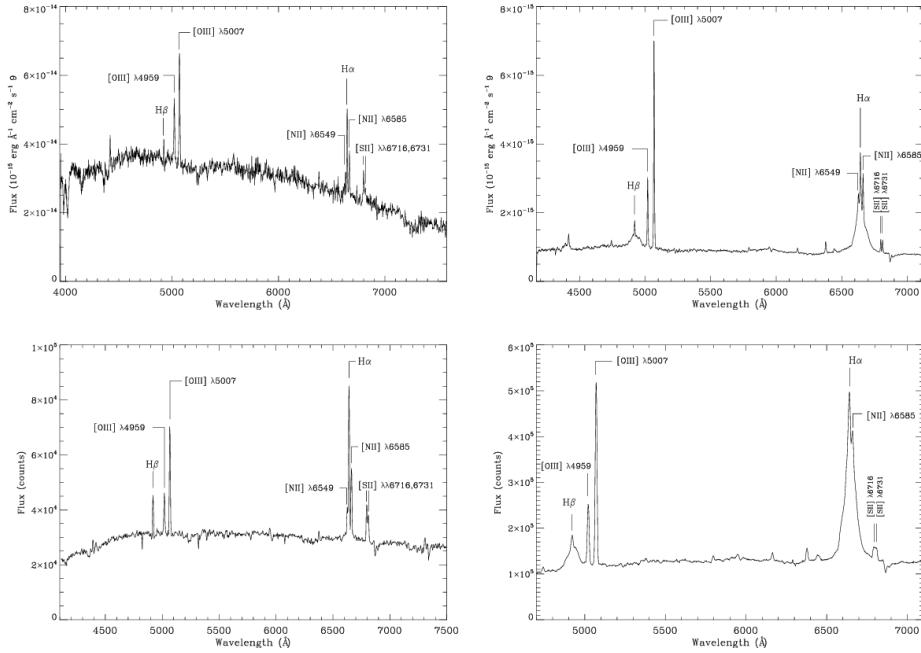


FIGURE 4.5 – Campagne d’observation de l’AGN ESO 362-G18. De gauche à droite et de haut en bas : spectre 6dF du 30 janvier 2003 (type spectral 1.9), données EMMI du 18 septembre 2004 (type-1.5), données EFOSC1 du 21 septembre 2006 (type 1.9) et données FORS2 du 29 mars 2016 (type 1.5). L’apparition et disparition des raies larges ($\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$), le changement de flux et la variation de l’indice spectral sont clairement visibles entre les différentes périodes. Figure tirée de Agís-González et al. (2018).

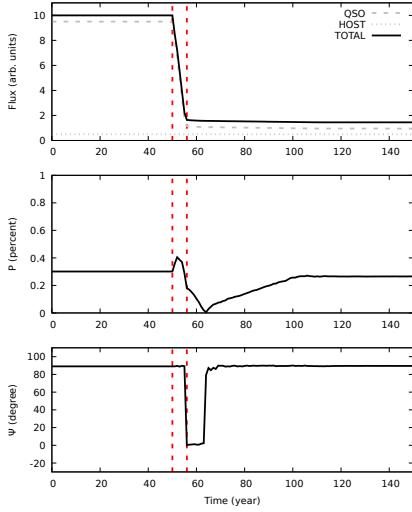
Comme indiqué ci-dessus, il existe au moins trois scénarios⁴ pour expliquer la variation spectaculaire du flux et le changement spectral de ce que l’on appelle communément des “changing-look” AGNs. Le premier évoque l’apparition ou la disparition de matière obscurcissante devant la ligne de visée de l’observateur. Dans ce cas, un nuage provenant soit de la BELR externe soit du tore circumnuccléaire passe devant la ligne de visée et masque (partiellement) la source centrale, ce qui entraîne une atténuation du flux qui est fonction de l’opacité du nuage, mais aussi la disparition apparente des raies d’émission larges (Goodrich 1989; Tran et al. 1992). Le deuxième scénario explique que les changing-look AGNs sont provoqués par des TDEs exceptionnellement lumineuses (Lawrence et al. 2016). En effet, quand une étoile orbite assez près d’un trou noir, supermassif ou non, elle est déchirée par les forces des marées et une fraction de sa masse est transférée au trou noir via le disque d’accrétion, ce qui provoque une illumination soudaine du moteur central. Le changement de luminosité peut facilement durer plusieurs centaines de jours (Rees 1988). Enfin, un troisième scénario postule que le phénomène des changing-look AGNs est dû à des modifications de la source de rayonnement ionisant, probablement à cause d’une

4. Il faut également prendre note de la théorie controversée qui tend à expliquer les changing-look AGNs via des phénomènes de microlentilles gravitationnelles de grande amplitude causées par les étoiles galactiques de premier plan (Lawrence et al. 2016).

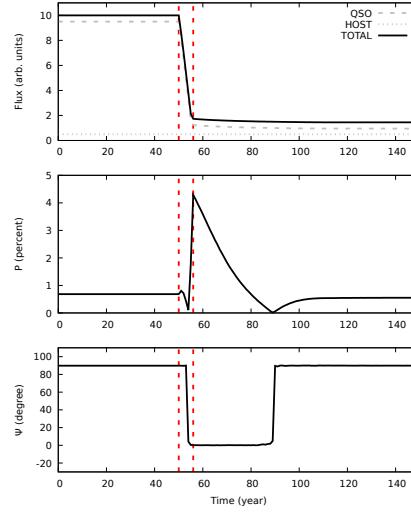
variation rapide et brusque du taux d'accréation sur le trou noir supermassif central (Penston & Perez 1984; Elitzur et al. 2014; Noda & Done 2018). Les observations spectroscopiques et photométriques peuvent être expliquées par un ou plusieurs de ces scénarios, en fonction de l'AGN observé et de la longueur d'onde de l'observation. Cela rend l'identification du scénario dominant complexe. C'est pour cette raison que j'ai décidé d'appliquer les mesures de polarisation au problème. En effet, les signatures polarimétriques des changing-look AGNs dans le cas des trois scénarios différents sont uniques (Marin et al. 2012a, 2013, 2016a; Hutsemékers et al. 2017; Marin 2017; Hutsemékers et al. 2019).

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 4.6, si la source centrale est intrinsèquement atténuee, au début de la variation de flux le degré de polarisation subit des baisses et augmentations prononcées liées aux rotations de l'angle de polarisation. Ces variations en fonction du temps sont dues à des quantités inférieures de flux direct non polarisé provenant du moteur central et à des quantités constantes de rayonnement diffusé (retardé) provenant de la région équatoriale. La durée du pic de degré de polarisation élevé dépend de la distance du diffuseur à la source et peut être utilisée pour réaliser une cartographie de réverbération polarisée des régions internes des changing-look AGNs. Le degré de polarisation et l'angle de polarisation reviennent ensuite à une période de stabilité après plusieurs années/décennies. Si la BELR disparaît, la diffusion d'électrons à l'intérieur de la BELR devient inefficace, le degré de polarisation diminue et l'angle de polarisation tourne de 90° . Les échos de lumière polarisée sont beaucoup moins brillants en raison de l'absence de cette région de diffusion remplie d'électrons (et de poussière dans sa partie la plus externe). La durée de l'écho est également plus longue du fait que le rayonnement doit diffuser sur le tore et/ou les vents à l'échelle du parsec plutôt que sur l'échelle de la BELR ($\ll 1$ pc). À la fin de l'écho, l'angle de polarisation pivote à nouveau de 90° et revient à la valeur initiale en même temps que le degré de polarisation revient à une période de stabilité. Cela pourrait, à son tour, nous fournir une estimation du rayon intérieur du tore ou du rayon de création des vents en provenance du disque si l'écho de lumière polarisée est détectable. Dans le cas de l'obscureissement du moteur central par des nuages du tore, les radiations s'échappent principalement de la région centrale (obscurcie) en se diffusant à l'intérieur des vents polaires, à l'instar de ce qui a été postulé pour le schéma unifié des AGNs (Antonucci 1993). Il en résulte des degrés de polarisation beaucoup plus élevés (10 à 20%, voir par exemple le cas de NGC 1068 par Antonucci & Miller 1985) et une rotation de l'angle de la position de polarisation due au fait que la diffusion équatoriale n'est plus visible. Les variations de flux et de polarisation dépendent également du temps, mais sont susceptibles d'être plus courtes que lors d'une baisse u taux d'accréation en fonction de la taille et de la distance radiale du nuage obscurcissant au moteur central (Gaskell & Harrington 2018).

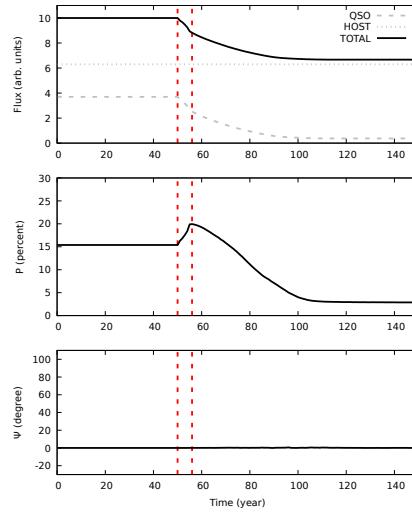
Toutes les différences attendues sont détaillées dans Marin (2017). Dans tous les cas, il est essentiel d'obtenir des mesures de polarisation des changing-look AGNs, avant et après la variation de classification optique. Mais combien avons nous de sources potentielles ? J'ai entrepris de compiler les variations de type spectral et les mesures de polarisation des galaxies de type Seyferts dont les données historiques indiquent un changement connu. Cette compilation est



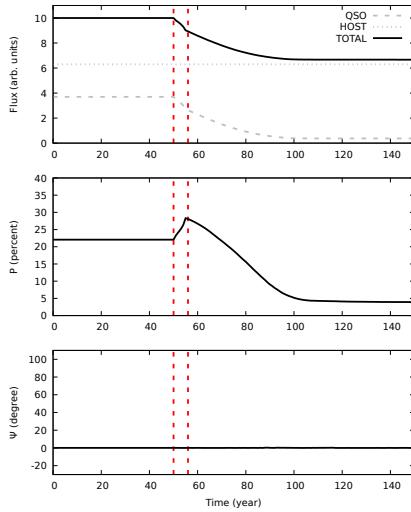
(a) Inclinaison de l'observateur : $\sim 10^\circ$ par rapport à l'axe polaire du modèle.



(b) Inclinaison de l'observateur : $\sim 45^\circ$ par rapport à l'axe polaire du modèle.



(c) Inclinaison de l'observateur : $\sim 60^\circ$ par rapport à l'axe polaire du modèle.



(d) Inclinaison de l'observateur : $\sim 80^\circ$ par rapport à l'axe polaire du modèle.

FIGURE 4.6 – Variation du flux total normalisé (panneau supérieur), du degré de polarisation (milieu) et de l'angle de polarisation (bas) d'un modèle de changing-look AGN vu selon quatre angles de visée différents : 10° (a), 45° (b), 60° (c) et 80° (d). Dans les panneaux de flux totaux sont montrés à la fois la contribution de l'AGN, de la galaxie hôte et de la combinaison des deux en utilisant des lignes pointillées grises pour les deux premières et une ligne continue noire pour la dernière. Entre les deux lignes rouges verticales, le moteur central de l'AGN a été réduit d'un facteur 10 en 6 ans. Simulations tirées de Marin & Hutsemékers (A&A, soumis).

TABLE 4.1 – Changing-look Seyferts avec mesures de polarisation linéaire optique.

Objet	Type spectral (année)	Références	Degré de polarisation (année) (%)	Références
Mrk 6	2 (1968) → 1.5 (1969-2013)	1,2,3	0.54±0.15 (1976) → 0.90±0.03 (1997) → 0.74±0.17 (2013)	4,5,3
Mrk 372	1.5 (1986) → 1.9 (1990)	6	1.49±0.46 (1976)	4
Mrk 590	1.5 (1973) → 1 (1989-1996) → 1.9 (2006-2014) → 1 (2017)	7,8	0.32±0.30 (1976)	4
Mrk 1018	1.9 (1979) → 1 (1984-2009) → 1.9 (2015)	9,10	0.28±0.05 (1986)	11
NGC 1566	1 (1962) → 1.9 (1969) → 1 (1980) → 1.9 (1985) → 1 (2018)	12,13,14	0.60±0.24 (1980) → 1.33±0.18 (1997)	4,15
NGC 2617	1.8 (1994-2003) → 1 (2013-2016)	16,17,18	0.43±0.15 (1998)	19
NGC 2622	1.8 (1981) → 1 (1985-1987)	11	2.35±0.03 (1986)	11
NGC 3516	1 (1996-1998) → 1 (2007) → 2 (2014-2017)	20	0.15±0.04 (1997)	5
NGC 4151	1 (1974) → 1.9 (1984-1989) → 1.5 (1990-1998) → 1.8 (2001)	21,22,23	0.26±0.08 (1976) → 1.18±0.05 (1992) → 0.32±0.30 (2014)	4,24,25
NGC 7582	2 (1980-1998) → 1 (1998)	26,27	1.03±0.12 (1981)	4
NGC 7603	1 (1974) → 1.8 (1975) → 1 (1976-1998)	28,29	0.32±0.29 (1976) → 0.42±0.03 (1987) → 0.25±0.04 (1997)	4,11,5
Fairall 9	1 (1977-1981) → 1.8 (1984) → 1 (1987)	30,31	0.40±0.11 (1981) → 0.37±0.13 (1997)	4,5
3C 390.3	1 (1975) → 1.9 (1980-1984) → 1 (1985-1988) → 1 (2005-2014)	21,32,33	0.84±0.30 (1976) → 1.30±0.10 (1986) → 1.13±0.18 (2014)	4,34,35

(1) Khachikian & Weedman (1971); (2) Khachikian et al. (2011); (3) Afanasiev et al. (2014); (4) Martin et al. (1983); (5) Smith et al. (2002b); (6) Gregory et al. (1991); (7) Denney et al. (2014); (8) Raimundo et al. (2019); (9) Cohen et al. (1986); (10) McElroy et al. (2016); (11) Goodrich (1989); (12) Pastoriza & Gerola (1970); (13) Alloin et al. (1986); (14) Oknyansky et al. (2019); (15) Felton (1999); (16) Moran et al. (1996); (17) Shappee et al. (2014); (18) Oknyansky et al. (2017); (19) Wills et al. (2011); (20) Shapovalova et al. (2019); (21) Penston & Perez (1984); (22) Malkov et al. (1997); (23) Shapovalova et al. (2008); (24) Martel (1998); (25) Afanasiev et al. (2019); (26) Ward et al. (1980); (27) Artxaga et al. (1999); (28) Tohline & Osterbrock (1976); (29) Kollatschny et al. (2000); (30) Kollatschny & Fricke (1985); (31) Lub & de Ruiter (1992); (32) Veilleux & Zheng (1991); (33) Sergeev et al. (2017); (34) Impey et al. (1991); (35) Afanasiev et al. (2015)

Mrk 6 : Variations autour du type spectral 1.5 sur des durées courtes. AGN dominé par des diffusions équatoriales (Smith et al. 2004). Mesures de réverbération de la polarisation (Afanasiev et al. 2014). Pas de variations significatives de l'angle de polarisation.

Mrk 590 : Variations probablement intrinsèques. Candidat pour des mesures d'échos de polarisation.

Mrk 1018 : Variations probablement intrinsèques. Candidat pour des mesures d'échos de polarisation.

NGC 1566 : Variations récurrentes accompagnées de flashes de lumières (*outbursts*) entre les types 1.9/1.8 et 1.5/1.2 durant des décennies. Pas de variations significatives de l'angle de polarisation.

NGC 2617 : Variations probablement intrinsèques. Candidat pour des mesures d'échos de polarisation.

NGC 2622 : Variations probablement dues à des obscurcitions. AGN dominé par des diffusions polaires (Smith et al. 2004).

NGC 3516 : Variabilité complexe entre 1999 et 2008. Variations probablement dues à des obscurcitions.

NGC 4151 : Variabilité complexe sur de multiples périodes. AGN dominé par des diffusions équatoriales (Smith et al. 2004). Mesures de réverbération de la polarisation (Gaskell et al. 2012). Pas de variations significatives de l'angle de polarisation.

NGC 7582 : La transition de type-1 fut très rapide et très courte.

NGC 7603 : Variations probablement dues à des obscurcitions.

3C 390.3 : Variabilité complexe. Radio-galaxie. Mesures de réverbération de la polarisation (Afanasiev et al. 2015).

présentée dans le Tableau 4.1. Les types spectraux des changing-look Seyferts et l'époque à laquelle ils ont été mesurés sont indiqués dans la colonne 2. Une plage de dates indique que les types spectraux mesurés à ces dates sont identiques, sans changement enregistré entre ceux-ci. Il faut souligner que cela n'implique pas l'absence de variations de type spectral pendant cette période, mais juste qu'en raison d'un manque de données nous ne pouvons rien affirmer. Pour certains objets, des campagnes régulières d'observation ont été effectuées. Dans de tels cas, seules quelques variations de type représentatives et leur époque associée sont rapportées dans la colonne. Les degrés de polarisation indiqués dans la colonne 3 se rapportent à la polarisation du continuum optique mesurée dans divers filtres à large bande. Pour quelques objets, la polarisation a été enregistrée pendant plusieurs années. Dans de tels cas, je donne seulement trois valeurs représentatives. Au total, il n'existe que 23 mesures de polarisation historiques des changing-look Seyferts. Parmi les 23, seules 3 observations ont été effectuées après 2000, ce qui signifie que notre connaissance de la polarisation des changing-look AGNs repose sur des données datant d'au moins 20 ans. Il y a seulement 6 objets (Mrk 6, NGC 1566, NGC 4151, NGC 7603, Fairall 9 et 3C 390.3) qui ont des mesures polarimétriques répétées mais aucune d'entre elles ne coïncide avec le changement de type spectral. Au mieux, nous pouvons estimer le niveau de polarisation passé des changing-look AGNs avant leur transition, mais nous ne pouvons rien faire pour déterminer l'explication physique correcte du changement spectral et/ou de flux sans mesures de polarisation nouvelles et régulières de ces objets. C'est ce à quoi je m'emploie, grâce notamment à une campagne *VLT/FORS2* récemment acceptée (période : 104A, FORS2, 3h, PMOS : 300V+GG43) et qui nous permettra, à mes collaborateurs et moi même, de sonder la polarisation de l'un des cas les plus flagrants de changing-look AGNs : Mrk 1018.

4.6 Et bien d'autres choses...

Les grandes questions de l'astrophysique des AGNs ne s'arrêtent pas là. Il y a encore de très nombreux aspects de leur physique ou de leur évolution qui nous échappent encore. Je ne m'y attarderai pas beaucoup plus longtemps car je ne travaille pas dessus formellement, mais il est nécessaire de les mentionner par soucis de complétude. En particulier, qu'en est-il du recensement complet des populations d'AGNs sachant que cela varie en fonction de la bande de fréquences observée et qu'il existe encore de très nombreux AGNs non détectés ? Comment l'histoire cosmique de l'accrétion des trous noirs, telle que tracée par un tel recensement d'une population complète d'AGNs, pourrait se comparer à l'histoire de la formation d'étoiles dans les galaxies ? Quels sont les liens physiques entre l'évolution des trous noirs et celle de leurs galaxies et halos hôtes, et sont-ils contrôlés par des sources communes de gaz, des processus de rétroaction ou d'autres effets ? L'importance des effets de rétroaction n'est certainement pas à négliger, comme le montre la Figure 4.7. Les observations démontrent que l'anneau circumnucléaire de NGC 7252 accueille des populations stellaires âgées d'au moins 300 millions d'années, dans lesquelles sont incrustées des zones de formation d'étoiles plus bleues et plus jeunes (50 – 250 millions d'années). L'AGN au centre de NGC 7252 a eu un profond impact sur son environnement, mais est-ce l'environnement qui a d'abord déclenché le processus d'accrétion-éjection ? Et

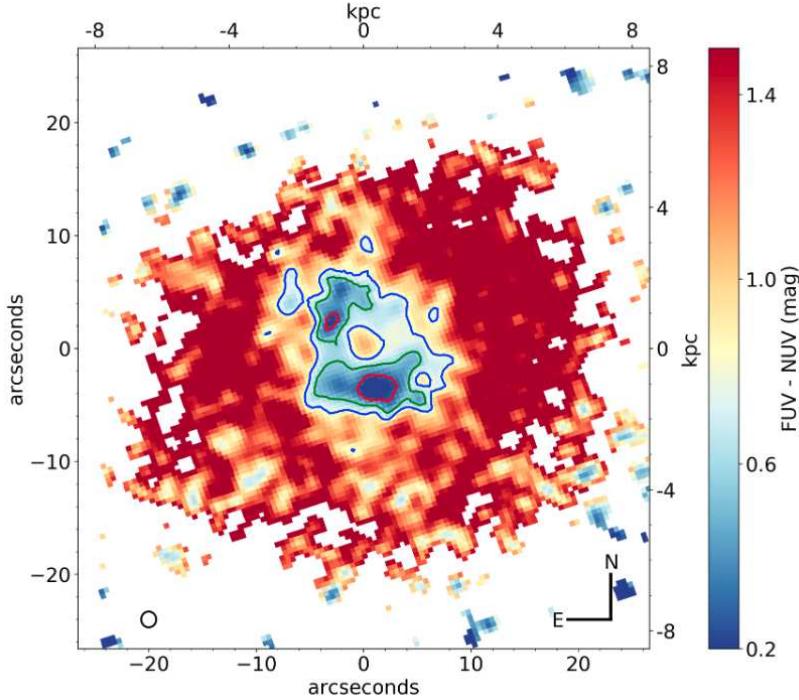


FIGURE 4.7 – Carte de couleurs FUV – NUV (ultraviolets lointains – proches) de la région centrale de NGC 7252. Les pixels sont codés en unité de couleur FUV – NUV. La fonction de propagation du point de l'instrument *UVIT* est indiquée par un cercle noir. L'image mesure environ 50×50 arcminutes et correspond à une taille physique de ~ 16 kpc de côté. Des contours d'âge de 150 (rouge), 250 (vert), 300 (bleu) millions d'années sont superposés sur la carte de couleur pour isoler les régions d'âge constant. Image tirée de George et al. (2018).

cela sous-entend une autre question : les éjections sous forme de jets ou de vents sont-elles omniprésentes et inévitables pendant les phases de forte accrétion des trous noirs supermassifs ? Et puisque nous parlons des jets, le fait qu'environ 90% des AGNs soient radio-faibles n'est-il pas une énigme capitale ? Nous parlons d'objets célestes dans lesquels moins de $\sim 10^{-4}$ de leur luminosité émerge à des fréquences inférieures à 10 GHz, tandis que dans les AGNs radio-forts, la fraction de luminosité radio peut atteindre $\sim 10^{-2}$ de la luminosité totale. Cette question équivaut à “pourquoi seule une minorité d'AGNs génère-t-elle des jets puissants qui sortent (souvent de manière relativiste) du noyau galactique” ? De plus, il existe une très forte corrélation dans l'Univers local entre le caractère émetteur radio d'un AGN et le type morphologique de sa galaxie hôte : les galaxies elliptiques hébergent des AGNs radio-forts et les galaxies spirales n'hébergent que des AGNs radio-faibles. Il n'y a pratiquement aucune exception à cette règle dans l'Univers local ($z \leq 0.1$). Cela, encore une fois, fait écho à la question des effets de rétroaction. Nous saissons donc que le phénomène des AGNs est d'une grande complexité et que leur entière compréhension nécessite de sonder non seulement l'AGN lui-même mais aussi son environnement, et ce à toutes les époques de notre Univers.

Chapitre 5

Le futur de la polarimétrie

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, il existe un nombre farameux de contraintes et de découvertes réalisables grâce à la mesure de polarisation céleste. Au prorata, il existe beaucoup plus de trouvailles scientifiques à faire dans le futur via la polarimétrie que via la spectroscopie, l'imagerie, le timing ou même l'astronomie des ondes gravitationnelles. Non pas que la polarimétrie soit plus importante mais bien simplement parce que la polarisation des AGNs (et de presque tous les autres types d'objets) reste essentiellement encore non mesurée dans de très nombreuses bandes de fréquences (Marin 2018a,b; Trippe 2019). Dans le domaine des AGNs, la quasi totalité des mesures que nous avons ont été réalisées dans des filtres à large bande, ce qui implique une perte d'information quant à la polarisation des raies spectrales. De plus, l'absence presque complète de campagnes d'observations régulières, comme cela existe en photométrie (Stalin & Srianand 2005; Helfand et al. 2007), nous empêche de connaître l'évolution temporelle de la polarisation pour les AGNs radio-faibles. La situation ne va malheureusement pas en s'améliorant car le nombre de polarimètres capables de mesurer la polarisation des objets extragalactiques va en s'amenuisant. Comme je le présente dans ma revue sur la polarisation de NGC 1068 (Marin 2018a), l'âge d'or de la polarimétrie extragalactique a eu son apogée dans les années 1980 – 1990, lorsque les mesures de polarisation obtenues via des télescopes avec miroirs de 4 mètres révélèrent l'existence d'un AGN de type-1 au cœur des AGNs de type-2. L'arrivée des télescopes de 10 mètres de diamètre au début du millénaire fit perdre de l'élan à ce domaine scientifique car ils étaient plus chers, donc moins nombreux et que de donc moins de polarimètres étaient prévus sur ces derniers. Un autre fossé observationnel pourrait apparaître entre l'époque des télescopes de 10 mètres et ceux de 30 mètres qui vont arriver dans la prochaine décennie. La mesure de polarisation coûte plus chère en temps et en technologie que n'importe quelle autre technique (sauf en radio, où la mesure de polarisation est automatique et nécessaire), ce qui explique cette décroissance. Toutefois il existe des projets, acceptés ou en préparation, qui visent à redonner un fort élan observationnel à la polarimétrie, galactique ou extragalactique. Ce sont ces projets, ainsi que quelques uns de leurs cas scientifiques, que je vais détailler dans ce chapitre.

5.1 Futures antennes radio et millimétriques

Une nouvelle fenêtre sur l'univers magnétique a été ouverte grâce à l'amélioration des radiotélescopes permettant soit 1) des mesures de polarisation à haute résolution spectrale dans le continuum, soit 2) d'obtenir des valeurs intégrées de cette même polarisation dans de larges bandes. L'intense ciel radio accessible aux télescopes actuels est dominé par les noyaux actifs de galaxies à cause de la production de puissants jets de plasma relativiste qui émettent un rayonnement synchrotron non thermique. Le rayonnement observé est souvent fortement polarisé linéairement, ce qui fournit des informations importantes sur le degré d'ordre du champ magnétique dans le plasma émetteur ainsi que sur son orientation dans le plan du ciel, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents. Les observations de polarisation radio multifréquence permettent de mesurer l'effet de la rotation Faraday à travers la rotation du plan de polarisation linéaire et le comportement du degré de polarisation en fonction de la longueur d'onde. La mesure de rotation Faraday nous permet en retour d'étudier les propriétés du milieu magnéto-ionique situé sur l'axe de visée de l'observateur. Cela est primordial car caractériser avec précision la structure Faraday des AGNs radio-forts nous permet ensuite de les utiliser comme sondes statistiques fiables de la matière magnéto-ionique située au premier plan des observations, en provenance soit de l'environnement du groupe/cluster local (Bonafede et al. 2015), du milieu intergalactique (Vacca et al. 2015), des galaxies intermédiaires (Gaensler et al. 2015) ou du milieu interstellaire galactique (Haverkorn et al. 2015).

Les dernières améliorations des radiotélescopes et surtout la construction de nouveaux observatoires radio vont nous permettre de sonder avec une sensibilité accrue et un pouvoir de résolution spatial inégalé toutes ces structures radios. Le domaine millimétrique n'est pas en reste bien que les observations polarimétriques à ces fréquences aient jusqu'à présent été limitées par la sensibilité et la précision de l'étalonnage des instruments. Les futurs télescopes radio et millimétriques vont nous permettre de repousser les limites de nos connaissances quant à l'émission polarisée dans les AGNs, ainsi que dans bien d'autres domaines.

5.1.1 2020 : l'Hydrogen Epoch of Reionization Array

HERA (*Hydrogen Epoch of Reionization Array*) est une expérience échelonnée dans le temps consistant à utiliser la raie d'hydrogène neutre à 21 cm pour caractériser notre Aube cosmique, depuis la formation des premières étoiles et des trous noirs environ 0.1 milliards d'années après le Big Bang ($z \sim 30$) jusqu'à la réionisation complète du milieu intergalactique environ un milliard d'années plus tard ($z \sim 6$). D'ici la fin de sa construction progressive, l'expérience *HERA* comprendra 350 antennes paraboliques de 14 m (320 dans un noyau dense plus 30 antennes dites "stabilisatrices" externes) en Afrique du Sud (DeBoer et al. 2017). La première étape du développement de *HERA* a été financée dans le cadre du programme d'innovations à moyenne échelle de la National Science Foundation, qui a permis la construction d'un réseau à 19 éléments permettant de tester les performances instrumentales et la fabricabilité sur site. La première série de 19 éléments est terminée et, avec un financement supplémentaire de l'Université

de Cambridge, la construction de 18 nouveau éléments a été achevée. En 2020, *HERA* comptera 350 éléments pour faire progresser la science de l'époque de la réionisation en fonction du décalage vers le rouge et de l'échelle spatiale, produisant potentiellement les premières images de cette époque lointaine. Cette période est très importante pour l'histoire de l'évolution des AGNs puisque les régions de terminaison des jets des noyaux actifs de galaxies semblent avoir pu jouer un rôle important dans la réionisation de l'Univers avant $z = 6$ (Fan 2012; Bosch-Ramon 2018). En tant que projet scientifique basse fréquence, *HERA* a été désigné comme un instrument précurseur du *Square Kilometre Array (SKA)*.

5.1.2 2023 : Qitai Radio Telescope

Un radiotélescope symétrique de 110 m de diamètre, le *Qitai Radio Telescope (QRT)* a été validé par le ministère de la recherche chinoise en décembre 2018 pour être construit dans le comté de Qitai, dans la région autonome ouïghoure du Xinjiang (Feng et al. 2017). Le *QRT* devrait fonctionner dans une gamme de fréquences allant de 150 MHz à 115 GHz (de 2 m à 3 mm) et, lorsqu'il sera achevé, ce sera le plus grand radiotélescope à antenne parabolique entièrement orientable du monde. Le *QRT* sera équipé d'une surface active pour atteindre son fonctionnement final jusqu'à 115 GHz, tout comme de nombreux autres télescopes de haute précision, tels que l'Observatoire de Green Bank. L'emphase de ce projet est la réduction à la fois de la complexité des systèmes de métrologie et de contrôle, mais également du poids du télescope. Sur cette base, ce radiotélescope devrait fonctionner jusqu'à 25 GHz sans utiliser de surface active (Xu & Wang 2016; Li et al. 2017). La parabole entièrement orientable du *QRT* lui permettra d'observer à tout moment 75% des étoiles dans le ciel, ce qui lui permettra de jouer un rôle important dans la détection et le suivi rapide des ondes gravitationnelles, la formation des étoiles et l'évolution des galaxies.

5.1.3 ≤2030 : Large Latin American Millimeter Array

Le *Large Latin American Millimeter Array (LLAMA)* est un projet scientifique et technologique conjoint entre l'Argentine et le Brésil dont le but est d'installer un observatoire capable d'effectuer des observations de l'Univers à des longueurs d'onde millimétriques et sous-millimétriques (Lepine et al. 2015). Le réflecteur principal aura un diamètre de 12 m, la surface de l'antenne devrait avoir une précision de 25 microns effective (l'objectif étant d'atteindre 15 microns en utilisant des mesures holographiques) et le télescope devrait avoir une précision de pointage d'au moins 2 secondes d'arc. L'antenne aura un foyer Cassegrain¹ et deux foyers Nasmyth², présentant ainsi le potentiel de recevoir une grande variété d'instruments périphériques. Le radiotélescope sera initialement équipé de récepteurs de type *ALMA* et notamment des bandes dites 5 (157 – 212 GHz) et 9 (602 – 720 GHz). Initialement, l'instrument fonctionnera comme un télescope à antenne parabolique, mais dans un proche avenir, il sera

1. Le foyer Cassegrain, situé derrière le miroir primaire d'un télescope, aboutit à une configuration de plus longue focale. Comme il est également lié au télescope, l'instrumentation est limitée en encombrement.

2. Le foyer Nasmyth, pour une monture azimutale, se situe sur la plate-forme mobile en azimut, sur l'axe de hauteur. Il est donc partiellement découpé du télescope et peut accueillir une instrumentation plus volumineuse.

utilisé dans le cadre des réseaux d'interférométrie à très longue base (*VLBI*). *LLAMA* sera un instrument polyvalent, capable à la fois d'observer des sources lumineuses comme le Soleil et des sources cosmologiques très faibles (Arnal et al. 2017). Relevant du champ d'étude des AGNs, *LLAMA* devrait faire la lumière sur les champs magnétiques dans les jets astrophysiques, sonder l'émission maser³, explorer la composition des milieux interstellaires galactiques et extragalactiques et déterminer l'abondance moléculaire dans les galaxies et les AGNs à fort redshift.

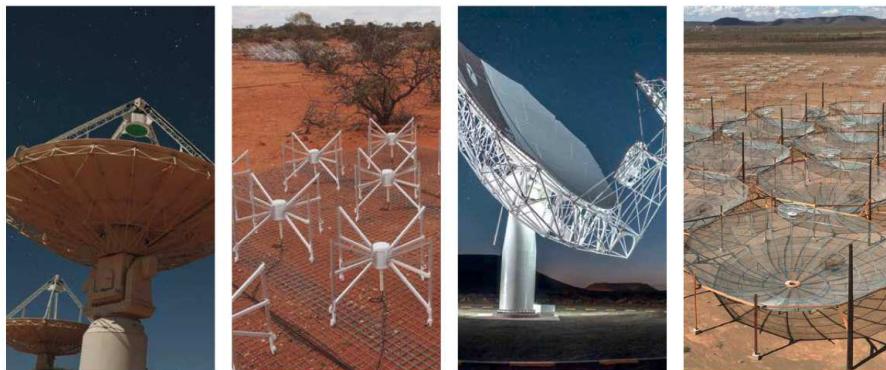


FIGURE 5.1 – Précurseurs, éclaireurs et études de conception pour le *Square Kilometer Array*. De gauche à droite : *ASKAP*, *MWA*, *MeerKAT* et *HERA*. *SKA* sera construit sur la science et les technologies novatrices de ces installations radio.

5.1.4 2030 : Le Square Kilometre Array

Le projet *Square Kilometer Array (SKA)* est un effort international pour construire le plus grand radiotélescope du monde, résultant en plus d'un kilomètre carré de zone collectrice (Cordes 2005). L'échelle de *SKA* représente un énorme bond en avant à la fois dans l'ingénierie et la recherche pour obtenir un instrument unique. En tant que l'une des plus grandes entreprises scientifiques de l'Histoire, dans laquelle la France a un intérêt particulier (Acero et al. 2017), *SKA* utilisera plusieurs réseaux interférométriques, des milliers de paraboles et jusqu'à un million d'antennes basse fréquence pour sonder les longueurs d'onde métriques et centimétriques. Sa configuration unique permettra d'obtenir une qualité de résolution d'image bien supérieure à ce que *Hubble* a pu fournir. Il aura également la possibilité d'imager de vastes zones de ciel en parallèle, un exploit qu'aucun télescope n'a jamais réalisé à cette échelle avec ce niveau de sensibilité. Les futures observations de *SKA* vont marquer tous les domaines de

3. L'acronyme *MASER*, devenu un mot à part entière, signifie *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Cette émission stimulée est une forme d'émission de raies spectrales. De nombreux masers se produisent dans différents environnements astrophysiques et les masers d'hydroxyle (OH), d'eau (H₂O), de méthanol (CH₃OH) et de monoxyde de silicium (SiO) sont parmi les plus courants. Les masers OH sont fréquemment observés dans les galaxies à forte luminosité infrarouge qui hébergent des AGNs et des masers H₂O ont aussi été détectés dans le voisinage du trou noir central de nombreux AGNs (Humphreys et al. 2005; Cernicharo et al. 2006; Castangia et al. 2016, 2019).

l'astrophysique, ce qui inclue aussi la polarimétrie puisque la polarisation radio sera enregistrée automatiquement (Farnes et al. 2018). La fabuleuse sensibilité et précision de la polarisation que mesurera *SKA*, ainsi que sa participation à des campagnes *VLBI* à haute sensibilité, permettront de fournir des preuves observationnelles solides sur la composition réelle des jets relativistes extragalactiques dans les AGNs, ainsi que sur l'existence possible de vents en provenance du disque d'accrétion (qui sont supposés produire la majeure partie de la collimation initiale du jet, Coutens et al. 2019) et la structure réelle du champ magnétique impliqué dans le processus de formation du jet. Il est prévu que *SKA* répondra quasi-immédiatement à des phénomènes transitoires également observés par des installations couvrant d'autres gammes spectrales (comme des épisodes de courtes et intenses montées de flux, Anderson 2019). *SKA* sera alors un excellent outil pour comprendre la relation entre les différents processus de rayonnement dans les régions les plus internes (et les moins bien comprises) des jets relativistes des AGNs. Un autre problème pertinent de la physique des AGNs concerne la compréhension du mécanisme entraînant l'activation des jets relativistes. L'excellente sensibilité et la vitesse de pointage de *SKA* permettront de créer d'énormes catalogues de données comprenant des millions d'AGNs à toutes les gammes de luminosité radio pour effectuer des études statistiques adéquates (Woods et al. 2019). Des observations plus tardives et dédiées à des sources persistantes aideront à déterminer les propriétés des différents composants des AGNs, comme par exemple les jets, le tore poussiéreux, la région de formation d'étoiles circumnucléaire et la région d'émission des raies larges. Ces futures observations spectrales à haute résolution des raies HI et OH seront cruciales pour la compréhension des structures tridimensionnelles du gaz froid au voisinage immédiat de l'AGN (Glowacki et al. 2019). Les observations de masers dans les régions nucléaires les plus internes fourniront certainement des informations clefs sur la géométrie et la dynamique des disques d'accrétion à toutes les luminosités radio (Combes et al. 1997; Vollmer et al. 2018).

5.2 Les grands télescopes en infrarouge, optique et ultraviolet

La mesure de la polarisation en infrarouge, optique et ultraviolet fournit un outil de diagnostic puissant pour l'étude des étoiles, de la matière interstellaire et des objets extragalactiques. Elle fournit des informations sur la structure géométrique des sources astronomiques en évolution, contraintes qui ne peuvent être obtenues autrement. La polarimétrie ajoute une autre dimension aux techniques usuelles de spectroscopie et d'imagerie car l'astronomie traditionnelle, celle de l'étude de l'univers thermique, se caractérise par des configurations permanentes en équilibre hydrostatique et thermodynamique local. Les observations modernes ont cependant révélé un Univers en évolution dynamique souvent accompagnée d'événements violents. L'Univers thermique est essentiellement non polarisé alors que l'Univers dynamique est polarisé. C'est pour cette raison que la mesure et la compréhension de la polarisation est importante, surtout dans ces longueurs d'onde. Il existe de nombreux exemples de la nécessité de déterminer la polarisation infrarouge, optique et/ou ultraviolette d'une source. Par exemple, dans le cas des AGNs, la découverte et la délimitation de l'importante classe

d'objets BL Lac⁴ est largement due aux mesures polarimétriques et la relation entre les différentes classes de noyaux galactiques actifs se clarifie grâce aux modèles géométriques basés sur les données de polarisation (Antonucci 1993). Autre exemple, en astronomie stellaire, la géométrie et la dynamique des vents stellaires, des disques et des jets révélés par la polarimétrie ont donné un aperçu unique des processus de perte de masse et donc de l'évolution stellaire et de l'enrichissement du milieu interstellaire (Brown et al. 2000; Schulte-Ladbeck 1994).

Alors pourquoi, dans cette bande de longueurs d'onde allant de quelques centaines de microns à moins de 1000 Å, le futur de la polarimétrie est-il si mitigé comparé aux autres bandes de fréquence ? En effet, si l'on regarde les plus grandes missions terrestres ou spatiales à venir, que sont le *James Webb Space Telescope (JWST)*, le *Large Synoptic Survey Telescope (LSST)*, le *Giant Magellan Telescope (GMT)*, le *Thirty Meter Telescope (TMT)* et l'*ELT* qui vont observer dans cette large bande spectrale, absolument aucune d'entre elles ne possède de polarimètre planifié. Il y a là un sérieux problème car il n'y aura probablement qu'une poignée de polarimètres fonctionnels à l'horizon 2030 (Pattle & Fissel 2019), alors que les autres bandes de fréquences auront leurs propres instruments polarimétriques. Je vais donc détailler les trop rares (potentiels) détecteurs de polarisation qui couvriront l'infrarouge, l'optique ou l'ultraviolet dans le futur.

5.2.1 2020 : le Near Infrared Camera and Spectrograph Polarimeter

NICSPol est un polarimètre d'imagerie proche infrarouge développé pour la caméra et le spectrographe proche infrarouge *NICS* (*Near Infrared Camera and Spectrograph*), l'un des instruments arrière du télescope Cassegrain de 1.2 m de l'Observatoire infrarouge du Mont Abu, en Inde (Aarthy et al. 2019). Le polarimètre se compose d'un polariseur à grille métallique rotative qui est monté entre le télescope optique et le *NICS*. Les observations polarimétriques vont être effectuées en faisant tourner le polariseur à l'aide d'un mécanisme motorisé pour déterminer les paramètres de Stokes, qui seront ensuite convertis en fraction de polarisation et angle de polarisation, comme il est coutume de le faire dans cette bande spectrale (voir Section 1.3.2). Installé en 2019 et complètement opérationnel en 2020, *NICSPol* sera capable de faire à la fois de la photométrie, de la spectroscopie et de la polarimétrie de 0.8 à 2.5 μm (bandes Y, J, H et Ks). Pour des sources aussi lointaines et faibles que des AGNs, *NICSPol* ne sera pas aussi performant que peuvent l'être l'instrument *SPHERE* au *VLT* (Gratadour et al. 2015) où bien *NICMOS* sur *Hubble* (Batcheldor et al. 2009) mais permettra d'obtenir de nouvelles mesures complémentaires à la spectroscopie à l'ère du *JWST*.

4. Un objet BL Lac est un type de galaxie active nommée d'après l'objet typique BL Lacertae. Contrairement aux autres types de galaxies actives, les BL Lac présentent une très forte amplitude de variation dans l'émission de leur rayonnement ainsi qu'une forte polarisation de ce rayonnement (Olsen 1969; Jannuzi 1990). Comparativement aux autres noyaux actifs qui présentent de fortes raies d'émission, ces objets présentent un spectre dominé par continuum non thermique (Fossati et al. 1998).

5.2.2 202? : Un polarimètre dans l'infrarouge moyen pour SOFIA/HAWC+ ?

HAWC+ est une caméra infrarouge lointain et un polarimètre imageur monté sur *SOFIA* (Harper et al. 2018). Il est conçu pour permettre une imagerie de flux total et polarisé dans cinq larges bandes allant de 50 à 240 μm . L'imagerie à diffraction limitée donne des résolutions spatiales de 5 à 20 secondes d'arc avec des champs de vision allant de 2 à 10 minutes d'arc. Depuis sa mise en opération en 2016, cet instrument a permis de cartographier la polarisation infrarouge lointaine de plusieurs AGNs (Lopez-Rodriguez et al. 2018a,b) mais la polarisation infrarouge moyenne reste encore très inexplorée. C'est pour cela qu'un polarimètre couvrant la gamme 5 – 40 μm a été proposé pour compléter *HAWC+* (Packham et al. 2007). Cet instrument serait particulièrement important pour l'étude de la poussière dans les AGNs. En effet le tore circumnucléaire intercepte une fraction importante du flux du moteur central de l'AGN et la poussière réémet cette énergie dans l'infrarouge moyen, probablement dans la gamme 3 – 30 μm . À ces longueurs d'onde, l'émission photosphérique stellaire et la profondeur optique du tore poussiéreux sont minimisées, nous permettant de mieux discerner la polarisation en provenance de la poussière. De plus, si les grains de poussière dans le tore sont alignés, par pression radiative ou par les champs magnétiques, la polarimétrie en infrarouge moyen offre une puissante méthode de séparation de l'émission du tore de la galaxie et donc de caractériser les grains, comme nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit. A l'heure qu'il est, le projet d'un polarimètre dans infrarouge moyen pour *SOFIA/HAWC+* est toujours en discussion mais ce serait le seul instrument futur couvrant cette gamme de longueurs d'onde.

5.2.3 2032 : Le SSpace Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics

SPICA (*SPace Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics*), est un projet de télescope spatial infrarouge proposé par l'Agence d'eXploration Aérospatiale Japonaise JAXA avec une participation importante de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). L'observatoire comprendrait un télescope d'un diamètre de 2.5 mètres fonctionnant en infrarouge moyen et lointain. La nouvelle technologie embarquée de refroidissement des capteurs devrait permettre une sensibilité nettement supérieure à son prédecesseur *Herschel*. *SPICA* disposera de trois instruments. *SMI* permettra de faire de l'imagerie et de la spectroscopie de 12 à 38 μm à résolution variable (résolutions spectrales $\lambda/\Delta\lambda$ allant de 50 à 28 000, Kaneda et al. 2016). Le second instrument, *B-BOP*, sera un polarimètre fourni par un consortium Français (BRAHMS, Rodriguez et al. 2018) qui permettra de réaliser une imagerie à double polarisation dans 3 bandes (100, 200 et 350 μm) en utilisant des bolomètres à semi-conducteur à haute impédance similaires à ceux développés pour *Herschel/PACS* (Adami et al. 2019). Enfin, un spectromètre infrarouge lointain à haute sensibilité, *SAFARI*, fournira une couverture complète de 35 à 230 μm , avec une résolution minimale de $\lambda/\Delta\lambda = 300$ (Jackson et al. 2012). *SPICA* possédera donc un polarimètre en infrarouge lointain dont la priorité sera la cartographie polarimétrique des structures filamentaires galactiques, mais qui pourra aussi pointer d'autres sources telles que les AGNs. A l'heure actuelle, *SPICA* est l'un des trois projets pré-sélectionnés

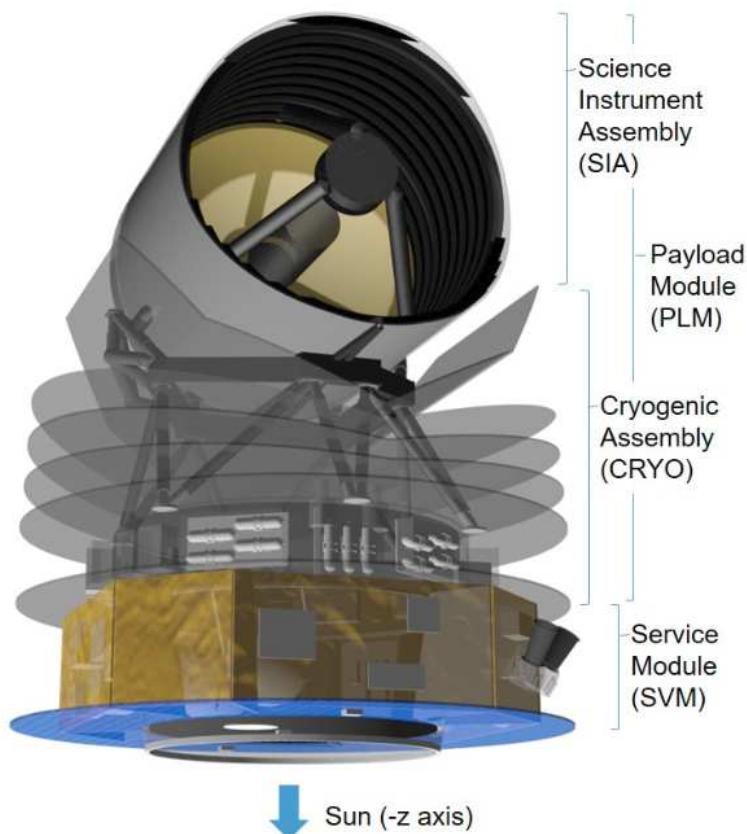


FIGURE 5.2 – Représentation de la configuration préliminaire de *SPICA*. Les instruments scientifiques sont montés sur le banc optique à l’arrière du télescope (Roelfsema et al. 2018).

en mai 2018 pour la mission moyenne M5 du programme scientifique *Cosmic Vision* de l’ESA qui doit être lancée en 2032. La sélection finale est prévue en 2021.

5.2.4 ≥2035 : Le Large UV/Optical/Infrared Surveyor

Le *Large UV/Optical/Infrared Surveyor* (*LUVOIR*) est un concept de mission pour un observatoire spatial multi-longueurs d’onde dont les objectifs scientifiques sont hautement ambitieux : époque de la réionisation, formation et évolution des galaxies, formation des étoiles et des planètes, découvertes de traces de vies sur les exoplanètes, etc. *LUVOIR* est l’une des quatre missions étudiées par le *Decadal Survey Mission Concept Studies* de la *NASA* depuis janvier 2016, avec pour volonté une mise en orbite en 2035. Dans sa configuration actuelle (télescope primaire de 15 m de diamètre), *LUVOIR* posséderait quatre instruments : *ECLIPS* (*Extreme Coronagraph for Living Planetary Systems*), *HDI* (*High Definition Imager*), *LUMOS* (*LUVOIR Ultraviolet Multi Ob-*

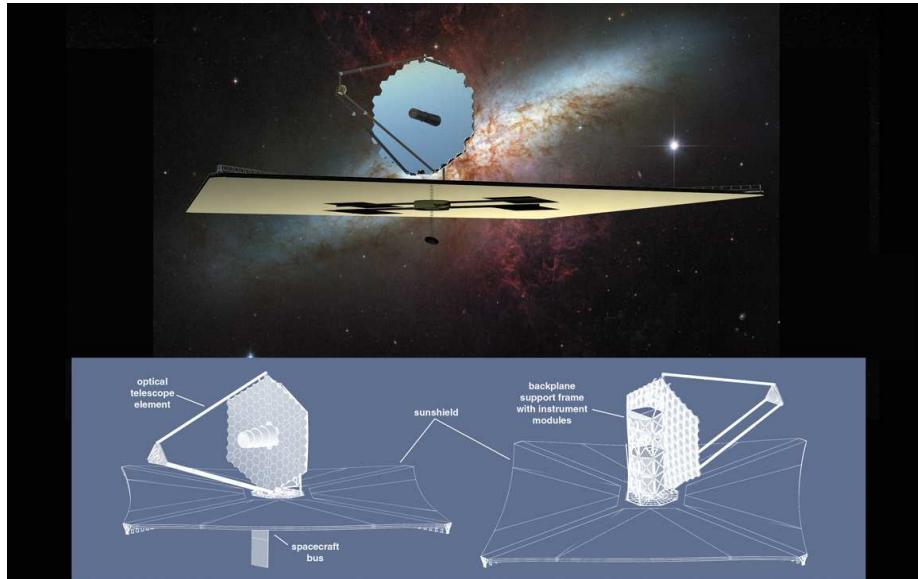


FIGURE 5.3 – Représentation de *LUVOIR* tel que proposé dans le *White Paper* pour la configuration *LUVOIR-A* (miroir de 15 mètres de diamètre), destiné à fonctionner au point lagrangien Soleil-Terre L2.

ject Spectrograph) et POLLUX. ECLIPS sera un instrument de coronographie complexe, conçu pour supprimer l'éblouissement de la lumière des étoiles afin que le faible signal lumineux des planètes puisse être vu à côté de leur(s) étoile(s) parente(s). HDI sera le principal instrument pour l'imagerie depuis le proche ultraviolet jusqu'au proche infrarouge avec un champ de vision de 2×3 minutes d'arc. LUMOS sera un spectrographe multi-objets allant de l'ultraviolet lointain (100 nm) jusqu'aux longueurs d'onde visibles (1000 nm), capable d'observer des centaines de cibles à la fois dans un large champ de vision. POLLUX, enfin, sera l'instrument qui nous intéressera le plus dans le cadre de ce manuscrit. C'est un spectropolarimètre ultraviolet pour sources ponctuelles avec une capacité de spectroscopie à très haute résolution ($\lambda/\Delta\lambda = 120\,000$) qui serait complémentaire à l'instrument LUMOS (Bouret et al. 2018). Cet instrument a été initié en grande partie par la France et possède le soutien de l'Agence Spatiale Française (CNES). POLLUX est précisément l'instrument que nous attendons depuis des décennies pour pouvoir enfin sonder la polarisation ultraviolette des AGNs proches, comme nous l'avons vu en Sections 1.3.4 et 4.2. Grâce à mon implication dans ce champ de recherche, j'ai été proposé comme meneur du cas scientifique sur les AGNs pour POLLUX et j'ai élaboré, avec l'aide de mon groupe de travail européen, les grandes lignes directrices de la future exploration de la polarisation des rayons ultraviolets autour des trous noirs supermassifs (Marin et al. 2017, 2018a, 2019).

5.3 Hautes énergies et polarimètres spatiaux

La polarimétrie des rayons X en provenance de l'espace a été explorée pour la première fois à la fin des années 1960 par des instruments extrêmement modestes montés sur des fusées militaires. Malgré la simplicité de ces systèmes, les premières mesures de polarisation des rayons X stellaires et en provenance d'un reste de supernova (SN 1054) ont suscité un fort engouement de la communauté et ont conduit à l'ajout des polarimètres X sur une série de satellites. Malheureusement, l'insuffisance de la sensibilité des technologies de diffraction et de diffusion requises pour mesurer la polarisation, les contraintes techniques imposées par les miroirs et les détecteurs X, ainsi que les très longs temps d'intégration ont mis un frein à ce domaine de recherche pendant près de 40 ans. Durant cette période, les premières mesures de polarisation dans les rayons X durs et les rayons gamma ont tout de même pu être réalisées grâce notamment au *CGRO* (*Compton Gamma Ray Observatory*, Schoenfelder et al. 1993), à *RHESSI* (McConnell et al. 2002a), *INTEGRAL* (Laurent et al. 2011) et *IKAROS* (*Interplanetary Kite-craft Accelerated by the Radiation Of the Sun*, Toma 2013). Cela a été rendu possible grâce à d'impressionnantes progrès technologiques accomplis dans le domaine de la polarimétrie des hautes énergies mais les sources de rayonnements étaient limitées aux sursauts gamma et aux blazars, à des énergies inférieures au seuil de création de paires. Grâce au développement de nouveaux polarimètres X et gamma très compacts et très sensibles depuis le début des années 2000, l'observation de la polarisation astronomique des hautes énergies est devenue réalisable et nous sommes maintenant prêts à ouvrir une nouvelle et large fenêtre observationnelle.

Dans la suite de cette section, je ne présenterai que les missions qui ont obtenu un financement complet et dont une date de lancement (même approximative) a été fixée. Il existe des missions (quasi exclusivement en ballons sondes) qui ont volé depuis ces dix dernières années et qui nous ont apporté des contraintes sur la polarisation X et gamma attendue des sources cosmiques les plus brillantes. Parmi elles se trouvent les missions *GRAPE* (Bloser & et al. 2010), *GRAINE* (Takahashi et al. 2015), *POLAR* (Kole et al. 2016), *TIGRE* (O'Neill et al. 2003), *CORONAS-PHOTON* (Dergachev et al. 2009), *PoGO-Lite* et *PoGO+* (Chauvin et al. 2016, 2018), *X-Calibur* (Kislat et al. 2017) ou *PHENEX* (Gunji et al. 2008) dont les résultats furent limités mais ô combien précieux pour planifier le lancement de missions de plus grande envergure.

5.3.1 2020 : Le X-ray Polarimeter Satellite

POLIX est un polarimètre à rayons X basé sur la technologie de la diffusion Thomson qui sera monté sur le *X-ray Polarimeter Satellite (XPoSat)*, une petite mission de l'organisation indienne de la recherche spatiale. Le lancement est prévu pour 2020. Le polarimètre est constitué de compteurs proportionnels en tant que détecteurs des rayons X, placés de tous les côtés d'un élément diffusant. Un collimateur limite le champ de vision de l'instrument à 3×3 degrés. Le polarimètre tournera autour de l'axe d'observation pour enregistrer la modulation du signal polarisé. Il fonctionnera dans la bande d'énergie 5 – 30 keV et le seuil de détection de polarisation minimum attendu est de 2 à 3% pour une source de 50 mCrab avec une exposition de 10^6 secondes (Paul et al. 2012, 2016). Le but

de XPoSat est d'étudier les pulsars alimentés par l'accrétion et les trous noirs de masse stellaire accrétant.

5.3.2 2020 : Le GAMMA-400 telescope

Le projet GAMMA-400, dirigé par le Lebedev Physical Institute (Ginzburg et al. 2007), vise à obtenir des données de rayons gamma dans la plage d'énergies allant de 100 MeV à 3 000 GeV et devrait être lancé sur la plate-forme spatiale russe Navigator en 2020. Il est intéressant de noter que sa plage d'énergie chevauche en partie celle du *Fermi/LAT*, jusqu'à 3 TeV, satellite qui devrait toujours être en opération en 2020. Malheureusement, le télescope GAMMA-400 ne sera pas sensible dans les énergies autour du Mev à cause de la technologie du capteur (voir Section 1.3.6). L'objectif principal du télescope GAMMA-400 est de déterminer la nature de la matière noire dans l'Univers en recherchant des rayons gamma ou des paires électron-positron cosmiques qui pourraient être le produit des annihilations de matière noire. Ce télescope pourrait résoudre d'autres problèmes importants en astrophysique, notamment la nature des sur-sauts gamma, la recherche et l'identification de nouvelles sources discrètes de rayons gamma de hautes énergies, ou la mesure de spectres gamma en provenance de rayonnement diffusé ou isotrope d'origine extragalactique. Même si la technologie du GAMMA-400 n'est pas optimisée pour la polarimétrie en tant que telle, les futures données observationnelles devraient avoir une résolution angulaire suffisamment élevée pour pouvoir extraire la fraction de polarisation linéaire des sources de rayons gamma supérieures au seuil de création de paires électron-positron en utilisant la distribution azimutale des moments des particules secondaires dans le détecteur.

5.3.3 2021 : L'Imaging X-ray Polarimetry Explorer

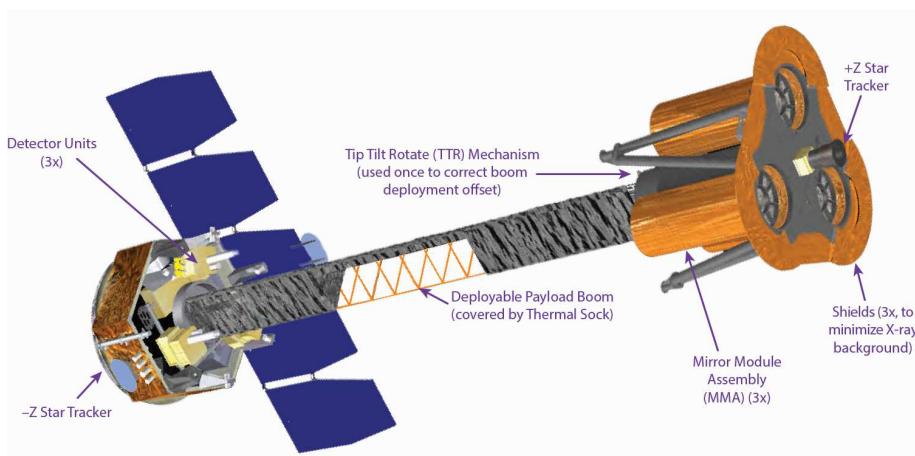


FIGURE 5.4 – Vu schématique du futur satellite pour l'imagerie et la polarimétrie des rayons X : l'*Imaging X-ray Polarimetry Explorer*. Lancement prévu en avril 2021 par la NASA.

Le GPD (la seconde classe de polarimètres X basée sur l'effet photoélectrique,

voir Section 1.3.5) est actuellement le polarimètre embarqué dans la mission *Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE)*, sélectionnée par la NASA dans le cadre des missions Explorer et dont le lancement est prévu en 2021 (Weisskopf et al. 2014, 2016). Le plan focal d'*IXPE*, voir Figure 5.4, comprend trois polarimètres GPD permettant de réaliser simultanément de l'imagerie et de la spectropolarimétrie (résolution énergétique $\Delta E_{FWHM}/E \approx 16\%$ à 5.9 keV) grâce à la possibilité de mesurer le point d'interaction, la charge d'ionisation et la direction d'émission des photoélectrons en angle azimuthal. Celle-ci est obtenue au moyen de l'analyse statistique des impulsions de la distribution de charge d'ionisation de chaque piste projetée sur le plan de lecture du détecteur. Les trois GPD à bord d'*IXPE* seront sensibles aux photons polarisés entre 2 et 10 keV. La surface active sera de $15 \times 15 \text{ cm}^2$ et elle sera subdivisée en 300×352 pixels avec une largeur de $50 \mu\text{m}$. La surface effective totale des trois télescopes sera de 854 cm^2 à 3 keV, la résolution angulaire sera inférieure à 30 secondes d'arc et le champ de vision sera de 12.8×12.8 minutes d'arc. *IXPE* sera le tout premier polarimètre X dans l'espace depuis OSO-8 pouvant faire un recensement systématique de la polarimétrie des rayons X pour une vaste gamme de sources thermiques ou non thermiques, allant des étoiles à neutrons et des trous noirs de masse stellaire aux rémanents de supernova et aux AGNs. Pour les sources les plus brillantes et celles étendues, telles que les jets à grande échelle des nébuleuses de vents de pulsar, des rémanents de supernova et certains AGNs, *IXPE* réalisera pour la première fois de l'Histoire de l'imagerie polarimétrique en rayons X. Par exemple, cette capacité d'imagerie permettra d'obtenir la carte polarimétrique de la nébuleuse de Crabe avec une résolution angulaire inférieure ou égale à 30 arcsecondes. *IXPE* sera LE tout premier observatoire de polarimétrie X de ce millénaire et permettra de faire progresser la science de la physique des hautes énergies de manière significative. Son impact prévisionnel dans le domaine des AGNs est énorme puisque nous allons pouvoir mesurer (ou au moins contraindre) la géométrie, la température et la localisation de la source d'émission X dans les AGNs mais aussi sonder la réflectivité des disques d'accrétion et la validité du modèle unifié des AGNs dans les hautes énergies. J'ai l'honneur d'avoir été sélectionné pour diriger le groupe de travail thématique d'*IXPE* sur les AGNs ainsi que sur le centre galactique et je représente la France dans le panel décisionnel d'*IXPE*. Cette mission sera le tremplin pour une fraction importante de ma carrière future.

5.3.4 2025 : L'enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission

Le GPD est également le détecteur polarimétrique embarqué dans la mission *enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission (eXTP)*, Zhang et al. 2016). Le lancement est planifié avant 2025. Les objectifs principaux d'*eXTP* consistent à étudier l'équation d'état de la matière dans la limite des densités supra-nucléaires, les effets de l'électrodynamique quantique dans les astres hautement magnétisés et l'impact d'un régime de gravité à champ fort sur ces effets. *eXTP* exploitera des observations simultanées en spectroscopie et en signal temporel grâce à un détecteur de dérive en silicium dans la plage d'énergies allant de 0.5 à 30 keV. La polarisation du signal sera enregistrée presque en même temps par le GPD dans une plage d'énergies allant de 2 à 10 keV. *eXTP* est une mission sélectionnée dans le programme des sciences spatiales prioritaires

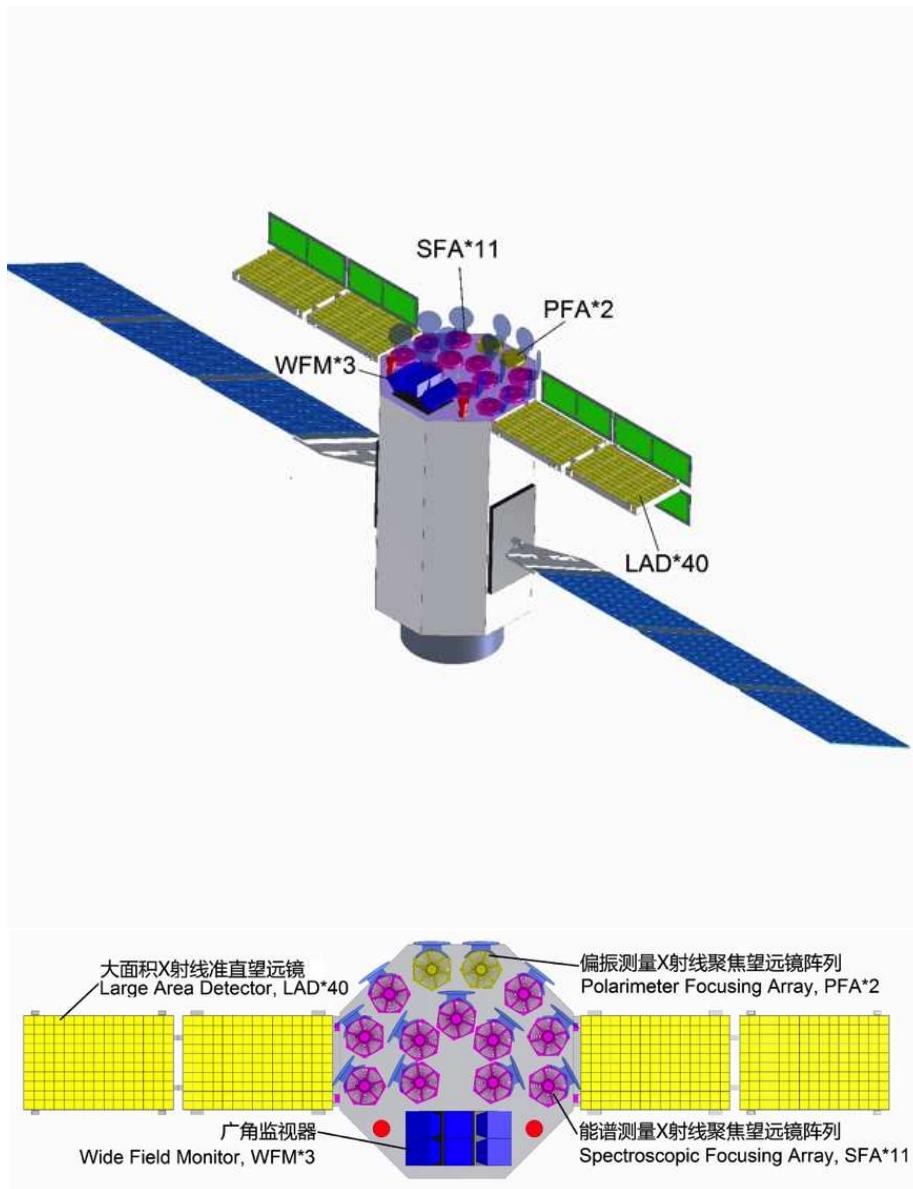


FIGURE 5.5 – Vu schématique du futur satellite pour la spectroscopie, l'imagerie l'analyse temporelle et la polarimétrie des rayons X : l'*enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission*. Lancement prévu en 2025 (Chine).

stratégique de l'Académie chinoise des sciences depuis 2011. Le consortium de la mission comprend des institutions chinoises, européennes (dont Strasbourg fait partie de par ma représentation) et américaines. Dans sa configuration actuelle, voir Figure 5.5, *eXTP* comprendra 4 télescopes pour la polarimétrie X. La surface effective des télescopes sera de 500 cm^2 à 2 keV avec un champ de vision de 12 arcminutes et une résolution angulaire supérieure à 30 arcsecondes. En plus des polarimètres, *eXTP* sera aussi équipé d'un réseau de focalisation

spectroscopique comprenant 9 optiques à rayons X fonctionnant dans la bande d'énergies allant de 0.5 à 10 keV avec un champ de vision de 12 arcminutes et une surface effective totale de 0.8 m² et 0.5 m² à 2 keV et 6 keV respectivement. Les télescopes sont équipés de détecteurs de dérive en silicium offrant une résolution spectrale inférieure à 180 eV. Il y aura un moniteur à large champ composé de 3 unités à champ large à masque codé, équipées de détecteurs de dérive en silicium sensibles à la position du photon arrivant, couvrant au total un champ de vue de 3.7 stéradians et fonctionnant dans la plage d'énergies comprises entre 2 et 50 keV. Enfin, il y aura aussi un ensemble déployable de 640 détecteurs de dérive en silicium, atteignant une surface effective totale de 3.4 m² entre 6 et 10 keV. La plage d'énergies opérationnelle est comprise entre 2 et 30 keV et la résolution spectrale réalisable est meilleure que 250 eV. Il s'agit d'un instrument non imageur dont le champ de vue est limité à moins de 1 degré en largeur à mi-hauteur par l'utilisation de plaques capillaires compactes. En attendant *ATHENA*, *eXTP* sera la prochaine grosse mission spatiale des rayons X dont une partie du segment sol pour la polarisation se fera sous mon égide à Strasbourg.

5.3.5 2025 : L'Interhelioprobe mission

L'expérience PING-M est conçue pour étudier l'activité des rayons X solaires. L'instrumentation de bord de PING-M comprend un polarimètre à rayons X durs (*PING-P*), un spectromètre à rayons X durs (*hard X-ray spectrometer, HXRS*) et un spectromètre à rayons X doux (*soft X-ray spectrometer, SXRS*). *PING-P* aura une plage d'énergies allant de 20 à 150 keV et une surface effective d'environ 2.5 cm². Il utilisera trois détecteurs à scintillation organique comme diffuseurs actifs, qui fonctionneront en coïncidence avec six détecteurs-absorbeurs basés sur le principe d'un scintillateur CsI(Tl). Cette technique permet d'améliorer considérablement la sensibilité du polarimètre (Kotov et al. 2016). L'instrument *HXRS* aura une plage d'énergies allant de 20 à 600 keV et une surface effective d'environ 15 cm². Il sera basé sur le principe d'un scintillateur inorganique rapide (LaBr₃(Ce) ou CeBr₃) avec une résolution énergétique relativement élevée de 3.5 à 4.5% à 662 keV. La plage d'énergies de *SXRS* sera comprise entre 1.5 et 25 keV et son ouverture sera de 0.1 mm de diamètre, ce qui permettra d'enregistrer les éruptions solaires dans une plage allant de la classe C1 à la classe X20 sur l'échelle *GOES*⁵. Cet instrument sera basé sur la technologie des détecteurs à semi-conducteur avec une résolution énergétique supérieure à 200 eV autour d'une raie d'émission à 5.9 keV. L'expérience sera réalisée à bord de la mission interplanétaire russe *Interhelioprobe*, dont le lancement est prévu après 2025 (Kuznetsov et al. 2016).

5. La série de satellites *Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES)* constitue la principale famille de satellites météorologiques circulant en orbite géostationnaire utilisés par le service météorologique national des États-Unis. Les satellites de la troisième génération enregistrent de manière continue les flux ultraviolets, X et gamma du Soleil.

Conclusion et perspectives

Le sujet d'étude des noyaux actifs de galaxies est un macrocosme. Il s'agit probablement de l'une des très rares classes d'objets qui permettent de travailler sur le tout (l'Univers) en ne se focalisant que sur une partie (les AGNs). Alimentés par un moteur central dont la taille n'est pas beaucoup plus grande que celle de notre système solaire, les AGNs organisent, façonnent, détruisent et renouvellent la matière et les champs magnétiques autour d'eux comme aucune autre source cosmique ne pourrait le faire. Zoomer dans ses parties les plus centrales permet de sonder la physique en champs forts : il est possible de tester nos formules de relativité générale mais aussi de pousser nos théories sur l'unification des quatre grandes forces de la Nature jusque dans leurs retranchements (Cho 2018). S'éloigner de l'horizon du trou noir central nous permet de tester nos modèles d'accrétion, de turbulence, de friction et de magnétohydrodynamique afin d'expliquer la présence du flot de matière accrétée mais aussi des éjections (vents, jets) en provenance de cette zone minuscule. Toujours plus loin radialement du puits de gravité, ce sont nos théories sur la photo-ionisation et les mouvements képlériens, le théorème du viriel⁶ ainsi que la problématique des systèmes à N corps (Lynden-Bell 1998) qui peuvent être testés. A la limite externe de la zone d'émission des raies larges des AGNs (la BLR) se trouve la zone où la poussière commence à survivre à l'intense champ de rayonnement du trou noir et de son disque d'accrétion émetteur. A ces distances au centre de l'AGN, qui vont de la fraction du parsec au kilo-parsec, il devient possible d'étudier la chimie et la morphologie de la poussière extragalactique. Les AGNs deviennent alors des laboratoires pour mieux comprendre comment la poussière et le gaz façonnent les galaxies et la formation d'étoiles. Tout autour des AGNs se trouve leur galaxie hôte qui complète l'ensemble et sans qui rien ne serait possible. Cette symbiose entre l'AGN et la galaxie hôte nous permet de sonder comment se sont formées et ont évolué les galaxies depuis l'aube de l'Univers jusqu'à aujourd'hui. Les AGNs servent en effet de chandelles cosmiques pour étudier l'apparition et l'importance des trous noirs supermassifs dans la formation hiérarchique des galaxies. Leurs effets de rétro-action, que ce soit par la dépense d'énergie et de matière dans leur environnement local ou par leur impact sur la réionisation globale de l'Univers, les rendent pertinents à des échelles cosmologiques. De plus, la présence de jets colimés de matière relativiste pointant directement vers nous dans le cas des blazars nous permet aussi de sonder la matière intergalactique sur le passage du flux de photons, nous donnant donc des contraintes de composition en fonction du temps dans différents coins de

6. Le théorème du viriel énonce que l'énergie interne thermique ne représente que la moitié de l'énergie interne gravitationnelle : un bilan énergétique de l'évolution vers un état à l'équilibre hydrostatique implique que la moitié de l'énergie interne est évacuée par radiation.

l'espace. Grâce à cela, nous pouvons tester le principe cosmologique qui affirme que la distribution spatiale de la matière dans l'Univers est homogène et isotrope lorsqu'elle est vue à une échelle suffisamment grande (Newton 1687). Ainsi, comprendre la nature, la formation et le cycle d'activité des AGNs c'est ouvrir une large fenêtre sur la compréhension des rouages les plus internes de notre Univers.

Il existe de nombreuses manières d'étudier les AGNs : photométrie, imagerie, spectroscopie, analyses temporelles, ondes gravitationnelles ... Toutes ces techniques ont apporté leur lot de succès et de révolutions mais aucune d'entre elles n'a eu un impact aussi grand que la polarimétrie lorsqu'il s'agit des AGNs. Avant que les premières mesures de polarisation dans les AGNs ne fussent faites, il existait une zoologie complexe d'objets. Leurs signatures spectrales, leurs variations temporelles et même leurs contours tracés par les images radio et optique présentaient une telle diversité que rien ne semblait pouvoir les unifier. C'est grâce aux mesures de polarisation que l'on comprit finalement que l'orientation des AGNs jouait un rôle prépondérant dans la manière dont on les percevait. Cette même polarimétrie permit de déterminer quel mécanisme physique était la source du rayonnement continu des AGNs (émission thermique pour les AGN radio-faibles, émission synchrotron pour les AGNs radio-forts), aida à localiser avec précision le cœur obscurci des AGNs de type-2, isola les signatures géométriques des vents polaires ionisés, mit à jour la présence du tore poussiéreux circumnucléaire et démontra l'alignement de la polarisation des AGNs avec les très grandes structures. Ainsi, l'étude de la polarisation s'est révélée capitale pour comprendre ces sources célestes. Ce n'est pas tout, bien entendu, car de nombreuses énigmes persistent, et ce à toutes les échelles physiques. La polarimétrie, surtout si elle est couplée aux autres méthodes d'investigation, est à même de contraindre ces interrogations. L'existence réelle d'une structure de type disque d'accrétion, le mécanisme de formation des jets, la structure du champ magnétique à différentes échelles, l'orientation des grains de poussière dans le tore ainsi que l'impact de l'AGN sur la morphologie et le contenu baryonique de sa galaxie hôte sont autant de thématiques de recherche qui peuvent être explorées par la polarimétrie multi-longueurs d'onde. Pour ce faire, il existe une gamme de polarimètres sur Terre comme dans l'espace couvrant les fréquences spectrales allant de la radio au proche ultraviolet. Quoique le nombre de polarimètres infrarouge, optique et ultraviolet soit en légère décroissance avec le temps, le lancement de polarimètres des hautes énergies dans un avenir très proche va permettre de relancer les recherches sous un angle nouveau. Avec l'ouverture de l'astronomie de la polarisation X et gamma, il va devenir possible de sonder les régions les plus internes des AGNs et donc de contraindre nos modèles existants. Couplées avec des campagnes radio et optique, les observations X et gamma de la polarisation des AGNs devraient apporter une grande quantité de découvertes durant la décennie à venir. Cet apport de résultats redonnera sans doute un nouvel élan à la polarimétrie en tant que méthode d'analyse et de compréhension de toutes les sources célestes et pourra alors servir à justifier la présence de polarimètres sur les futurs télescopes optiques de la classe des 30 mètres.

En ce qui me concerne, l'étude du signal polarisé des AGNs a occupé les dix premières années de ma recherche scientifique. Il m'aura fallu faire face

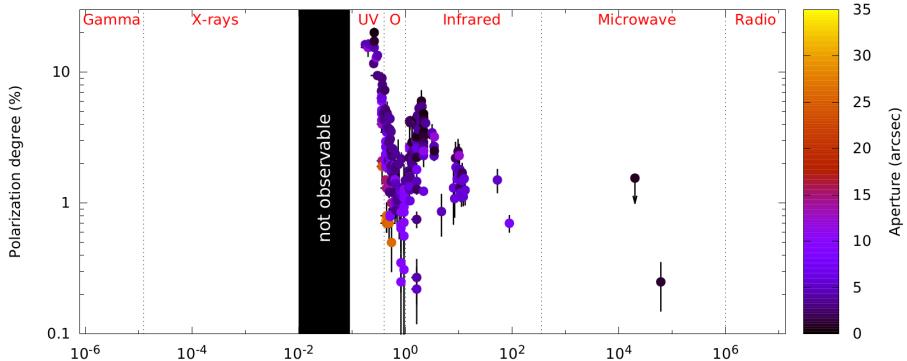


FIGURE 5.6 – Compilation de toutes les mesures polarimétriques jamais publiées pour NGC 1068, de loin l’AGN radio-faible le plus observé en polarisation de tous les temps (Marin 2018a). Les ouvertures des instruments sont codées par couleur (en secondes d’arc) et la zone noire indique la zone spectrale où aucune mesure n’est réalisable en raison de l’absorption de l’hydrogène galactique en deçà de 91.2 nm. Il aura fallu 52 ans pour couvrir seulement 24% (en échelle logarithmique) de l’ensemble du spectre électromagnétique polarisé !

au cruel manque de données en ultraviolet lointain, rayons X et gamma, au faible nombre d’utilisateurs de la polarimétrie dans tous les domaines (galactiques comme extragalactiques), à l’absence de catalogues digitaux ou papiers spécialisés, à l’inexistence d’observations répétées dans le temps ainsi qu’à des phénomènes physiques un peu plus délicats à appréhender qu’en intensité pure. La complexité des systèmes de mesure de la polarisation a souvent été un frein à l’ajout de polarimètres sur les nouveaux télescopes et observatoires, ce qui est tout à fait compréhensible si l’on ajoute en plus l’importante quantité de temps d’observation nécessaire à la mesure du signal polarisé. Malgré tout cela, l’étude de la polarisation des sources compactes restera sans aucun doute l’axe de recherche principal de mes dix prochaines années, voir plus si *LUVOIR* et *POLLUX* sont acceptés. Toutes les difficultés énoncées rendent cette recherche d’autant plus excitante qu’il y a de très nombreuses découvertes à faire, que ce soit en analysant les données non réduites de *Hubble* (voir, e.g., Marin 2018a), en compilant les données éparses et en réalisant des analyses statistiques de ces nouveaux catalogues (voir, e.g., Marin 2014, 2016), ou même en réalisant de nouvelles observations pour compléter les anciens jeux de données et déterminer l’évolution temporelle des AGNs (voir, e.g., Hutsemékers et al. 2019 ; Marin & Hutsemékers, A&A, soumis). Le but final de ce travail sera d’obtenir, d’ici la prochaine décennie, une vue aussi complète que possible de la distribution spectrale en énergies polarisée des AGNs (voir Figure 5.6). Pour ce faire, je compte m’appuyer non seulement sur mon travail passé et mes collaborations établies, mais aussi sur l’aide précieuse de post-doctorants et de thésards. Cette Habilitation à Diriger des Recherches dont le présent manuscrit fait office de démonstration de compétences me permettra donc, au travers de bourses doctorales mais aussi de programmes de financements nationaux (ANR) et internationaux (ERC), de faire progresser un domaine de recherche aurifère.

Table des figures

1.1	Spath d'Islande	4
1.2	Sphère de Poincaré	6
1.3	Le <i>Gas Pixel Detector</i> pour la polarimétrie X	20
1.4	Principe d'un polarimètre Compton	21
2.1	Distribution spectrale en énergie d'un AGN	29
2.2	Images infrarouge et radio du tore de poussière dans NGC 1068	32
2.3	Image VLA du jet dans 3C 175	35
2.4	Illustration générale d'un AGN	38
3.1	Variabilité temporelle de la polarisation dans NGC 1068 et OJ 287	43
3.2	Dilutions de flux dans NGC 1068	45
3.3	Spectre du flux polarisé de Mrk 348	49
3.4	Imagerie de polarisation de NGC 1068	51
3.5	Cartes radio de 4C 16.49	54
3.6	Cartes radio-polarimétriques simulées	55
3.7	Vents polaires creux dans IC 5063	57
3.8	Alignement de la polarisation des AGNs à l'échelle du giga-parsec	58
3.9	Signature des disques d'accrétions en lumière polarisée	60
3.10	Distribution spectrale en énergies polarisée de NGC 4151	62
4.1	Simulation de la polarisation 0.08 – 100 keV d'un disque d'accréition	67
4.2	Polarisation ultraviolette de PG 1522+101	71
4.3	Carte à 89 μm de la polarisation de NGC 1068	75
4.4	Prédictions pour la polarisation X et gamma du jet de 3C 279	78
4.5	Observations de l'AGN changing-look ESO 362-G18	82
4.6	Signatures polarisées des changing-look AGNs	84
4.7	Effets de rétroaction dans NGC 7252	87
5.1	Précurseurs et éclaireurs de <i>SKA</i>	92
5.2	Le <i>SPace Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics</i>	96
5.3	Le <i>Large UV/Optical/Infrared Surveyor</i>	97
5.4	L' <i>Imaging X-ray Polarimetry Explorer</i>	99
5.5	L' <i>enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission</i>	101
5.6	Distribution spectrale en énergies polarisée de NGC 1068	107

Liste des tableaux

4.1 Changing-look Seyferts avec mesures de polarisation	85
---	----

Acronymes

Liste des acronymes :

- **6DF** : Instrument de spectroscopie multi-objets de l'AAO
- **AAO** : Australian Astronomical Optics
- **ACS** : Advanced Camera for Surveys
- **ADS** : Astrophysics Data System
- **AGN** : Noyaux Actifs de Galaxies
- **ALMA** : Atacama Large Millimeter Array
- **ANR** : Agence Nationale de la Recherche
- **APD** : Avalanche Photodiode (photodiodes à avalanche)
- **ASKAP** : Australian Square Kilometre Array Pathfinder
- **BAL** : Broad Absorption Lines (raies larges vues en absorption)
- **BELR** : Broad Emission Line Region (région d'émission des raies larges)
- **BICEP2** : Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization 2
- **BL LAC** : BL Lacertae
- **BLR** : Broad Line Region (région des raies larges)
- **CCD** : Charge Coupled Device (dispositif à transfert de charge)
- **CGRO** : Compton Gamma Ray Observatory
- **CMB** : Cosmic Microwave Background (fond diffus cosmologique)
- **CNES** : Centre National d'Études Spatiales
- **CNRS** : Centre National de la Recherche Scientifique
- **COSTAR** : Corrective Optics Space Telescope Axial Replacement
- **ECLIPS** : Extreme Coronagraph for Living Planetary Systems
- **EFOSC1** : ESO Faint Object Spectrograph and Camera 1
- **ELT** : Extremely Large Telescope (anciennement European Extremely Large Telescope, E-ELT)
- **EMCCD** : Electron Multiplying CCD (capteurs CCD à multiplication d'électrons)
- **EMMI** : ESO Multi-Mode Instrument
- **ERC** : European Research Council
- **ESO** : European Southern Observatory (observatoire européen austral)
- **EXTP** : enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission

- **FOC** : Faint Object Camera
- **FORS2** : FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph 2
- **FOS** : Faint Object Spectrograph
- **GMT** : Giant Magellan Telescope
- **GPD** : Gas Pixel Detector
- **GRAINE** : Gamma-Ray Astro-Imager with Nuclear Emulsion
- **GRAPE** : Gamma-RAY Polarimeter Experiment
- **GRB** : Gamma-Ray Bursts (sursauts de rayons gamma)
- **HARPS** : High Accuracy Radial velocity Planet Searcher
- **HAWC+** : High-resolution Airborne Wideband Camera Plus
- **HDI** : High Definition Imager
- **HDR** : Habilitation à Diriger des Recherches
- **HEAO** : High Energy Astrophysical Observatory
- **HERA** : Hydrogen Epoch of Reionization Array
- **HST** : Hubble Space Telescope
- **HWP** : Half-Wave Plate (lame demi-onde)
- **HXRS** : Hard X-Ray Spectrometer
- **IKAROS** : Interplanetary Kite-craft Accelerated by the Radiation Of the Sun
- **ISCO** : Innermost Stable Circular Orbit (rayon de l'orbite circulaire interne la plus stable)
- **IXPE** : Imaging X-ray Polarimetry Explorer
- **JWST** : James Webb Space Telescope
- **Λ CDM** : Lambda - Cold Dark Matter (modèle cosmologique)
- **LINER** : Low Ionisation Nuclear Emission Region (galaxies à région d'émission nucléaire de faible ionisation)
- **LLAMA** : Large Latin American Millimeter Array
- **LSST** : Large Synoptic Survey Telescope
- **LUMOS** : LUVOIR Ultraviolet Multi Object Spectrograph
- **LUVOIR** : Large UV/Optical/Infrared Surveyor
- **MCP** : Micro-Channel Plate (plaques à micro-canaux)
- **MEERKAT** : Meer Karoo Array Telescope
- **MIDI** : MIDinfrared Interferometric instrument
- **MWA** : Murchison Widefield Array
- **NASA** : National Aeronautics and Space Administration
- **NED** : NASA/IPAC Extragalactic Database
- **NICMOS** : Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer
- **NICSPOL** : Near Infrared Camera and Spectrograph Polarimeter
- **NLR** : Narrow Line Region (région d'émission des raies fines)
- **NLS1** : Narrow Line Seyfert-1s

- **NuSTAR** : Nuclear Spectroscopic Telescope Array
- **OSO-8** : Orbiting Solar Observatory – the Eighth
- **PAH** : Polycyclic Aromatic Hydrocarbon (hydrocarbure aromatique polycyclique)
- **PHENEX** : Polarimetry for High ENErgy X-rays
- **PMT** : Photo Multiplicator Tube (tube photomultiplicateur)
- **PoGO+** : Polarized Gamma-ray Observer plus
- **PoGOLITE** : Polarized Gamma-ray Observer léger
- **QRT** : Qitai Radio Telescope
- **QUASAR** : Quasi-stellar radio-astronomical source (source radio-astronomique quasi-stellaire)
- **QWP** : Quarter-Wave Plate (lame quart d'onde)
- **RHESSI** : Reuven Ramaty High Energy Spectroscopic Imager
- **SKA** : Square Kilometre Array
- **SOFIA** : Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy
- **SPHERE** : Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch
- **SPICA** : SPace Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics
- **SXR** : Stellar X-ray Polarimeter
- **SXRS** : Soft X-Ray Spectrometer
- **TDE** : Tidal Disruption Event (événement de rupture par effet de marée)
- **TIGRE** : Tracking and Imaging Gamma Ray Experiment
- **TMT** : Thirty Meter Telescope
- **ULIRG** : Ultra Luminous Infrared Galaxy (galaxie infrarouge ultra-lumineuse)
- **UVIT** : Ultra-Violet Imaging Telescope
- **VLA** : Very Large Array
- **VLBI** : Very Long Baseline Interferometry (interférométrie à très longue base)
- **VLT** : Very Large Telescope
- **WFPC** : Wide Field and Planetary Cameras
- **WUPPE** : Wisconsin Ultraviolet Photopolarimeter Experiment
- **XPoSAT** : X-ray Polarimeter Satellite
- **ZIMPOL** : Zurich IMaging POLarimeter

Curriculum vitæ

Observatoire astronomique de Strasbourg
UMR 7550, F-67000 Strasbourg, France

Né le : 10 janvier 1987 (Annecy, France)
Marié, un enfant
Nationalité : Français

Tel. (bureau) : 03 68 85 24 59
Tel. (personnel) : 06 34 38 88 48
E-mail : frederic.marin@astro.unistra.fr

Expérience scientifique

- Sept. 2019 – aujourd’hui :** Chargé de recherche CNRS (membre permanent) à l’Observatoire astronomique de Strasbourg, France. ;
- 2018 – Sept. 2019 :** Post-doctorat CNES à l’Observatoire astronomique de Strasbourg, France. Objectifs : préparation des futures missions ATHENA, LUVOIR et IXPE ;
- 2016 – 2018** Post-doctorat Européen FP-7 à l’Observatoire astronomique de Strasbourg, France. Objectifs : modélisation de la polarisation X autour des trous noirs ;
- 2014 – 2016 :** Fellowship à l’Institut d’astronomie à l’Académie des Sciences de République Tchèque. Objectifs : exploration multi-longueurs d’onde du Centre Galactique ;
- Oct. – Dec. 2013 :** Chercheur invité à l’Institut d’astronomie d’Ondřejov, professeur assistant à l’Université de Silésie (République Tchèque).

Parcours scolaire

- 2010 – 2013 :** Thèse de doctorat “The complex morphology of radio-quiet, thermal AGN : radiative transfer and polarization”, dirigée par Goosmann, R. W. et Porquet, D., défendue le 20 septembre 2013 à l’Observatoire astronomique de Strasbourg, France. ;
- 2008 – 2010 :** Master en Cosmos, Champs et Particules à l’Université de Montpellier, France ;
- 2007 – 2008 :** Licence de physique au Dublin Institute of Technology, Irlande ;
- 2005 – 2007 :** Diplôme universitaire de technologie à l’Université d’Annecy-le-Vieux, France ;
- 2005 :** Baccalauréat scientifique, option Sciences de l’Ingénieur, Lycée Louis Lachenal, Pringy, France.

Faits saillants de ma recherche

Leader français de la polarisation des rayons X : grâce à une expertise indépendante développée durant mes six années de post-doctorat, je suis devenu l'expert français de cette technique de pointe. Je suis le représentant français pour la mission IXPE de la NASA, le contact français pour le segment sol de polarimétrie X de la mission Chinoise/ESA/Italie eXTP et le responsable du projet de nano-satellite PIXIE (CNES) ;

Leader du projet STOKES : je suis le responsable du développement et de la mise en pratique du code numérique Monte-Carlo STOKES pour la simulation et l'analyse des données de polarimétrie multi-longueurs d'onde autour des trous noirs. Il s'agit de l'unique code au monde capable de simuler à la fois la polarisation, les aspects temporels, l'imagerie et la spectroscopie pour les noyaux actifs de galaxies (AGN) ;

Expert international de la polarimétrie des AGNs : en créant la toute première cartographie de polarisation prédictive pour le centre de la Voie Lactée, en établissant la toute première distribution spectrale en énergies panchromatique des AGNs en flux polarisé et en prenant la tête de groupes de travail pour de nombreux projets internationaux, j'ai acquis une forte reconnaissance internationale dans le domaine ;

Auteur de livres, éditions spéciales et revues sur le sujet : la masse de connaissances que j'ai acquises m'a permis de participer à la rédaction d'un livre sur la polarisation en astrophysique mais aussi de diriger des revues internationales sur le sujet ainsi que de monter la toute première conférence française du domaine (en 2017 à Strasbourg).

Prix et nominations

Prix EuroScience Jeunes Chercheurs (12 juillet 2018) : nomination par EuroScience des 5 jeunes chercheurs européens les plus talentueux qui ont contribué de manière significative à leur domaine scientifique et dont la carrière doit être activement suivie.

Prix Jana Frič (20 janvier 2015) : décerné annuellement par l'Institut d'astronomie de la République Tchèque depuis 2009, le prix Jana Frič est destiné aux jeunes chercheurs (jusqu'à 35 ans) pour des résultats qui contribuent au prestige international de l'Institut.

Publications

Nombre total de publications : 62 (41 en 1^{er} auteur)

Nombre de publications de rang A : 38 (25 en 1^{er} auteur)

Nombre total de citations : 491

H-index : 11

Conférences et séminaires

En tant qu'organisateur principal (1) :

- Alsatian Workshop on X-ray Polarimetry, Strasbourg, France (2017)

En tant qu'invité (11) :

- IXPE conference, Rome, Italy (2018)
- EuroScience Open Forum, Toulouse, France (2018)
- 4th Sesto workshop, Sesto, Italy (2017)
- XIPE conference, Valencia, Spain (2016)
- TORUS-2015 conference, Winchester, United Kingdom (2015)
- Future of Polarimetry, Brussels, Belgium (2015)
- Frascati Workshop, Palermo, Italy (2015)
- 3^{rf} Sesto workshop, Sesto, Italy (2015)
- Olomouc Synergy conference, Olomouc, Czech Republic (2014)
- 2nd Sesto workshop, Sesto, Italy (2013)
- Prague Synergy conference, Prague, Czech Republic (2013)

En tant que conférencier (34), posters (7), observateur (12)

Liste complète disponible sur <http://astro.u-strasbg.fr/~marin/>

Enseignement

Total : ~ 50 heures (CM) + 128 heures (TD) + 65h (cours particuliers) ; Qualifié pour la position de Maître de Conférence par le CNU (Section 34) en 2014 et 2019.

2014 : Enseignement d'astrophysique et de physique du rayonnement en Master 2 et Thèse (32h CM), Faculté de mathématiques et de physique, Prague, République Tchèque ;

2013 : Enseignement d'astrophysique en Licence 3 et Master 1 (18h CM), Université de Silésie, Opava, République Tchèque ;

2011 – 2012 : Enseignement en physique et astrophysique en Licence durant ma seconde mission complémentaire doctorale (64h équivalent TD), Université de Strasbourg ;

2010 – 2011 : Enseignement en physique et chimie en Licence durant ma première mission complémentaire doctorale (64h équivalent TD), Université de Strasbourg ;

2008 – 2010 : Professeur pour cours particuliers au lycée et en licence, physique, chimie et mathématique (~ 40h) ;

2007 – 2008 : Professeur pour cours particuliers au lycée, physique et électronique (~ 25h).

Encadrement de thèses et de stages

Thèses :

Andrea Patricia Rojas Lobos (2015 – 2018), co-encadrement de thèse. Directeurs : Jean-Marie Hameury et René Goosmann. Titre de la thèse : Modélisation des corrélations temporelles dans les bandes optiques et ultraviolettes dans les Noyaux Actifs de Galaxies. Soutenue en décembre 2018 ;

Djordje Savić (2016 – 2019), co-encadrement de thèse. Directeurs : Jean-Marie Hameury et René Goosmann. Titre de la thèse : Measuring black hole masses in active galactic nuclei using the polarization of broad emission lines. Cotutelle avec la Serbie. Soutenue en décembre 2019 ;

Stages (master, licence) :

Thibault Barnouin (juin – juillet 2019), encadrement du stage de master 1. Titre du stage : Étude de l'émission synchrotron polarisée dans les AGN. Rédaction d'un rapport et oral réalisés en septembre 2019 ;
 Justine Le Cam (juin – juillet 2018), encadrement du stage de master 1. Titre du stage : Étude de la polarisation multi-longueurs d'onde dans les galaxies Seyfert-1. Rédaction d'un rapport et oral réalisés en septembre 2018 ;
 Héloise Roblin (juin – juillet 2017), encadrement du stage de licence 3. Titre du stage : Émission synchrotron dans les jets d'AGN. Rédaction d'un rapport réalisé en juillet 2017.

Stages (lycée) :

Mathieu Myriam, Tom Camarena, Bastien Chevalier, Hugo Muller (TPE, 2017), encadrement scientifique. Titre du TPE : Peut-on rendre Mars habitable ? Rédaction d'un rapport et oral réalisés en mai 2017.

Collaborations internationales pour le lancement de satellites

2018 – en cours : Appel à projets de nano-satellites CNES, “Polarimétrie X des sources galactiques les plus lumineuses (PIXIE)” ; Je suis l'investigateur principal (P.I.) de la mission (Co-investigateurs : Petrucci, P.-O. & Malzac, J.) ;

2018 – en cours : Decadal Survey Mission Concept, “Large UV/Optical/Infrared Surveyor (LUVOIR)”, Équipe scientifique et leader du groupe de travail “Quasar and massive outflows” pour le spectropolarimètre ultraviolet à très haute résolution POLLUX ;

2016 – en cours : enhanced X-ray Timing and Polarimetry mission (eXTP), membre du panel thématique “Strong Field Gravity” et leader segment sol polarimétrique à Strasbourg, P.I. : Zhang, S-N. ;

2014 – en cours : Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE), équipe fondatrice d'IXPE, équipe de conseil scientifique et leader du groupe de travail “Radio-quiet AGN and Sgr A*”, P.I. : Weisskopf, M. ;

2014 – en cours : Athena (ESA), membre du panel thématique “The close environments of SMBH”, P.I. : Nandra, K. ;

2011 – 2017 : X-ray Imaging Polarimetry Explorer (XIPE), Équipe de conseil scientifique et leader du groupe de travail sur le Centre Galactique, P.I. : Soffitta, P.

Demandes de temps d'observation

Toutes les demandes suivantes ont été acceptées.

- 2019** : “The true Seyfert-2 problem : a high-resolution spectropolarimetric observation of NGC 3147” – BTA-6/SCORPIO – 3 heures – PI : Marin, F. ; Co-Is : Popović, L. ; Afanasiev, V. ; and Savić, D. ;
- 2019** : “GSN 069 : a unique opportunity to study the evolution of either the broad line region or a long-lived tidal disruption event in AGN” – VLT/FORS2 – 0.7 nuits – PI : Agís-Gonzalez, B. ; Co-Is : Hutsemékers, D. ; Marin, F. ; Ramos-Almeida, C. ; Sluse, D. ; Miniutti, G. ; and Acosta Pulido, J. A. ;
- 2016** : “Flushing out the nuclear torus of NGC 1068 with the exoplanet hunter” – VLT/SPHERE - 2.5 nuits - PI : Grosset, L. ; Co-Is : Gratadour, D. ; Rouan, D. ; Clénet, Y. ; Boccaletti, A. ; Marin, F. ; Goosmann R. W. ; and Rojas Lobos, A. ;
- 2012** : “Using spectropolarimetric variability to probe the energy generation and inner structure of an AGN” – VLT/FORS2 - 10 heures – PI : Gaskell, C. M. ; Co-Is : Antonucci R. R. J. ; Goosmann R. W. ; Marin F. and Motta V. ;
- 2011** : “Spectropolarimetry of extreme AGN line profiles : binary black holes, recoiling black holes, or off-axis variability ?” – VLT/FORS2 – 7.3 heures – PI : Gaskell, C. M. ; Co-Is : Antonucci R. R. J. ; Goosmann R. W. ; Marin F. and Motta V. .

Demandes de financements internationaux

- 2018** : ERC Starting Grant “A panchromatic exploration of active galactic nuclei polarization (APOLLO)”, demande non acceptée, P.I. : Marin, F. ;
- 2017** : Subvention pour l’organisation de colloques ayant mené à l’“Alsatian Workshop on X-ray Polarimetry”, <http://awoxpol.u-strasbg.fr>, terminé, P.I. : Marin, F. ;
- 2014** : Subvention pour une mission scientifique à court terme (COST Action) “Investigating clumpy AGN models with UV/optical polarimetry”, terminé, P.I. : Marin, F. ;
- 2014** : LD - COST Space cz 12010, “X-ray polarization from accretion discs”, expert de la polarimétrie X et représentant du P.I. pour les conférences, terminé, P.I. : Dovčiak, M. ;
- 2013** : Projet Européen FP-7 STRONGGRAVITY, “Probing strong gravity by black holes across the range of masses”, leader du groupe de Strasbourg, terminé, P.I. : Dovčiak, M. ;
- 2012** : ANR POLIOPTIX, “Multi-wavelength radiative transfer spectropolarimetric modeling of AGNs and related objects”, co-proposeur du projet, terminé, P.I. : Goosmann, R. W. ;
- 2011** : COST Action MP1104, “Polarization as a tool to study the Solar System and beyond”, expert pour le domaine des AGNs, simple participant du projet, terminé, P.I. : Lamy, H.

Services communautaires

Évaluateur pour :

- MNRAS, A&A, ApJ, ApJL, PoS, Galaxies, A&SS (journaux scientifiques) ;
- l'Agence Spatiale Italienne (ASI), l'Institut national de physique nucléaire d'Italie (INFN), l'Institut national d'astrophysique d'Italie (INAF) et le Centre national des sciences de Pologne (NCN).

Membre de :

- IAU (International Astronomical Union), divisions D and J ;
- SF2A (Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique) ;
- PNHE (Programme National Hautes Energies) ;
- PNCG (Programme National de Cosmologie et Galaxies) ;
- Euroscience.

A l'observatoire astronomique de Strasbourg :

- Organisateur permanent de la Nuit des Étoiles (avec le Planétarium de Strasbourg et le Jardin des Sciences de l'Université) ;
- Membre permanent de la Cellule de Communication de l'Observatoire.
- Organisateur du séminaire hebdomadaire ASTRO-LUNCH (jusqu'en mars 2019) ;
- Organisateur du Journal Club Hautes Énergies (jusqu'en décembre 2017) ;

Médiation scientifique :

Total d'environ 300 heures (contact : Milène Wendling, directrice du Planétarium de Strasbourg, milene.wendling@unistra.fr). Ceci inclut plus d'une trentaine de conférences devant des enfants et des adultes organisées en partie par le Jardin des Sciences de Strasbourg. Nombreuses prestations aux Portes Ouvertes, Festivals Scientifiques et podcasts vidéos (e.g., ARTE, "Science on tourne", "C.génial").

Liste de publications

En bref :

Nombre total de publications : 62 (41 en 1^{er} auteur)
Nombre de publications de rang A : 38 (25 en 1^{er} auteur)
Nombre total de citations : 491
H-index : 11

.1 Articles dans des revues à comité de lecture

38. *PHEMTO : Polarimetric High Energy Modular Telescope Observatory*
Laurent, P. ; 30 collaborators including **Marin, F.** ; 2019, White Paper submitted for High Energy Astrophysics to the Voyage 2050 ESA Call
37. *The role of Active Galactic Nuclei in galaxy evolution : insights from space ultraviolet spectropolarimetry*
Marin, F. ; Charlot, S. ; Agís González, B. ; Sluse, D. ; Hutsemékers, D. ; Labiano, A. ; Grosset, L. ; Neiner, C. ; and Bouret, J.-C. ; 2019, Astro2020 : Decadal Survey on Astronomy and Astrophysics, science white papers, no. 160 ; Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 51, Issue 3, id. 160
36. *Polarization of changing-look quasars*
Hutsemékers, D. ; Agís González, B. ; **Marin, F.** ; Sluse, D. ; Ramos Almeida, C. ; and Acosta Pulido, J. -A. ; 2019, A&A, 625, 54
35. *Predicting the broad-lines polarization emitted by supermassive binary black holes*
Savić, D. ; **Marin, F.** ; and Popović, L. C. ; 2019, A&A, 623, 56
34. *Accretion in Strong Field Gravity with eXTP*
De Rosa, A. ; 50+ collaborators including **Marin, F.** ; 2019, Sci. China-Phys. Mech. Astron. 62, 029504
33. *A deep X-ray view of the bare AGN Ark 120. VI. Geometry of the hot corona from spectroscopic and polarization signatures*
Marinucci, A. ; Porquet, D. ; Tamborra, F. ; Bianchi, S. ; Braito, V. ; Lobban, A. ; **Marin, F.** ; Matt, G. ; Middei, R. ; Nardini, E. ; Reeves, J. N. ; and Tortosa, A. ; 2019, A&A, 623, 56
32. *A deep X-ray view of the bare AGN Ark 120. V. Spin determination from disc-Comptonisation efficiency method*
Porquet, D. ; Done, C. ; Reeves, J. N. ; Grossi, N. ; Marinucci, A. ; Matt, G. ; Lobban, A. ; Nardini, E. ; Braito, V. ; **Marin, F.** ; Kubota, A. ; Ricci, C. ; Koss, M. ; Stern, D. ; Ballantyne, D. ; Farrah, D. ; 2019, A&A, 623, 11

31. *Numerical constraints on the size of generation ships from total energy expenditure on board, annual food production and space farming techniques*
Marin, F. ; Beluffi, C. ; Taylor, R. ; and Grau, L. ; 2018, JBIS, 71, 382
30. *Spectral and polarimetric signatures of X-ray eclipses in AGNs*
Kammoun, E. S. ; **Marin, F.** ; Dovciak, M. ; Nardini, E. ; Risaliti, G. ; and Sanfrutos, M. ; 2018, MNRAS, 480, 3243
29. *A complete disclosure of the hidden type-1 AGN in NGC 1068 thanks to 52 yr of broad-band polarimetric observation*
Marin, F. ; 2018, MNRAS, 479, 3142
28. *Modeling optical and UV polarization of AGNs. V. Dilution by interstellar polarization and the host galaxy*
Marin, F. ; 2018, A&A, 615, 171
27. *Thick turbulent gas disks with magnetocentrifugal winds in active galactic nuclei. Model infrared emission and optical polarization*
Vollmer, B. ; Schartmann, M. ; Burtscher, L. ; **Marin, F.** ; Hönig, S. ; Davies, R. ; and Goosmann, R. ; 2018, A&A, 615, 164
26. *Contribution of parsec-scale material on to the polarized X-ray spectrum of type 1 Seyfert galaxies*
Marin, F. ; Dovciak, M. ; and Kammoun, E. S. ; 2018, MNRAS, 478, 950
25. *Computing the minimal crew for a multi-generational space travel towards Proxima Centauri b*
Marin, F. ; and Beluffi, C. ; 2018, JBIS, 71, 45
24. *AGN black hole mass estimates using polarization in broad emission lines*
Savić, D. ; Goosmann, R. ; Popović, L. C. ; **Marin, F.** ; and Afanasiev, V. L. ; 2018, A&A, 614, 120
23. *A near-infrared, optical, and ultraviolet polarimetric and timing investigation of complex equatorial dusty structures*
Marin, F. ; Rojas Lobos, P. A. ; Hameury, J. M. ; and Goosmann, R. W. ; 2018, A&A, 613, 30
22. *Predicting the X-ray polarization of type-2 Seyfert galaxies*
Marin, F. ; Dovciak, M. ; Muleri, F. ; Kislat, F. F. ; and Krawczynski, H. S. ; 2018, MNRAS, 473, 1286
21. *Modeling optical and UV polarization of AGNs IV : Polarization timing*
Rojas Lobos, P. A. ; Goosmann, R. W. ; **Marin, F.** ; and Savic, D. ; 2018, A&A, 611, 39
20. *Exploring the inner parsecs of Active Galactic Nuclei using near-infrared high resolution polarimetric simulations*
Grosset, L ; Rouan, D. ; Gratadour, D. ; Pelat, D. ; Orkisz, J. ; **Marin, F.** ; Goosmann, R. W. ; 2018, A&A, 612, 69
19. *Unveiling the physics behind the spectral variations of "changing-look" quasars with optical polarimetry*
Marin, F. ; 2017, A&A, 607, 40
18. *Polarized radiative transfer modeling of warped and clumpy dusty tori*
Marin, F. ; and Schartmann, M. ; 2017, A&A, 607, 37
17. *HERITAGE : A Monte Carlo code to evaluate the viability of interstellar travels using a multi-generational crew*
Marin, F. ; ; 2017, JBIS, 70, 184

16. *Computation of the Transmitted and Polarized Scattered Fluxes by the Exoplanet HD 189733b in X-Rays*
Marin, F.; and Grosso, N.; 2017, ApJ, 835, 283
15. *A Robust Derivation of the Tight Relationship of Radio Core Dominance to Inclination Angle in High Redshift 3CRR Sources*
Marin, F.; and Antonucci, R.; 2016, ApJ, 830, 82
14. *Are there reliable methods to estimate the nuclear orientation of Seyfert galaxies?*
Marin, F.; 2016, MNRAS, 460, 3679
13. *X-ray polarimetric signatures induced by spectral variability in the framework of the receding torus model*
Marin, F.; Goosmann, R. W.; and Petrucci, P.-O.; 2016, A&A, 591, 23
12. *Modeling optical and UV polarization of AGNs III : From uniform-density to clumpy regions*
Marin, F.; Goosmann, R. W.; and Gaskell, C. M.; 2015, A&A, 577, A66
11. *Reflection nebulae in the Galactic Center : the case for soft X-ray imaging polarimetry*
Marin, F.; Muleri, F.; Soffitta, P.; Karas, V.; and Kunneriath, D.; 2015, A&A, 576A, 19
10. *X-ray polarization fluctuations induced by cloud eclipses in active galactic nuclei*
Marin, F.; and M. Dovciak; 2015, A&A, 2015, 573, A60
9. *Prospects of 3D mapping of the Galactic Center clouds with X-ray polarimetry*
Marin, F.; V. Karas; D. Kunneriath; and F. Muleri; 2014, MNRAS, 441, 3170
8. *A compendium of AGN inclinations with corresponding UV/optical continuum polarization measurements*
Marin, F.; 2014, MNRAS, 441, 551
7. *Probing the origin of the iron Kalpha line around stellar and supermassive black holes using X-ray polarimetry*
Marin, F.; and Tamborra, F.; 2014, Advance in Space Research, 54, 1458
6. *Off-axis irradiation and the polarization of broad emission lines in active galactic nuclei*
Goosmann, R. W.; Gaskell, C. M.; and **Marin, F.**; 2014, Advance in Space Research, 54, 1341
5. *A structure for quasars under the scope of polarisation I. The polarisation dichotomy of type-1 and type-2 AGN*
Marin, F.; and Goosmann, R. W.; 2013, MNRAS, 436, 2522
4. *Modelling the X-ray polarimetric signatures of complex geometry : the case study of the "changing look" active galactic nucleus NGC 1365*
Marin, F.; Porquet, D.; Goosmann, R. W.; Dovciak, M.; Muleri, F.; Grosso, N.; and Karas, V.; 2013, MNRAS, 436, 1615
3. *XIPE : the X-ray Imaging Polarimetry Explorer*
Soffitta, P.; 80+ collaborators including **Marin, F.**; 2013, Experimental Astronomy, 32

2. *Modeling optical and UV polarization of AGNs II : Polarization imaging and complex reprocessing*
Marin, F. ; Goosmann, R. W. ; Gaskell, C. M. ; Porquet, D. ; and Dovciak, M. ; 2012, A&A, 548, A121
1. *X-ray polarimetry as a new tool to discriminate reflection from absorption scenarios – Predictions for MCG-6-30-15*
Marin, F. ; Goosmann, R. W. ; Dovciak, M. ; Muleri, F. ; Porquet, D. ; Grossi, N. ; Karas, V. ; and Matt, G. ; 2012, MNRAS, 426, L101

.2 Actes de conférences avec comité de lecture

3. *The science case for POLLUX : a high-resolution UV spectropolarimeter onboard LUVOIR*
Bouret, J.-C. ; Neiner, C. ; Gómez de Castro, A. I. ; Evans, C. ; Gaensicke, B. ; Shore, S. ; Fossati, L. ; Gry, C. ; Charlot, S. ; **Marin, F.** ; Noterdaeme, P. ; Chaufray, J.-Y. ; 2018, SPIE, 10699, 3
2. *The growing interest for astronomical X-ray polarimetry*
Marin, F. ; 2018, Galaxies, 6, 38
1. *X-ray Polarimetry - a Tool for the Galactic center diagnosis*
Marin, F. ; 2015, Proceedings of Science, 29

.3 Proceedings

17. *Changing-look Seyfert galaxies with optical linear polarization measurements*
Marin, F. ; Hutsemékers, D. ; and Agís González, B. ; SF2A-2019 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : P. Di Matteo, F. Billebaud, F. Herpin, N. Lagarde, J.-B. Marquette, A. Robin, O. Venot, in print
16. *Probing the structure and evolution of active galactic nuclei with the ultraviolet polarimeter POLLUX aboard LUVOIR*
Marin, F. ; Charlot, S. ; Hutsemékers, D. ; Agís González, B. ; Sluse, D. ; Labiano, A. ; Grosset, L. ; Neiner, C. ; and Bouret, J.-C. ; SF2A-2018 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : P. Di Matteo, F. Billebaud, F. Herpin, N. Lagarde, J.-B. Marquette, A. Robin, O. Venot, pp.71-75
15. *Multi-scale three-dimensional visualization of emission, scattering and absorption in active galactic nuclei using Virtual Observatories tools*
Marin, F. ; Desroziers, J. ; and Schaaff, A. ; SF2A-2018 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : P. Di Matteo, F. Billebaud, F. Herpin, N. Lagarde, J.-B. Marquette, A. Robin, O. Venot, pp.239-242
14. *Active galactic nuclei in the era of the Imaging X-ray Polarimetry Explorer*
Marin, F. ; and Weisskopf, M. C. ; SF2A-2017 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, held 4-7 July, 2017 in Paris. Eds. : C. Reylé, P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagadec, A. Lançon, Z. Meliani and F. Royer, pp.173-177

13. *WebPlotDigitizer, a polyvalent and free software to extract spectra from old astronomical publications : application to ultraviolet spectropolarimetry*
Marin, F.; Rohatgi, A.; Charlot, S.; SF2A-2017 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, held 4-7 July, 2017 in Paris. Eds. : C. Reylé, P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagadec, A. Lançon, Z. Meliani and F. Royer, pp.113-117
12. *The Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE) : An Overview*
Weisskopf, M.; 35+ collaborators including **Marin, F.**; 2017, Space Research Today, in-print
11. *Understanding active galactic nuclei using near-infrared high angular resolution polarimetry I : MontAGN - STOKES comparison*
Grosset, L.; **Marin, F.**; Gratadour, D.; Goosmann, R.; Rouan, D.; Clénet, Y.; Pelat, D.; and Rojas Lobos, P. A.; SF2A-2016 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : C. Reylé, J. Richard, L. Cambrésy, M. Deleuil, E. Pécontal, L. Tresse and I. Vauglin, held 14-17 June, 2016 at the Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, pp.57-60
10. *Understanding Active Galactic Nuclei using near-infrared high angular resolution polarimetry II : Preliminary results*
Marin, F.; Grosset, L.; Goosmann, R. W.; Gratadour, D.; Rouan, D.; Clénet, Y.; Pelat, D.; and Rojas Lobos, P. A.; SF2A-2016 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : C. Reylé, J. Richard, L. Cambrésy, M. Deleuil, E. Pécontal, L. Tresse and I. Vauglin, held 14-17 June, 2016 at the Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, pp.103-106
9. *Modeling the reverberation of optical polarization in AGN*
Rojas Lobos, P. A.; Goosmann, R. W.; and **Marin, F.**; SF2A-2016 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : C. Reylé, J. Richard, L. Cambrésy, M. Deleuil, E. Pécontal, L. Tresse and I. Vauglin, held 14-17 June, 2016 at the Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, pp.89-92
8. *The optical polarization signatures of fragmented equatorial dusty structures in Active Galactic Nuclei*
Marin, F.; and Stalevski, M.; SF2A-2015 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : F. Martins, S. Boissier, V. Buat, L. Cambrésy, P. Petit, pp.167-170
7. *2004 - 2014 : Ten years of radiative transfer with STOKES*
Marin, F.; and Goosmann, R. W.; SF2A-2014 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : J. Ballet, F. Martins, F. Bournaud, R. Monier, C. Reylé, pp.103-108
6. *Probing the Galactic center with X-ray polarimetry*
Marin, F.; Karas V.; Kunneriath D.; Muleri F.; and Soffitta P.; SF2A-2014 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds. : J. Ballet, F. Martins, F. Bournaud, R. Monier, C. Reylé, pp.109-112
5. *Dust in the wind II : Polarization imaging from disk-born outflows*
Marin, F.; and Goosmann, R. W.; SF2A-2013 : Proceedings of the An-

- nual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Eds. : L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, and A. Palacios, pp.479-482
4. *Dust in the wind I : Spectropolarimetric signatures from disk-born outflows*
Marin, F.; and Goosmann, R. W.; SF2A-2013 : Proceedings of the An-nual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Eds. : L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, and A. Palacios, pp.475-478
 3. *UV and optical polarization modeling of thermal active galactic nuclei : impact of the narrow line region*
Marin, F.; and Goosmann, R. W.; SF2A-2012 : Proceedings of the An-nual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed.S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud and H. Wozniak, pp.587-590
 2. *Modeling the optical/UV polarization while flying around the tilted out-flows of NGC 1068*
Marin, F.; Goosmann, R. W.; and Dovciak, M.; Journal of Physics : Conference Series, Volume 372, Issue 1, pp. 012065 (2012)
 1. *Modeling the polarization of radio-quiet AGN : from the optical to the X-ray band*
Marin, F.; and Goosmann, R. W.; SF2A-2011 : Proceedings of the An-nual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics Eds. : G. Alecian, K. Belkacem, R. Samadi and D. Valls-Gabaud, pp.597-600

.4 Livres

2. *Astronomical Polarisation from the Infra-Red to Gamma Rays*
14 authors including **Marin, F.**; 2019, Springer, Editors-in-chief : Mi-gnani, R. ; Shearer, A. ; Slowikowska, A. ; and Zane, S. ; in-print
1. *The Bright Future of Astronomical X-ray Polarimetry*
17 authors ; 2018, Galaxies, Editor-in-chief : **Marin, F.** ; ISSN 2075-4434

Dix articles représentatifs de la recherche accomplie

Il est coutume d'agrafer à son manuscrit HDR tous les articles publiés au cours de sa recherche. Toutefois, si je me conformais à cette habitude, je devrais ajouter 62 articles à ce manuscrit qui fait déjà plus de cent soixante-dix pages (sans les articles). Après compilation de tous mes ouvrages, cela reviendrait à ajouter environ six cents trente pages de plus. Dans un souci de concision, d'allègement du poids numérique et physique de ce document, et d'économie si jamais il devait être imprimé, j'ai donc préféré sélectionner dix articles qui sont parmi les plus représentatifs de ma recherche passée.

Ci-après vont donc être successivement insérés par ordre anti-chronologique dix de mes articles en tant que premier auteur dans des journaux de rang A. Afin de visualiser le reste de ma bibliographie, en plus de ce qui a été listé dans la Section 5.3.5, j'ajoute ici des graphiques représentatifs de mon évolution de carrière. Ces métadonnées ont été extraites du site *NASA ADS*.

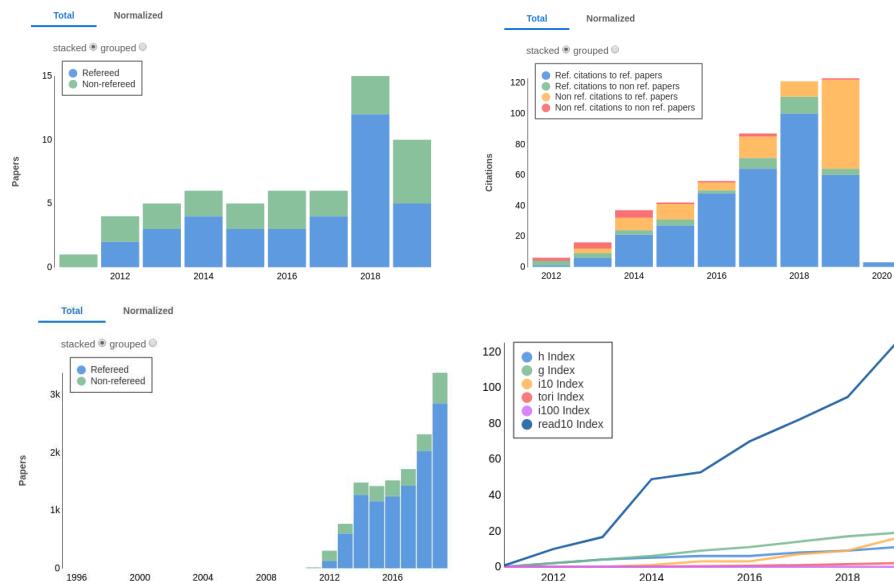


FIGURE 7 – Métadonnées regroupant l'évolution de ma carrière scientifique. En haut à gauche se trouve l'histogramme du nombre de papiers que j'ai publiés (avec et sans évaluation par les pairs). En haut à droite est indiqué le nombre total de citations selon divers paramètres. En bas à gauche se trouve l'histogramme du nombre de lectures de mes articles. Enfin, en bas à droite, est montrée l'évolution des différents indices ayant pour but de quantifier ma productivité scientifique et mon impact en fonction du niveau de citation de mes publications.

Astro2020 Science White Paper

The role of Active Galactic Nuclei in galaxy evolution: insights from space ultraviolet spectropolarimetry

- Thematic Areas:**
- | | |
|--|--|
| <input type="checkbox"/> Planetary Systems | <input type="checkbox"/> Star and Planet Formation |
| <input checked="" type="checkbox"/> Formation and Evolution of Compact Objects | <input type="checkbox"/> Cosmology and Fundamental Physics |
| <input type="checkbox"/> Stars and Stellar Evolution | <input type="checkbox"/> Resolved Stellar Populations and their Environments |
| <input checked="" type="checkbox"/> Galaxy Evolution | <input type="checkbox"/> Multi-Messenger Astronomy and Astrophysics |

Principal Author:

Name: Frédéric Marin

Institution: Université de Strasbourg, CNRS, Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, F-67000 Strasbourg, France.

Email: frederic.marin@astro.unistra.fr

Phone: +33 368 852 459

Co-authors: S. Charlot (Sorbonne Université, UPMC-CNRS, UMR7095, Institut d’Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France), B. Agís González (Space Sciences, Technologies and Astrophysics Research (STAR) Institute, Université de Liège, Allée du 6 Août 19c, B5c, 4000 Liège, Belgium), D. Sluse (Space Sciences, Technologies and Astrophysics Research (STAR) Institute, Université de Liège, Allée du 6 Août 19c, B5c, 4000 Liège, Belgium), D. Hutsemékers (Space Sciences, Technologies and Astrophysics Research (STAR) Institute, Université de Liège, Allée du 6 Août 19c, B5c, 4000 Liège, Belgium), A. Labiano (Centro de Astrobiología (CAB, CSIC-INTA), ESAC Campus, E-28692 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain), L. Grosset (LESIA, Paris Observatory, PSL University, CNRS, Sorbonne Université, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France), C. Neiner (LESIA, Paris Observatory, PSL University, CNRS, Sorbonne Université, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France), and J.-C. Bouret (Aix Marseille Univ., CNRS, CNES, LAM, Marseille, France)

Introduction

Active galactic nuclei (AGN) are extra-galactic objects observable from the nearby Universe out to cosmological distances thanks to their unmatched brightness among non-transient sources (Bañados et al. 2018). The tremendous amount of photons emitted by an AGN arise from mass accretion onto a central supermassive black hole (SMBH). Matter falling into the SMBH potential well forms an accretion disk which converts gravitational potential energy into kinetic energy. This kinetic energy is in turn transformed into internal energy (i.e. heat) thanks to friction processes occurring in the disk (Shakura & Sunyaev 1973). This is an extremely efficient way of producing radiation from the far ultraviolet (UV) to the near-infrared, with photons originating from a region not larger than a few hundred/thousand astronomical units. AGN are also powerful sources of high-energy (X-rays and gamma-ray) radiation, thermal-infrared re-emission by dust and, depending on the existence of a kiloparsec-scale jet of collimated material, synchrotron radio emission (see Fig. 1).

Although the global AGN picture seems rather understood, the details of AGN physics are still poorly constrained. The key role of AGN and the growth of SMBH in galaxy evolution is now recognized and highlighted by numerous observational studies and hydrodynamical simulations (see, e.g., Kormendy & Richstone 1995; Kauffmann & Haehnelt 2000; Sijacki et al. 2015). However, the small size of the central engine (less than a parsec) makes it challenging to spatially resolve the innermost regions of an AGN and its host galaxy with current spatial-resolution capabilities, and hence, to understand the precise mechanisms of matter and energy transfer and SMBH growth. Indeed, SMBH growth is sketchy but potentially large at low redshift ($z \sim 2$, Daddi et al. 2007), while the early SMBH growth phase (at $z > 7$) remains largely unknown (Elvis 2009). The strong radiation fields emerging from central regions of AGN or from radio-dominant jets are almost always accompanied by kinetic energy transfer. AGN have been observed to produce high-velocity winds at a fraction of the speed of light (e.g., Tombesi et al. 2010), which can extend over several hundred parsec before diluting into the interstellar medium. Winds are responsible for the radiative/kinetic perturbation of the dynamics and thermal state of the local environment (Fabian 2012). The even more powerful jets of magnetized plasma can reach the intergalactic medium, pushing everything along their path. Thus, AGN interact tightly with their host galaxies, as reflected also by the observed strong correlations between SMBH mass and properties of the host galaxy, such as bulge luminosity, mass and velocity dispersion (e.g., Kormendy & Ho 2013), and by the need for an energetic (feedback) process able to remove or heat gas in massive galaxies to prevent further star formation (see e.g., Kauffmann & Haehnelt 2000). Indeed, AGN hosts are, on average, more massive, compact, centrally peaked, and pressure-supported than non-active galaxies. They appear to lie in a transition region between star-forming and non-star-forming galaxies (Sanchez et al. 2018), indicating that AGN are in the process of halting/quenching star formation, effectively transforming galaxies between different families (Silk & Rees 1998). This brings a crucial question: how does AGN feedback on galaxy evolution actually work?

Significant progress in these fields was achieved thanks to the advent of high-resolution X-ray grating spectrometers (Chandra/LETGS, Chandra/HETGS, XMM-Newton/RGS), high-angular resolution imaging using either large radio array (ALMA, VLA) or adaptive optics in

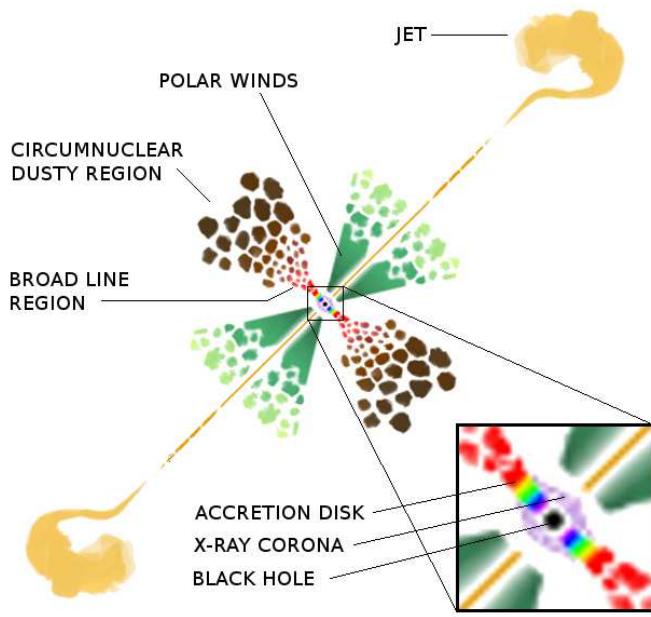


Figure 1: Unscaled sketch of an AGN. At the centre lies a supermassive black hole around which a multi-temperature accretion disc spirals (shown with the colour pattern of a rainbow.). The accreted matter is illuminated by an X-ray corona (shown in violet) of unknown size. The disk extends from $\sim 10^{-5}$ pc to $\sim 10^{-2}$ pc for a 10^8 solar masses black hole. The region responsible for the emission of broad lines is in red and light brown. It extends out to ~ 0.1 pc, where the circumnuclear dusty region (shown in dark brown) onsets. The collimated polar ionized winds (in green) are created in sub-parsec scale regions and their final extension interacts with the interstellar medium (shown in yellow-green at a few hundred parsecs). A double-sided, kilo-parsec jet is added to account for jet-dominated AGN (Marin 2016).

high-contrast (VLT, Keck), timing information (WHT/ULTRACAM, GBT/ARCONS), and interferometry (VLBI, VLBA). Yet, all these techniques are intrinsically limited by their lack of sensitivity to the morphology of the emitting/reprocessing regions and the intensity and configuration of the magnetic field. Polarimetry, on the other hand, is extremely sensitive to the geometry and magnetic-field properties of the light source. Unlike spectroscopy, which is limited by the physical size of the emitting region, polarimetry allows us to probe spatially-unresolved volumes and determine with precision their geometrical and magnetic topologies. Additionally, polarimetry provides information about matter composition, temperature, and velocity, which complements that obtainable via other techniques (most notably high-resolution spectroscopy). Hence, new polarimetric observations using state-of-the-art polarimeters promise us the strongest constraints on the physical parameters controlling SMBH growth, AGN radiative outputs and their impact on galaxy evolution.

Probing the spatially unresolved central engine with ultraviolet spectropolarimetry

Some key signatures of accretion disks can be revealed only in polarized light, and with higher contrast at ultraviolet than at longer wavelengths. Specifically, models of disk atmospheres usually assume Compton scattering in an electron-filled plasma, resulting in inclination-dependent polarization signatures (up to 10%, see e.g., Chandrasekhar 1960). Yet optical polarization is detected at less than a percent, and parallel to the radio jets if any (Stockman et al. 1979). Whether these low levels can be attributed to dominant absorption opacity (Laor & Netzer 1989) or complete Faraday depolarization (Agol & Blaes 1996) is unclear. This degeneracy can be broken by looking at the numerous UV lines that are formed in the innermost AGN regions (e.g., Ly α $\lambda 1216$, C II $\lambda 1335$, C IV $\lambda 1549$, Mg II $\lambda 2800$...). These lines are the key to understanding UV polarization, and only observations with high signal-to-noise ratio and high spectral resolution can distinguish between the two effects. If

absorption opacity is responsible for the low continuum polarization we detect, the line profiles should also show a significant drop in polarization. High-resolution spectropolarimetry is thus mandatory if we want to better understand the immediate vicinity of SMBH. This requires a space telescope with a large collecting area (e.g. LUVOIR) able to provide UV spectropolarimetry.

At larger distances from the accretion disk, but still at (sub)parsec scale, the role and origin of the gas and dust reservoir situated along the disk plane must also be investigated. Is matter being transferred from the host to the AGN, or is this dusty medium outflowing from the accretion disk? Interestingly, in our Galaxy, dust extinction, which is highest in the UV, shows a local peak near 2175 Å (Stecher & Donn 1965). The strength of this feature varies from galaxy to galaxy: it is weaker in the Large and Small Magellanic Clouds than in the Galaxy and almost never observed in AGN (Gaskell & Benker 2007). Unveiling the mineralogy of extragalactic dust grains is not easy and requires high-quality extinction-curve measurements. A strong advantage for any new-generation UV polarimeter is that polarization induced by dust scattering rises rapidly toward the blue, peaking near 3000 Å in the rest frame and remaining nearly constant at shorter wavelengths (see, e.g., Hines et al. 2001). Polarimetry at short wavelengths can thus discriminate between dust scattering and wavelength-independent electron scattering. Information about the associated polarization position angle would also set tight constraints on the dust location. Indeed, the decomposition of an AGN spectral energy distribution suggests that the mid-infrared component corresponds to equatorial emission, approximately aligned with the plane of the inner accretion disk, while the weaker near-infrared peak might be associated with hot dust in the inner polar region. This picture has been challenged recently by the finding in some AGN that the bulk of infrared emission originates from the polar region above the circumnuclear dust, where only little dust should be present (e.g., Asmus et al. 2016). Polarimetric observations in a band little affected by starlight dilution (e.g., the UV band) should help us determine where the polarized signal comes from: a polarization angle parallel to the radio axis would originate primarily from an equatorial dust distribution, and a perpendicular polarization angle primarily from a polar dust component (Lopez-Rodriguez et al. 2018). Such finding would provide strong constraints on evolutionary models of AGN, the origin and geometries of dusty winds, and the energy and kinetic budgets of galactic enrichment.

Polarimetric measurements can not only probe the dust composition in extragalactic objects, but also help us determine magnetic-field topology and strength. Theory predicts that paramagnetic grains will be aligned with their longer axes perpendicular to the local magnetic field if exposed to magnetic or anisotropic-radiation fields with wavelengths less than the grain diameter (Lazarian & Hoang 2007). Therefore, the UV band can not only selectively trace the smallest dust grains, allowing better characterization of AGN dust composition, but since polarization degree is predicted to be proportional to magnetic-field strength, UV polarimetry would enable first measurements of the intensity and direction of the magnetic field on parsec scales around an AGN core (Hoang et al. 2014). Also, radiative pumping of fine-structure levels in atoms and ions in a magnetic field is expected to give rise to polarized line emission. A number of prominent UV lines are predicted to show significant polarization following that mechanism, providing a means of tracing the magnetic field in hot AGN gas on sub-parsec scales (Yan & Lazarian 2008). On larger scales, synchrotron polarization from prominent jets can also teach us about the evolution of the magnetic-field configuration. As an example, polarization measurements of Fanaroff-Riley

class I AGN indicate that the component of the magnetic field projected on the plane of the sky is first parallel to the axis of the jet close to the central engine, and then becomes transverse at larger distances (Laing et al. 2011). The transition region, controlled by poorly constrained physical processes, can be investigated only with polarimetry. Finally, not only does polarization probe the magnetic-field structure of jets, serving as a hydrodynamic tracer of shocks, bends, and shear, but it also probes the medium through which it propagates by encoding the signature of Faraday effects along the line of sight (Homan 2005).

AGN outflows and their impact on the host galaxy

Dissipative processes in the accretion disk transfer matter inward, angular momentum outward, and heat up the disk. Magnetic-field lines from the inner part of the accretion disk cross the event horizon of the black hole and are wound up by its spin, launching Poynting flux-dominated outflows (see, e.g., Blandford & Znajek 1977). The resulting jets tend to be collimated for a few parsecs and dilute in giant lobes on kilo-parsec scales. Relativistic electrons traveling in ordered magnetic fields are responsible for the high polarization we detect (of the order of 40–60%, see e.g., Thomson et al. 1995). Interestingly, the continuum polarization degree and angle are extremely sensitive to the strength and direction of the magnetic field, and to the charge distribution. A high-energy polarimeter would be able to probe in detail the magnetic configuration of such jets by measuring the electron-beam polarization in different regions. If a jet is inclined toward the observer (blazar-like objects), a non-thermal spectral energy distribution will be observed, with a low-energy broadband peak in the radio-to-UV wavelength range. Comparing the observed high-energy polarization degree of blazars to leptonic, hadronic or alternative jet models will enable better constraints on the composition and lifetimes of particles in the plasma (Zhang 2017). Since jets are also responsible for ion and neutrino emission, they are valuable sources to understand how cosmic rays are produced.

In addition to jets, strong outflows will be important targets for future high-resolution polarimeters. At redshifts greater than 1.5–2.0, a sub-category of AGN, called Broad-Absorption-Line quasars (BAL QSO), exhibit very broad absorption features in UV resonant lines ($\text{Ly}\alpha$, C IV, Si IV). The gas outflows producing these signatures presumably contribute to the enrichment of the AGN host galaxies. BAL QSO are particularly interesting as they tend to have high polarization degrees ($> 1\%$, e.g., Ogle et al. 1999), which can be used to constrain wind geometry (Young et al. 2007). These BAL QSO are believed to be the high-redshift analogues of more nearby, polar-scattered Seyfert galaxies, whose UV and optical emission can be explored with spatial polarimeters. High-resolution spectropolarimetry, achievable from space with a telescope with large collecting area (e.g. LUVOIR), would provide new constraints on wind kinematics, for the first time from UV resonance lines, similarly to what has been achieved by Young et al. (2007) using the $\text{H}\alpha$ line. UV polarimetry, in combination with optical data, would enable the first detailed and consistent picture of the launch of outflowing winds in targets which we can resolve spatially (a goal unachievable with higher-redshift targets).

AGN also have a strong impact on the star-formation and chemical-evolution histories of their host galaxies. When an AGN episode onsets in a galaxy, the radiative and kinetic power transferred from the AGN to the host can easily quench, suppress or re-activate star formation,

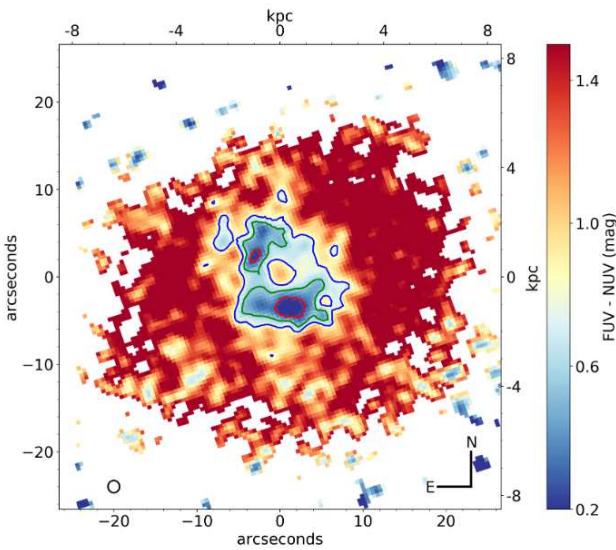


Figure 2: FUV – NUV colour map of the main body of NGC 7252. The pixels are colour-coded in units of FUV – NUV colour. The point spread function for the UV Imaging Telescope on ASTROSAT is shown in black circle. The image measures $\sim 50''$ times $50''$ and corresponds to a physical size of ~ 16 kpc on each side. Age contours of 150 (red), 250 (green), 300 (blue) Myr are overlaid over the colour map to isolate regions of constant age. The blue ring of star formation quenching is clearly seen with bluer colour clumps. The ring hosts young (< 150 Myr) stellar populations compared to the rest of the galaxy. Figure from Georges et al. (2018).

profoundly altering the whole galaxy (see Fig. 2 and Wagner et al. 2012). The extent to which the AGN impacts on its host through this feedback is largely unknown. Polarization is needed to quantitatively determine the AGN contribution to feedback by measuring the broadband synchrotron (de)polarization signatures. As summarized by Mao et al. (2014), at radio wavelengths, minimal AGN contribution would result in polarized emission from a geometrically thin layer located at the top of the jet lobes, while a major contribution to star formation/quenching would result in large-scale, diffuse Faraday signatures detectable in polarization. In addition to broadband polarimetry, high-resolution spectropolarimetry can bring valuable information about the processes acting on star formation thanks to the Zeeman effect associated with intense local magnetic fields. The star formation episode can be probed through spectral-line polarization, such as achieved for the starburst galaxy NGC 1808 using the H α line (Scarrott et al. 1993). Extended surveys of emission-line polarization compared to other AGN activity indicators across the UV/visible spectrum can help us quantify in this way the impact of AGN feedback on the evolutionary path of galaxies.

References

- Agol, E., & Blaes, O. 1996, MNRAS, 282, 965
Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
Bañados, E., Venemans, B. P., Mazzucchelli, C., et al. 2018, Nature, 553, 473
Chandrasekhar, S. 1960, New York: Dover, 1960
Daddi, E., Alexander, D. M., Dickinson, M., et al. 2007, ApJ, 670, 173
Elvis, M. 2009, astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, 2010
Fabian, A. C. 2012, ARA&A, 50, 455
Gaskell, C. M., & Benker, A. J. 2007, arXiv:0711.1013
George, K., Joseph, P., Mondal, C., et al. 2018, A&A, 613, L9
Hines, D. C., Schmidt, G. D., Gordon, K. D., et al. 2001, ApJ, 563, 512
Hoang, T., Lazarian, A., & Martin, P. G. 2014, ApJ, 790, 6
Homan, D. C. 2005, Future Directions in High Resolution Astronomy, 340, 133
Kauffmann, G., & Haehnelt, M. 2000, MNRAS, 311, 576
Kishimoto, M., Antonucci, R., Blaes, O., et al. 2008, Nature, 454, 492
Kormendy, J., & Richstone, D. 1995, ARA&A, 33, 581 Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, ARA&A, 51, 511
Laing, R. A., Guidetti, D., Bridle, A. H., Parma, P., & Bondi, M. 2011, MNRAS, 417, 2789
Lamy, H., & Hutsemékers, D. 2004, A&A, 427, 107
Laor, A., & Netzer, H. 1989, MNRAS, 238, 897
Lazarian, A., & Hoang, T. 2007, ApJL, 669, L77
Lazarian, A., & Hoang, T. 2008, ApJL, 676, L25
Lopez-Rodriguez, E., Alonso-Herrero, A., Diaz-Santos, T., et al. 2018, MNRAS, 478, 2350
Mao, S. A., Banfield, J., Gaensler, B., et al. 2014, arXiv:1401.1875
Marin, F. 2016, MNRAS, 460, 3679
Ogle, P. M., Cohen, M. H., Miller, J. S., et al. 1999, ApJs, 125, 1
Sánchez, S. F., Avila-Reese, V., Hernandez-Toledo, H., et al. 2018, RMxAA, 54, 217
Scarrott, S. M., Draper, P. W., Stockdale, D. P., & Wolstencroft, R. D. 1993, MNRAS, 264, L7
Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
Sijacki, D., Vogelsberger, M., Genel, S., et al. 2015, MNRAS, 452, 575 Silk, J., & Rees, M. J. 1998, A&A, 331, L1
Stecher, T. P., & Donn, B. 1965, ApJ, 142, 1681
Stockman, H. S., Angel, J. R. P., & Miley, G. K. 1979, ApJL, 227, L55
Thomson, R. C., Robinson, D. R. T., Tanvir, N. R., Mackay, C. D., & Boksenberg, A. 1995, MNRAS, 275, 921
Tombesi, F., Cappi, M., Reeves, J. N., et al. 2010, A&A, 521, A57
Wagner, A. Y., Bicknell, G. V., & Umemura, M. 2012, ApJ, 757, 136
Young, S., Axon, D. J., Robinson, A., Hough, J. H., & Smith, J. E. 2007, Nature, 450, 74
Zhang, H. 2017, Galaxies, 5, 32



A complete disclosure of the hidden type-1 AGN in NGC 1068 thanks to 52 yr of broad-band polarimetric observation

F. Marin[★]

Université de Strasbourg, CNRS, Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, F-67000 Strasbourg, France

Accepted 2018 June 8. Received 2018 June 7; in original form 2018 April 12

ABSTRACT

We create the first broad-band polarization spectrum of an active galactic nucleus (AGN) by compiling the 0.1–100 μm , 4.9, and 15 GHz continuum polarization of NGC 1068 from more than 50 yr of observations. Despite the diversity of instruments and apertures, the observed spectrum of linear continuum polarization has distinctive wavelength-dependent signatures that can be related to the AGN and host galaxy physics. The impact of the Big Blue bump and infrared bump, together with electron, Mie scattering, dichroism, and synchrotron emission are naturally highlighted in polarization, allowing us to reveal the type-1 AGN core inside this type-2 object with unprecedented precision. In order to isolate the AGN component, we reconstruct the spectral energy distribution of NGC 1068 and estimate the fraction of diluting light in the observed continuum flux. This allows us to clearly and independently show that, in the case of NGC 1068, Thomson scattering is the dominant mechanism for the polarization in the optical band. We also investigate the effect of aperture on the observed polarization and confirm previous findings on the extension of the narrow line region of NGC 1068 and on the *B*-band and *K*-band polarization from the host. Finally, we do not detect statistically significant aperture-corrected polarimetric variations over the last 52 yr, suggesting that the parsec-scale morphological and magnetic geometries probably remained stable for more than half a century.

Key words: polarization – catalogues – galaxies: active – galaxies: fundamental parameters – galaxies: nuclei – galaxies: Seyfert.

1 INTRODUCTION

NGC 1068, also commonly known as M77, is one of the most studied active galactic nuclei (AGNs). Its proximity to the Earth ($z = 0.003793$, $d^1 = 10.582^{+5.418}_{-3.402}$ Mpc) and its bolometric luminosity ($\sim 2 \times 10^{45}$ erg s $^{-1}$, Hönig, Prieto & Beckert 2008; Raban et al. 2009) make NGC 1068 an ideal target for spectroscopic, polarimetric, and high-resolution angular imaging studies. It allows high signal-to-noise ratio observation (e.g. Low & Rieke 1971; Wilson & Elvis 1997; Alexander, Young & Hough 1999; Bauer et al. 2015), which is imperative to distinguish the central AGN from its host spiral galaxy (Balick & Heckman 1985). It is an essential point as the properties of the intermediate region between the inner AGN dust material and the outer circumnuclear star-forming regions of NGC 1068 can probe in great details the co-evolution of the AGN and its host galaxy (Vollmer, Beckert & Davies 2008; Schartmann et al. 2009, 2010).

The AGN in NGC 1068 was the key-point of the Unified Model for radio-quiet objects² such as postulated by Antonucci (1993). This zeroth order geometrical scheme has proven to be particularly successful in explaining a large fraction of observational features in many radio-quiet AGN thanks to a critical point: the nuclear orientation of the central engine. Depending on the inclination of the observer with respect to the polar axis of the object, defined as the direction towards which the outflows of the AGN are directed, a variety of emission lines can be detected. Khachikian & Weedman (1974) defined two types of Seyferts galaxies. In their nomenclature, Seyfert-2s show narrow permitted and forbidden emission lines while Seyfert-1s show broad permitted emission lines in addition to the Seyfert-2s lines. The reason for the disappearance of the broad permitted emission lines in types-2s was a crucial question that was solved largely thanks to observations of NGC 1068.

[★] E-mail: federic.marin@astro.unistra.fr

¹ Redshift-independent distance computed by the NED from 11 distances in the literature.

²We acknowledge that the spectropolarimetric study of the radio galaxy 3C 234 preceded the work on NGC 1068, revealing a type-1 spectrum in polarized light together with a high-polarization degree oriented perpendicular to the radio axis (Antonucci 1982, 1984). However, 3C 234 is a radio-loud AGN, while NGC 1068 is radio-quiet.

Antonucci & Miller (1985) have shown that high-resolution (5–10 Å), high signal-to-noise ratio polarization spectra of the nucleus of NGC 1068 are necessary to uncover broad Balmer lines and Fe II emission. Those lines have been found to have an intrinsic polarization >15 per cent at approximately the same position angle (PA) as that of the continuum, and their line wings appear broadened in the polarized flux spectra only. It was a definite set of proofs that a Seyfert-1 nucleus is hiding inside NGC 1068. The polarization angle, perpendicular to the axis of radio emission, is the strongest evidence for polar scattering of inner AGN photons, imprinting the polarized spectrum with the broad emission line. To explain the absence of broad lines in total flux and the orientation of the polarization angle, the most convenient way is to postulate the existence of a reservoir of circumnuclear dust that is enshrouding the nucleus along the equatorial plane. According to the inclination of the observer, the central engine can be directly observed (Seyfert-1s) or it is obscured by dust (Seyfert-2s). It naturally explains the disappearance of the broad permitted emission line that can only be detected in polarized flux. The theory was also confirmed in radio-loud AGN (Antonucci 1984; Barthel 1989), leading to a unification of radio-loud AGN that includes radio galaxies, quasars, and blazars (Urry & Padovani 1995).

Polarimetric observations of NGC 1068 had a significant impact on our global comprehension of AGN but many questions that can be solved with polarimetry remain open. The systematic search for hidden type-1 cores in Seyfert-2s allows one to test whether all AGN are fundamentally the same in terms of physical components. Optical spectropolarimetry revealed broad components of Balmer lines in many type-2s but a fraction of them are reluctant to show broad permitted emission lines in their linearly polarized spectrum (see e.g. Young et al. 1995; Moran et al. 2000; Young 2000; Tran 2003; Ramos Almeida et al. 2016). New high resolution, high signal-to-noise ratio polarimetric observations of AGN on modern telescopes with large mirrors are necessary to test if some type-2 AGN genuinely lack a type-1 core. In addition, high angular resolution, high contrast polarimetric imaging using adaptive optics have shown that nearby bright AGN can be observed at phenomenal resolutions in the near-infrared (e.g. Gratadour et al. 2015; Lopez-Rodriguez et al. 2015). Gratadour et al. (2015) used the extreme adaptive optics system on the SPHERE instrument at the very large telescope to observe NGC 1068 in the H (1.65 μm) and K' (2.2 μm) bands, and achieved polarimetric images with resolution 0.068 arcsec (~ 4 pc at $d \approx 14$ Mpc, which is the distance usually chosen for this object). By doing so, the authors revealed a compact elongated³ (20×60 pc) structure, tracing the scattering regions at the center of NGC 1068, together with the already seen hourglass-shaped polar winds (see e.g. Capetti et al. 1995a,b; Kishimoto 1999). The later author pushed the polarimetric study of the ultraviolet linear polarization of the polar outflows up to the determination of the location of the nucleus of NGC 1068 and figured out the three-dimensional structure of its winds.

There is a lot more to be discovered by polarimetry. One can test the geometry of the region responsible for the emission of the broad permitted line (Smith et al. 2002). It should be possible to determine the spin, mass, and inclination of the central supermassive

black hole thanks to X-ray polarimetry (Dovčiak, Karas & Matt 2004; Schnittman & Krolik 2009, 2010; Dovčiak et al. 2011). The composition and location of almost all the AGN components can be probed independently of the fact that they are obscured by dust or gas. Even the presence of aborted jets may be detected. To reach this goal, broad-band polarimetry is needed. Ramos Almeida et al. (2016) have clearly showed that information can be missed if we focus on a too narrow waveband. But is there enough published data to test the Unified Model of AGN at all wavebands? Do we need further instruments on large class telescopes? What is the broad-band continuum polarization spectrum of radio-quiet AGN and what are the wavebands to be still explored?

To answer those questions, we present a thorough compilation of all the continuum polarimetric observations of NGC 1068 in order to create, for the first time, a combined spectrum of the linear polarization of an archetypal type-2 AGN. We use the fact that no other AGN have as much published polarimetric data as NGC 1068 to estimate the impact of several observational constraints on the detected polarization levels. We also investigate the time evolution of polarization over ~ 52 yr and check whether NGC 1068 has evolved in terms of geometry. By doing so we aim at making a strong case for future polarimetric instruments and programmes. In this paper, we compile the published polarimetric data on NGC 1068 in Section 2.1 and build the combined polarized spectrum of NGC 1068 in Section 2.2. We investigate the effect of apertures in Section 2.3 before computing the global spectral energy distribution (SED) of the system in Section 2.4. We use this multicomponent SED to correct the continuum polarization from starlight dilution in Section 2.5 and demonstrate the predominance of electron scattering. Finally, we examine the temporal evolution of the linear polarization of NGC 1068 in Section 2.6. We discuss our results and the important observations to be made in the future in Section 3 before concluding our paper in Section 4.

2 THE DATA

To gather the polarimetric observations published in refereed papers, the SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS) was extensively used. The SAO/NASA ADS is a Digital Library portal for researchers in Astronomy and Physics, operated by the Smithsonian Astrophysical Observatory (SAO) under a NASA grant; its website is accessible here: <http://adsabs.harvard.edu/>. Keywords and filtering by object name (NGC 1068 and its alternative names) allowed for easier detection of relevant papers. Discussions with experts in the field, acknowledged at the end of this paper, also helped to find obscure publications. Several journal were also contacted to retrieve non-indexed results mentioned in several publications (Astronomical Journal, Astronomical Circular).

2.1 The catalogue

The final catalogue of polarimetric⁴ observations of NGC 1068 is presented in Table 1. It contains 34 publications spanning over more than 50 yr (1965–2017, observational dates, not paper publication

³ Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array (ALMA) observations have revealed that the torus has an extension of $\sim 5 \times 10$ pc at 432 μm (Gallimore et al. 2016; García-Burillo et al. 2016; Imanishi et al. 2018). The structure suggested by Gratadour et al. (2015) should be taken as an upper limit due to the methodology used by the authors.

⁴ We focus on NGC 1068 linear polarization. Circular polarization, at least in the near-ultraviolet, optical and near-infrared bands, has been the subject of an unsolved debate. One paper claimed a non-detection (Landstreet & Angel 1972), another a non-significant detection (Gehrels 1972), and two others a clear detection (Nikulin, Kuvшинов & Северный 1971; Angel et al. 1976).

Table 1. Catalogue of published polarimetric measurements of NGC 1068. The first column is the reference paper, the second column is the instrument used for the measurement, the third column is the waveband or filters used during the observation, the fourth column is the observation aperture (in arcseconds), and the fifth column indicates if polarimetric images were taken.

Reference	Instrument	Waveband	Aperture	Imaging
Dibai & Shakhovskoi (1966)	Integrating electropolarimeter of the Crimean Astrophysical Observatory	U, B, V filters	15 arcsec, 25 arcsec	
Dombrovskii & Gagen-Torn (1968)	Electropolarimeter of Leningrad University	U, B, V, R system, ZhS-18, and SZS-22 filters	13 arcsec, 26 arcsec	
Kruszewski (1968)	Catalina 154-cm Telescope	$U (2.78 \mu\text{m}^{-1}), H (2.33), G (1.93), O (1.56), R (1.21),$ and $I (1.06)$	9.2 arcsec, 10.2 arcsec	
Visvanathan & Oke (1968)	60- and 100-in. telescopes at Mount Wilson	U, B, V, R system	12.5 arcsec, 19.0 arcsec, 28.0 arcsec	
Kruszewski (1971)	Catalina 154-cm Telescope	$U (2.78 \mu\text{m}^{-1}), H (2.33), G (1.93), O (1.56), R (1.21),$ and $I (1.06)$	6.8 arcsec, 9.2 arcsec, 10.2 arcsec, 15 arcsec, 30.6 arcsec	
Knacke & Capps (1974)	1.3-m telescope of the Kitt Peak National Observatory	$3.5 \mu\text{m} (\Delta\lambda = 0.6 \mu\text{m}), 10.2 \mu\text{m} (\Delta\lambda = 1 \mu\text{m})$, and $18.4 \mu\text{m} (\Delta\lambda = 1 \mu\text{m})$	12 arcsec	
Angel et al. (1976)	90-in. (2.3 m) telescope of Steward Observatory	3200–8600 Å	2 arcsec	
Dyck & Jones (1976)	Unknown	1.2 μm, 2.2 μm	5.4 arcsec, 11 arcsec	
Elvius (1978)	72-in. Perkins Telescope of the Ohio Wesleyan Observatory	Schott UG1 filter	13 arcsec-long slit	
Lebofsky, Kemp & Rieke (1978)	Steward Observatory 90-in. telescope	J, H, K, L' filters	4 arcsec, 6 arcsec, 8 arcsec	
Wilson & Ulvestad (1982)	Very Large Array	15 GHz	0.7 arcsec	
Martin et al. (1983)	Steward Observatory 2.3-m, Las Campanas 1.0- and 2.5-m, Kitt Peak 1.3- and 2.1-m, and University of Western Ontario 1.2-m telescopes	C500 filter (blue-green)	5 arcsec	
McLean et al. (1983)	3.9-m Anglo-Australian Telescope	3900–8000 Å	1.7 arcsec × 2.2 arcsec, 2 arcsec × 2.5 arcsec	
Miller & Antonucci (1983)	Lick 3-m Shane Telescope	3500–5300 Å	2.8 arcsec	
Wilson & Ulvestad (1983)	Very Large Array	4.9 GHz	1 arcsec	
Aitken et al. (1984)	3.9-m Anglo-Australian Telescope and 3.0-m Infrared Telescope in Hawaii	8–13.1 μm	4.2 arcsec, 5.6 arcsec, 15 arcsec, 50 arcsec	
Antonucci & Miller (1985)	Lick 3-m Shane Telescope Image Dissector Scanner	3500–7000 Å	2.8 arcsec	
Bailey et al. (1988)	3.9-m Anglo-Australian Telescope	0.36–4.8 μm	4.5 arcsec, 6.0 arcsec	
Scarrott et al. (1991)	3.9-m Anglo-Australian Telescope	V, K filters	1.6 arcsec, 2.8 arcsec, 4.5 arcsec	
Code et al. (1993)	Wisconsin Ultraviolet Photo-Polarimeter Experiment	1500–3200 Å	6 arcsec × 12 arcsec	
Antonucci et al. (1994)	Hubble Space Telescope Faint Object Spectrograph	1575–3300 Å	0.3 arcsec, 1 arcsec, 4.3 × 1.4 arcsec	
Capetti et al. (1995a)	Hubble Space Telescope Faint Object Camera and Wide Field Planetary Camera	2700–3700 Å, 5000–6000 Å	2.8 arcsec	
Capetti et al. (1995b)	Hubble Space Telescope COSTAR-corrected Faint Object Camera	2400–2700 Å	2.8 arcsec	
Tran (1995)	Lick 3-m Shane Telescope	4560–7355 Å, 4600–7400 Å, 3315–4400 Å	2.4 arcsec-slit	
Young et al. (1995)	3.8-m United Kingdom Infrared Telescope and the CGS4 spectrometer	0.46–0.77 μm, 1.18–1.38 μm, and 1.66–2.07 μm	3.08 × 3.0 arcsec	
Packham et al. (1997)	IR imaging polarimeter at the Anglo-Australian Telescope	J, H, K_n filters	2.0 arcsec, 4.5 arcsec, 6.0 arcsec	
Alexander et al. (1999)	United Kingdom Infrared Telescope, CGS4 spectrometer and IRPOL2	1.05–1.35 μm	1.23 arcsec × 6.7 arcsec	
Lumsden et al. (1999)	3.9-m Anglo-Australian Telescope	J, H, K_n, N filters	2.0 arcsec, 4.5 arcsec, 6.0 arcsec	
Simpson et al. (2002)	NICMOS Camera 2 on the Hubble Space Telescope	2 μm	3.0 arcsec	
Watanabe et al. (2003)	3.8 m United Kingdom Infrared Telescope	0.46–0.90 μm, 0.92–1.80 μm and 1.88–2.50 μm	3.5 arcsec	
Packham et al. (2007)	Gemini North 8.1-m telescope	9.7 μm	1.7 arcsec × 1.2 arcsec	
Mason et al. (2007)	IRPOL2 spectropolarimetry module and CGS4 on the 3.8m UK Infrared Telescope	3.10–3.67 μm	0.6 arcsec-slit	
Lopez-Rodriguez et al. (2015)	MMT-Pol on the 6.5-m MMT	J', K' filters	0.2 arcsec, 0.5 arcsec, 2.0 arcsec	
Lopez-Rodriguez et al. (2016)	CanariCam on the 10.4-m Gran Telescopio CANARIAS	8.7 μm, 10.3 μm, 11.3 μm, 11.6 μm	0.4 arcsec, 2.0 arcsec	
Grosset et al. (in prep.)	SPHERE/VLT	H and K' bands	0.2 arcsec, 0.5 arcsec, 1.0 arcsec, 2.0 arcsec, 3.0 arcsec, 4.0 arcsec, 5.0 arcsec	
Lopez-Rodriguez et al. (in prep.)	HAWC+ on the 2.5-m SOFIA telescope	53 μm, 89 μm	5.0 arcsec, 8.0 arcsec	

timestamp). All papers are accounting for instrumental polarization, together with interstellar polarization. Due to the high Galactic latitude of NGC 1068 (-51.93°), Galactic contamination by diffuse interstellar grains is not expected to impact the measured polarization in the ultraviolet–far-infrared band (Prunet et al. 1998). However, a large fraction of authors did not correct their data for dilution/contamination of the polarization by the host galaxy (exceptions include, but are not limited to, the work by Miller & Antonucci 1983; Antonucci & Miller 1985; Kishimoto 1999; Lopez-Rodriguez et al. 2015). The dust lane and host galaxy have a visual extinction $A_V \sim 9$ mag to the core of NGC 1068, producing

an aperture-dependent level of dilution to be corrected at ultraviolet, optical, and infrared wavelengths. Unfortunately, this correction was not achieved by all the authors. To have a consistent set of measurements, the polarized values extracted from the aforementioned papers are the one that were not corrected for starlight dilution (but see Section 2.4 for the correction of polarization by removing the host component). The measurements were taken with a variety of instruments, listed in the second column of Table 1. Observations were made in different wavebands, from the ultraviolet using the Wisconsin Ultraviolet Photo-Polarimeter Experiment (Code et al. 1993) to the far-infrared using the SOFIA High-resolution

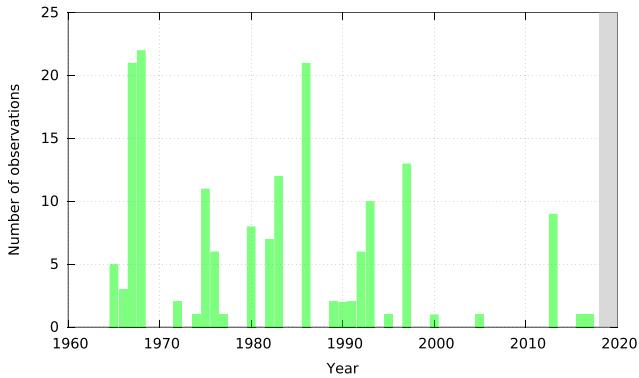


Figure 1. Number of observations per year dedicated to measure the broad-band continuum polarization of NGC 1068. The shaded area corresponds to the forthcoming years 2019–2020.

Airborne Wideband Camera-plus (HAWC+, Lopez-Rodriguez, E., private communication). Only two polarimetric observations have been published in the radio band, an upper limit at 15 GHz (Wilson & Ulvestad 1982) and a debated measurement at 4.9 GHz (Wilson & Ulvestad 1983). The bulk of observations was taken in the optical and near-infrared bands since they remain the easiest bands for ground observations. A variety of slits and circular apertures were used, depending on the technology available at that time (fourth column of Table 1). Finally, we have identified observations that were achieved in imaging modes. For these cases, the authors had polarization maps and could have, in principle, varied the aperture to remove the contribution of the host galaxy.

In Fig. 1, we present the temporal distribution of the number of polarimetric observations listed in our catalogue. The very first polarimetric observation of NGC 1068 listed in our sample goes back to 1965–1966 (Dibai & Shakhovskoi 1966). A year later, Dombrovskii & Gagen-Torn (1968) quoted polarimetric observations ‘with a somewhat smaller aperture than ours’ that might also have been achieved by Merle F. Walker in 1964 but the references listed in Dombrovskii & Gagen-Torn (1968) point towards papers that either are about other galaxies (M33, Walker 1964) or do not exist at all. A similar reference to the work by Walker (1964, p. 682) is mentioned in Elvius & Hall (1965) but the related paper could not be found. Hence, while we acknowledge that earlier polarimetric observations might have been achieved, we start our catalogue in 1965–1966 due to the lack of open-access publications.

The interest of the community for the polarimetric signature of NGC 1068 and similar galactic nuclei grew fast, with more than 50 observations achieved before 1970. The goal was to explore the origin of the observed polarization. Synchrotron emission was one of the two mechanisms (together with scattering) suggested to explain the high ultraviolet polarization in its nucleus (Elvius & Hall 1965). A few additional polarimetric measurements of this AGN occurred until the advent of the 3.9-m Anglo-Australian Telescope and the Lick 3-m Shane Telescope, which gave a new kick to observations in 1983 thanks to their large mirrors and up-to-date polarimeters. The true scattered polarization of NGC 1068 was estimated to be much higher than previously thought thanks to the careful removal of starlight from the host galaxy by Miller & Antonucci (1983). In addition, it was found that the PA of the optical continuum radiation is perpendicular to the axis of radio emission ($18^\circ \pm 5$, Wilson & Ulvestad 1982). After the breakthrough achieved in 1985, where Antonucci & Miller (1985) proved that a Seyfert-1 nucleus lies hidden in the core of NGC 1068, and that the origin of the con-

tinuum and broad-line polarization is due to scattering, the number of observations decreased. It was only in the mid of the 90s, when the Unified Model of AGN was synergized, confirmed and then re-reviewed (Antonucci 1993), that the community acquired a few more polarimetric observations of NGC 1068. Since the new millennium, only a dozen of polarimetric observations of this AGN have been achieved on 10-m class telescopes. Another observational gap could appear between the era of 10- and 30-m class telescopes, at least partly driven by the relative lack of polarimeters on such large telescopes.

2.2 Broad-band continuum polarization of NGC 1068

We compiled all the linear continuum polarization data of NGC 1068 in Fig. 2. When continuum polarization measurements were not estimated by the authors, we used WebPlotDigitizer to synthesize the polarization spectrum and extract the relevant numbers. WEBPLOTDIGITIZER (<https://automeris.io/WebPlotDigitizer/>) is a polyvalent and free software developed to facilitate easy and accurate data extraction from spectra, and it has already been used in Marin, Rohatgi & Charlot (2017) to reconstruct the ultraviolet spectropolarimetric spectrum of NGC 1068.

Our final spectrum spans from almost 0.1 to 100 μm , together with two additional measurements at 4.9 and 15 GHz, with a variety of apertures, signal-to-noise ratios, and spectral resolutions. In this figure, we did not correct the polarization levels for the presence of diluting starlight emission originating from the host galaxy that may have a significant effect depending on the aperture of the observation/slit. This will be investigated in further details in Section 2.3. We plotted the continuum linear polarization in log scale to better contrast the fractional contribution of unpolarized light. The polarized flux is extracted from publications and is compared to a normal type-1 AGN total flux spectrum to investigate how the cross-section of the scatterer is changing with wavelength. The type-1 template we use was compiled by Prieto et al. (2010) and is the averaged SED of the high spatial resolution SEDs of NGC 3783, NGC 1566, and NGC 7469. The template was rescaled in order to be easily comparable to the polarized flux of NGC 1068. Finally, the polarization position angle (PPA) has been subtracted from the parsec-scale radio PA to check whether the polarization angle is parallel or perpendicular to the axis of the radio source associated with the galaxy (Antonucci 1993). We use the parsec-scale radio PA estimated by Wilson & Ulvestad (1982), but we acknowledge the fact that the PA is almost 0° at sub-arcsecond scales (Muxlow et al. 1996). Our choice to use the parsec-scale value is coherent as the bulk of published polarimetric data having apertures larger than 1 arcsec.

We can see from Fig. 2 that the compiled polarization spectrum of NGC 1068 shows a coherent energy-dependent behaviour despite the multiple instruments, observational apertures, and observational dates. The linear continuum polarization is the highest in the ultraviolet band where starlight emission is weak: the starlight fluxes of spiral galaxies are about three orders of magnitude lower at $0.1\mu\text{m}$ than at $1\mu\text{m}$ (Bolzonella, Miralles & Pelló 2000; Siebenmorgen & Krügel 2007). With increasing diluting fluxes from starlight, the continuum polarization of NGC 1068 decreases from ~ 15 per cent at $0.1\text{--}0.2\mu\text{m}$ to ~ 1 per cent at $0.8\text{--}0.9\mu\text{m}$. The polarized flux, despite being not as well sampled as the polarization degree due to the lack of reported flux measurements, clearly shows the turnover of host dominance. At ultraviolet wavelengths, the polarized flux is constant while it decreases sharply in the optical, dipping at $\sim 1\mu\text{m}$. The dip in polarization at $\sim 1\mu\text{m}$ is due to the maximum of

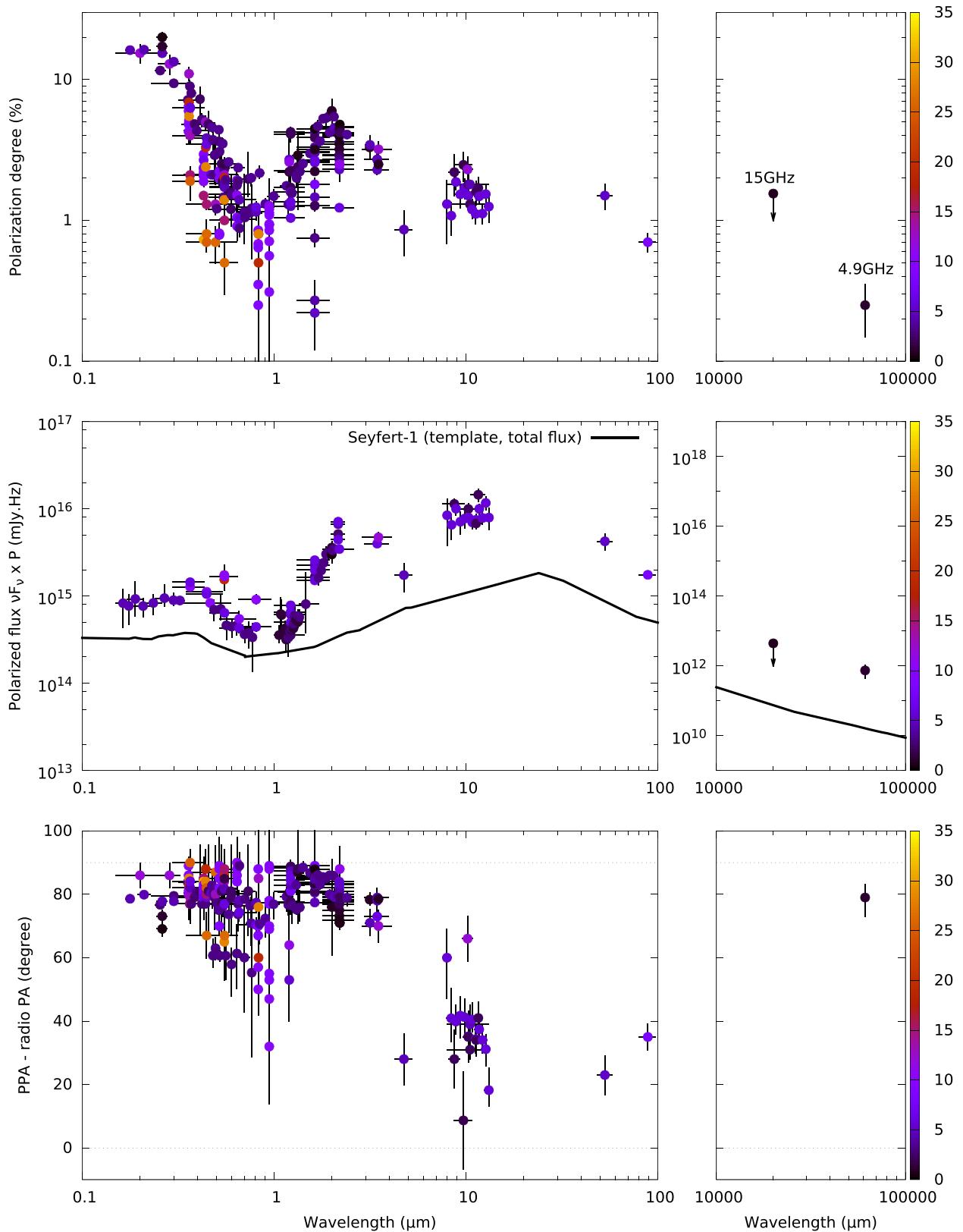


Figure 2. Broad-band 0.1–100 μm , 4.9, and 15 GHz continuum polarization of NGC 1068 measured from various instruments and apertures (colour-coded, in arcseconds). Instrumental and interstellar polarization have been accounted for, but contribution from the host galaxy is still present. See the text for details. Top: polarization degree, middle polarized flux (vF_v , in mJy Hz, times P), bottom: PPA minus the parsec-scale radio PA. The Seyfert-1 total flux template presented in the polarized flux figure (middle) was shifted downwards for better visibility.

starlight contribution that almost cancel the observed polarization (Bolzonella et al. 2000). This polarization dip is also consistent with the transition waveband between the ‘Big Blue Bump’ and the ‘infrared bump’ detected in the SED of AGN. The Big Blue Bump is due to multicolour blackbody emission from the accretion disc and the infrared bump is attributed to thermal emission from dust (Sanders et al. 1989; Wilkes 2004). The inflection between the two bumps, related to dust sublimation at temperature 1500–2000 K, occurs at 1–2 μm , similarly to the onset of the infrared polarized peak. As it can be seen in Fig. 2, both the polarization degree and the polarized flux are strongly increasing in the near-infrared band. Interestingly, it appears that the polarized flux spectrum rises much more sharply in the near-infrared than the average type-1 SED that we have plotted. In this case, the orientation difference between NGC 1068 and the averaged SED of Prieto et al. (2010) certainly plays a role as polarization by polar scattering transitions in the infrared to polarization due to absorption/emission by aligned grains (this will be developed in the next paragraph). Polar scattering provides a similar face-on view to what we see in type-1 AGNs, but in the case of dichroic polarization, we are seeing the transmitted (or emitted) light from the edge on torus dust distribution.

At longer wavelengths, the host emission decreases and the infrared polarization shows a second maxima at wavelengths 2–3 μm . The absence of variation seen in the PPA of light (which remains perpendicular to the axis of radio emission from the ultraviolet band to $\sim 3 \mu\text{m}$) indicates that most of the polarization is due to Thomson and Mie scattering in the polar region. However, at 4–5 μm , the PPA switches from perpendicular to almost parallel. This effect was already highlighted and discussed by Bailey et al. (1988). The authors have shown that the angle rotation is not a consequence of the observed forbidden lines flux included in the passbands of the filters used, which would have the effect of pulling the PA towards the larger forbidden line value, but it is in fact a real feature of the continuum polarization. While the polarization in the ultraviolet, optical, and near-infrared bands is caused by polar scattering by electron and dust grains, the polarization at $\lambda \geq 4 \mu\text{m}$ is most likely due to thermal emission from 100 pc dust grains aligned by large-scale magnetic fields (Efstathiou, McCall & Hough 1997; Lopez-Rodriguez et al. 2015). Since most of the dust is concentrated along the AGN equatorial plane, the polarization angle aligns with the radio axis and becomes parallel. The sharp decrease of polarized flux we observe at 4–5 μm confirms the variation of the cross-section of the scatterer. We are then able to trace the exact wavelength at which polar scattering becomes inefficient in NGC 1068.

In mid- and far-infrared bands, 10 μm polarization observations at sub-arcsecond resolution showed that the core of NGC 1068 becomes consistent with zero measured polarization; the main contributor to polarization is the extended emission that comes from the polar material / giant molecular clouds (GMC) interactions in the Northern ionization cones (Lopez-Rodriguez et al. 2016). Such discovery highlights the importance of correlating near- and mid-infrared data to draw conclusions. The polarized flux follows the dust emission by aligned grains and strongly increases between 10 and 20 μm . The polarized flux appears to reach a maximum in the uncharted 20–40 μm and far-infrared polarimetric measurements indicate that the polarized flux decreases in the 50–100 μm waveband.

Finally, in the radio band, two Very Large Array (VLA) measurements of the core polarization of NGC 1068 have been published. An upper limit was estimated at 15 GHz and the 4.9 GHz apparent polarization of the central AGN component is at the limit of accuracy of the measurement technique. Nevertheless, the polarized

flux follows the expected trend of the type-1 total flux template with great consistency. The polarization degree is low, of the order of 0.25 per cent at 4.9 GHz and below 1.5 per cent at 15 GHz. Such low polarization degrees may be attributed to dilution by large quantities of thermal electrons as evidenced by the intense optical emission lines (Kraemer, Ruiz & Crenshaw 1998). The polarization angle could only be measured at 4.9 GHz and is essentially perpendicular to the source axis, similarly to the optical continuum polarization (e.g. Martin et al. 1983). We thus detect a second rotation of the PPA from the far-infrared to the radio domain. This rotation points toward a mechanism that is parallel to the polar magnetic fields. Accounting for the low polarization degree due to dilution by thermal electrons and the PPA that is perpendicular to the radio-axis, electron-scattered synchrotron emission appears to be the most plausible scenario (Gallimore, Baum & O’Dea 2004; Krips et al. 2006). This is in agreement with the work of Krips et al. (2006) who investigated several emission mechanisms to explain the millimetre-to-radio continuum emission in NGC 1068. Indeed, the authors concluded that ‘the core fluxes indicate a turnover of the inverted cm- into a steep mm-spectrum at roughly 50 GHz, which is most likely caused by electron-scattered synchrotron emission’.

In conclusion, it is truly remarkable to observe that the whole polarized SED of NGC 1068 is following the averaged total flux type-1 SED extracted from Prieto et al. (2010), proving that a type-1 core genuinely resides inside NGC 1068. We also note that the different emission and reprocessing mechanisms have a deep impact on to the PPA, allowing us to probe the physics inside the core of obscured AGN.

2.3 Impact of aperture on to the observed polarization

It is well known that the measured AGN polarization depends on the aperture used (see e.g. Bailey et al. 1988). The better we isolate the compact nucleus from the host starlight and starburst activity, the higher the ultraviolet, optical, and near-infrared polarization degree.⁵ This effect is clearly visible in Fig. 2, where the color-code highlights the fact that polarimetric measurements with large apertures are always smaller than polarimetric observations at the same wavelength with a smaller observational aperture. Yet, since our catalogue compiles all polarimetric data recorded for NGC 1068, we can investigate the impact of aperture on to the resulting polarization with better accuracy. We isolate two regions from Fig. 2 where the polarization degree is found to vary over several percentage points at a given wavelength: around 4450 Å (*B* band) and around 2.2 μm (*K* band). The polarization dependency on the aperture is shown in Fig. 3 (top: polarization degree, bottom: polarization angle). The aperture varies from 2.8 to 30.6 arcsec in the blue band and from 0.2 to 11 arcsec in the infrared, which corresponds to 205–2250 and 14–810 pc, respectively. We see that the observed polarization degree indeed increases gradually as we get closer to the active nucleus. Dilution by the host is relatively important for large apertures and the polarization degree exponentially increases when the observer reaches apertures lower than 15 arcsec. We fitted the data point using exponential function that are summarized in Table 2. All fits have a coefficient of determination R^2 , which is the proportion

⁵Thanks to high angular-resolution polarimetric observations, Packham et al. (2007) and Lopez-Rodriguez et al. (2016) have shown that the 10 μm polarization decreases with decreasing aperture. This is due to the complex combination of (i) the extended emission from the wind-GMC interaction in the Northern ionization cones, (ii) the absorption polarization in the Southern

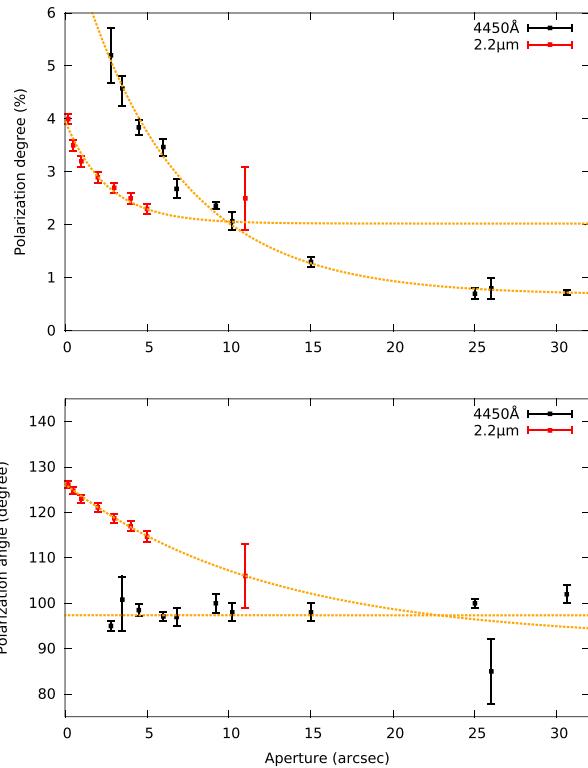


Figure 3. Aperture effect on the measured continuum polarization of NGC 1068 around 4450 Å (in black) and around 2.2 μm (in red). The first panel shows the variations of the polarization degree, and the second panel is for the PPA. Fits to the data are shown in orange dashed lines.

Table 2. Fits to variation of polarization degree P and PPA Ψ as a function of aperture Ap from Fig. 3. The coefficient of determination R^2 is indicated in the second column.

$P_{4450} = 0.68 + 6.99 \cdot \exp(-0.16 \cdot Ap)$	$R^2 > 0.99$
$P_{2.2 \mu\text{m}} = 2.02 + 1.95 \cdot \exp(-0.39 \cdot Ap)$	$R^2 > 0.97$
$\Psi_{4450 \text{ Å}} = -0.49 \cdot 10^{-4} \cdot Ap + 97.37$	$R^2 < 0.01$
$\Psi_{2.2 \mu\text{m}} = 91.90 + 34.34 \cdot \exp(-0.08 \cdot Ap)$	$R^2 > 0.99$

of the variance in the dependent variable that is predictable from the independent variable, superior to 0.97. However, there is no evidence for a variation in the PPA at 4450 Å as aperture increases. Overall, we find a clear exponential dependence of the polarization properties with respect to the observational aperture. Our fits can then help to predict the expected polarization degree and angle at a given aperture for a given waveband. Additional polarimetric observations are needed in a large variety of wavebands to generalize our equations.

The observed polarization plateaus and the rotation of the PPA indicate the presence of large-scale polarization that can only be attributed to the host itself. Scattering of starlight by dust, molecules, and electrons in the galactic medium is known to produce a low amount of optical polarization that depends on the orientation of the host plane (Scarrott et al. 1991; Simmons & Audit 2000). For an edge-on galaxy, the expected large-scale polarization lies between

cone, and (iii) the unpolarized core from self-absorbed dichroic emission from the torus.

0.8 and 1.8 per cent (Simmons & Audit 2000). The former value well corresponds to the plateau reached by the optical polarization curve in Fig. 2 (top). This polarization degree is in agreement with the optical linear polarization maps of NGC 1068 obtained by Scarrott et al. (1991), who have shown that the polarization data from $r < 10$ arcsec traces the large-scale structure of the host. The spiral structure of the host, forming a roughly circularly symmetric pattern, almost certainly accounts for some of the decrease in polarization as the aperture size increases. At longer wavelength, near-infrared polarimetry of a normal spiral galaxy allowed Clemens, Pavel & Cashman (2013) to show that the polarization fraction of late-type galaxies can reach up to 3 per cent, which also corresponds to the plateau of 2.2 μm polarization we found. In conclusion, the diversity of apertures used to achieve polarimetric observations of NGC 1068 allowed us to confirm the amount of optical and near-infrared polarization from its host.

Additionally, according to Schmitt & Kinney (1996) and Murayama & Taniguchi (1997) the optical size of the extended narrow line region in NGC 1068 is about 900 pc (12.25 arcsec), which roughly corresponds to the inflection point of the optical polarization fit as a function of aperture in Fig. 3. Since most of the low-aperture optical continuum polarization we observe from NGC 1068 is due to scattering of disc photons inside the polar outflows, and since we have demonstrated that large aperture polarization is dominated by the host, we can safely confirm that the extension of the narrow line region probably stops before 1030 pc. This value is at a safe distance from the abrupt fall in the surface brightness profile of NGC 1068 observed by Sánchez-Portal et al. (2004) and that is situated around 2.2 kpc from the centre of the galaxy.

Consequently, despite the fact that the compiled continuum polarization spectrum of NGC 1068 presented in Fig. 2 suffers from the various apertures used, we know from Table 1 that only a few observations were done with apertures larger than the estimated extension of the scattering outflows. This indicates that most of the data have indeed measured the polarization originating mainly from the first hundreds of parsecs surrounding the AGN core and that the features we see in Fig. 2 are not artefacts. Even if all the different apertures do play a role, they only contribute to a lesser extent to the characteristic wavelength-dependent polarization profile.

2.4 Reconstructing the spectral energy distribution

Correcting the continuum polarization from diluting light is a major complication. While it is important to estimate the instrumental polarization and the contamination by interstellar polarization, it is crucial to remove the dilution by starlight in order to study the wavelength dependence of polarization (Miller & Antonucci 1983). To do so, the aforementioned authors carried out observations of M32, a morphologically classified compact elliptical galaxy, in order to remove any unpolarized starlight that is dominating the continuum polarization of NGC 1068 longwards of 4000 Å. By minimizing the stellar absorption features in the residuals of the M32/NGC 1068 flux ratio spectra, Miller & Antonucci (1983) derived the following starlight fractions in the observed AGN continuum flux: 0.42 at 3600 Å, 0.63 at 4200 Å, 0.78 at 4600 Å, and 0.82 at 5075 Å (with 5 per cent uncertainty). They corrected their linear polarization spectrum and found a wavelength-independent polarization of 16 ± 2 per cent in the 3500–5200 Å waveband. However, to achieve so, high-resolution (< 10 Å) spectropolarimetry is necessary. Most of the published polarimetric measurements of NGC 1068 were achieved in narrow-band filters, which prevent us to use this method.

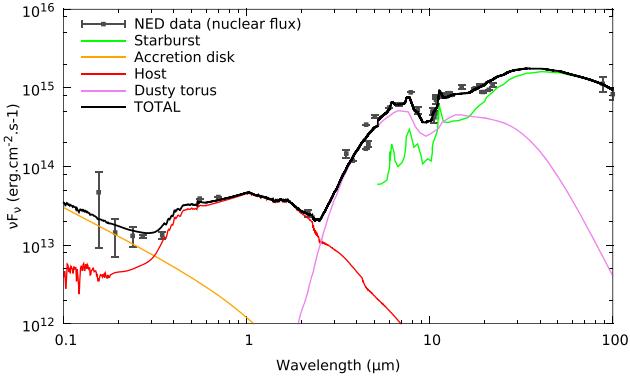


Figure 4. Observed nuclear fluxes of NGC 1068 (grey squares) extracted from the NED. See the text for details about the emissive components used to reproduce the broad-band SED.

We thus opted for a similar procedure that rather focuses on the continuum flux of NGC 1068. We extracted from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) all the nuclear observations of NGC 1068 and plotted them in Fig. 4. We focused on nuclear fluxes in order to better estimate the fraction of starlight in the observed continuum flux of NGC 1068. We reconstructed the 0.1–100 μm SED of NGC 1068 using usual AGN components: the scattered light of a thermally emitting multicolour accretion disc, a component reproducing the infrared re-emission of the circumnuclear AGN torus, a template for the host galaxy, and a template for the starburst light contribution.

(i) To construct the accretion disc SED, we used the standard thin disc model (Shakura & Sunyaev 1973). The accretion disc spans from 1 to 1000 gravitational radii and surrounds a $8 \cdot 10^6$ solar mass black hole (Lodato & Bertin 2003) accreting at 0.4 times the Eddington rate (Kumar 1999). The inclination of the disc was fixed to 85° according to the numerical reconstruction of NGC 1068 achieved by Fischer et al. (2013, 2014). The question about the true inclination of the system remains opened (Marin, Goosmann & Petracci 2016), but we checked that varying those parameters only marginally influence the power-law shape of the scattered light of the disc SED observed in the ultraviolet–optical band. The variations are within the expected range of values (power-law index $\sim 1/3$ due to the superposition of blackbodies).

(ii) Dust re-emission by the obscuring equatorial torus is simulated using the model presented by Fritz, Franceschini & Hatziminaoglou (2006) to fit the infrared SED of NGC 1068. The toroidal model has an aperture angle of 160° , an optical depth of 8 at $9.7 \mu\text{m}$, and is characterized by multiple grain temperatures set by thermal equilibrium equations. The torus extends up to 16.4 pc, has an outer-to-inner radii ratio of 20 and its dust density distribution varies both in the radial and in the altitude coordinates. We note that Fritz et al. (2006) used a homogeneous distribution of dust to describe the torus; in reality Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array (ALMA) has shown that the outer edge of the torus is likely to be clumpy (Gallimore et al. 2016; García-Burillo et al. 2016). Its outer radius is of the order of 10 pc but most of the obscuring material of the torus is concentrated around 5 pc, according to the clumpy torus models (García-Burillo et al. 2016). This results in a model that may overestimate the far-infrared/millimetre emission that is, in any case, extended.

(iii) A template for the host galaxy has been extracted from Bruzual & Charlot (1993) and was extended towards the ultravi-

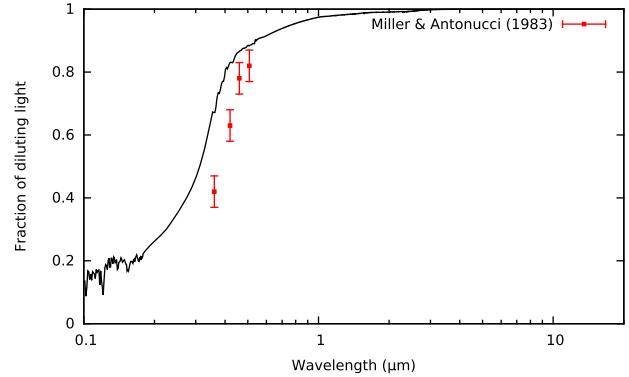


Figure 5. Derived fraction of diluting light (starlight plus dust emission components) in the observed continuum flux of NGC 1068. The previous estimation made by Miller & Antonucci (1983) using a circular aperture of 2.8 arcsec is shown in red.

olet and infrared bands by Bolzonella et al. (2000). It corresponds to an archetypal Sbc barred spiral galaxy, which is consistent with the classification of the host of NGC 1068 (Balick & Heckman 1985). The initial mass function by Miller & Scalo (1979) was used with an upper mass limit for star formation of $125 M_\odot$. The data base used to compute this SED includes only solar metallicity, but it appears to have a minimum impact on to the resulting template (Bolzonella et al. 2000).

(iv) Finally, starburst activities are present in the central kiloparsec of NGC 1068 (Lester et al. 1987; Romeo & Fathi 2016), imprinting the 5–100 μm infrared band with strong features (Thronson et al. 1989; Le Floc'h et al. 2001). Following Fritz et al. (2006), we included a starburst component needed to reproduce the intensity of the polycyclic aromatic hydrocarbon features between 6 and 15 μm , as well as the depth of the silicate feature at $9.7 \mu\text{m}$, and the width, intensity and peak wavelength of the infrared bump. To do so, we include the contribution of the infrared spectrum of the starburst galaxy NGC 7714 that correctly reproduces the colder component of dust emission (Fritz et al. 2006).

Our final SED is presented in black in Fig. 4 and it satisfactorily reproduces observations (in grey). This SED has been chosen to minimize the differences between the model and the observed fluxes but we remark slight degeneracies due to the data errors bars, particularly in the ultraviolet and blue bands. Nevertheless, the shape of the near and mid-infrared spectrum is very well reproduced using a generic template for the host rather than using a specific galaxy observation such as M32. The transition between disc emission and torus emission happens at the expected wavelength and the host galaxy indeed dominates the continuum flux of NGC 1068 longwards of 3000 Å.

2.5 Polarization correction

The overall agreement between the observed data points and our SED model allows us to derive the fraction of starlight plus dust emission components (dust-reprocessed accretion disc emission and starburst emission) in the observed continuum flux of NGC 1068. The flux ratio is shown in Fig. 5, together with the ratios derived by (Miller & Antonucci 1983) using the M32 template. Although the ratios are not the same (this being due to the two different approaches: spectropolarimetric fitting versus SED fitting, the former being unfeasible in this paper), the shape of the wavelength-dependent ratios is distinctively similar. In our model, the host

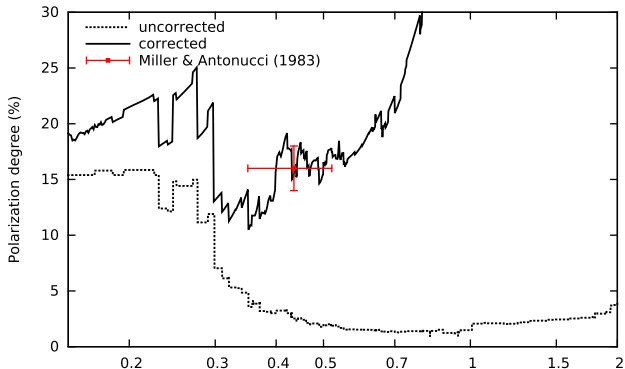


Figure 6. Corrected average continuum polarization of NGC 1068 using the fraction of diluting light (starlight plus dust emission components) in the observed continuum flux presented in Fig. 5. The previous estimation made by Miller & Antonucci (1983) is shown in red.

galaxy starlight starts at bluer wavelengths, hence the shift by almost 1000 Å. We tried to reproduce the exact same flux ratios estimated by (Miller & Antonucci 1983) by changing the normalization of our SED components but the observed data points were no longer matched in the optical band. We stress that this is a logical outcome: first there is a difference in the apertures being used; second the two host galaxy SED used in Miller & Antonucci (1983) and in our paper are not the same. In particular, the choice of M32 may have had consequences on the spectropolarimetric analysis. M32 is an elliptical satellite galaxy of the M31 sub-group, together with NGC 205. A giant stream in the outer halo of M31, pointed in the direction of M32, was observed by Ibata et al. (2001), leading to potential tidal interaction between the galaxies (Choi, Guhathakurta & Johnston 2002). But despite the morphological and chemical differences between the two templates, the most important investigation is to test whether our SED and the fraction of starlight plus dust emission components in the observed continuum flux of NGC 1068 can reproduce the expected polarization thresholds quoted by Miller & Antonucci (1983) and Antonucci & Miller (1985).

In Fig. 6, we present the averaged combined polarization spectrum of NGC 1068 taken from Fig. 2 (dashed line), together with the linear continuum polarization corrected for (1) the host starlight dilution and (2) the dust emission components, both the torus (i.e. reprocessed accretion disc emission) and the starburst dust emission, using the derived fraction of diluting light in the observed continuum flux of NGC 1068 (Fig. 5). We added the measure by Miller & Antonucci (1983) in red and we cut the spectrum at 2 μm since dust re-emission is dominating at longer wavelengths. Our correction to the averaged compiled polarization spectrum of NGC 1068 reproduces the measurement by Miller & Antonucci (1983) in the optical band. Our data indicate a median polarization of 17 ± 3 per cent in the 3000–7000 Å band while Miller & Antonucci (1983) estimated a continuum polarization of 16 ± 2 per cent in the 3500–5200 Å waveband. Our method is subject to higher polarization fluctuations due to the large range of observational apertures used but gives reliable estimation of the true scattered polarization of Seyfert-2 AGN. The sharp features at ~ 0.22 and ~ 0.3 μm are directly caused by the lack of polarimetric measurements in several consecutive bins (as it can be seen in the uncorrected spectrum in dashed line that sharply decreases at those wavelengths). It also appears that the continuum polarization increases in the ultraviolet due to dust scattering at distances larger than 1 arcsec from the AGN

core (Antonucci, Hurt & Miller 1994). This is in complete agreement with the discovery of Höning et al. (2013) and Asmus, Höning & Gandhi (2016), who have shown that optically thin dust in the polar outflows is responsible for much for the observed mid-infrared flux. The ultraviolet wavelength-dependent polarization signature we observe in Fig. 6 (for apertures greater than 1 arcsec) is naturally explained by scattering of light by dust particles along the polar direction. In the near-infrared band, the asymptotic behavior of the dilution-corrected polarization spectrum is a consequence of the fact that the accretion disc continuum decreases relative to the stellar continuum, as wavelength increases. Nevertheless, we demonstrated that it is possible to build a reliable combined spectrum of the optical linear continuum polarization of AGN from published data despite the diluting action of the host galaxy and dust emission components.

2.6 Temporal evolution of the continuum polarization

The last aspect of our study is to test whether the polarization of NGC 1068 has significantly evolved in time. We know that the observed polarization does not linearly depend on the amount of photons produced by the central engine. The chaotic light curve of AGN does not change the polarization state unless the powerful radiation field wipes out a fraction of the material in the vicinity of the black hole (see e.g. Jackson & Browne 1990; Lawrence 1991; Hill, Goodrich & Depoy 1996). Even in this case, the amount of material removed by the radiation field must be significant to alter the polarimetric signature of the AGN in a detectable fashion (Marin et al. 2016). The dynamical time-scales for changing the geometric arrangement of matter or magnetic fields at (sub-)parsec-scales around a 10^8 solar masses black hole is of the order of 5–100 yr (Hopkins et al. 2012). Only long-term monitoring of the polarization of a given AGN can probe such changes.

We present in Fig. 7 the time evolution of the continuum polarization of NGC 1068 in several wavebands from the optical to the infrared domain. A similar aperture, indicated in each plot, was chosen when compiling the published data in order not to include systematic effects. There can still be (for the smallest apertures) a small impact of the seeing but this is likely mitigated by the use of a range of apertures rather than a single aperture. As it can be seen, the polarization degree does not change by more than a fraction of a percentage point over several decades. If the error bars of the first and last polarimetric points in the 3800–4880 Å and 1.8–2.6 μm figures are real, then there is a tentative statistically significant increase of polarization with time but the polarization angle (not shown) remains constant. This could coincide with the variability of the near-infrared nuclear flux of NGC 1068 observed between 1976 and 1994 by Glass (1997). From his study, it was not clear whether this event has been the response of an extended dusty region to a single outburst in the central engine or the result of a continuous change in its ultraviolet output, but it was shown in Marin et al. (2016) and Marin (2017) that parsec-scale morphological changes in the geometry of the AGN would have varied the observed polarization degree by several percentage points and may be accompanied by a rotation of the PPA. It is then safe to say that the global morphologic and magnetic geometry of NGC 1068 probably did not change since 1975. The 1965–1975 period could not be investigated due to the large apertures used at that time, but it is unlikely that a strong change happened in less than a decade. Overall, we have proven that NGC 1068 remained remarkably constant in terms of polarimetry over the past 50 yr.

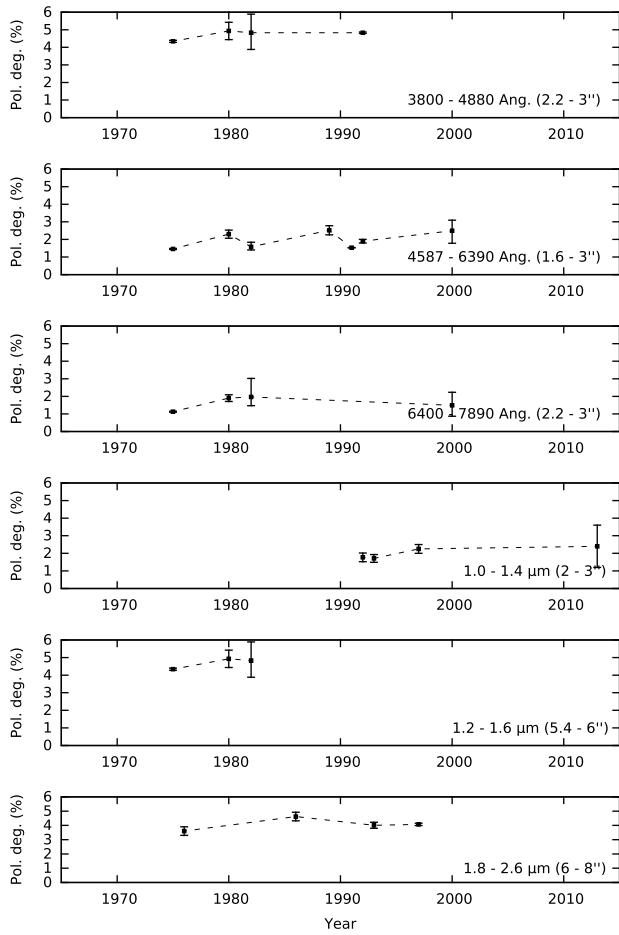


Figure 7. Time evolution of the polarization degree of NGC 1068 in several wavebands at a fixed aperture.

3 MULTIWAVELENGTH POLARIMETRY OF AGN: WHAT IS MISSING?

Reconstructing the polarization spectrum of an AGN is a difficult task since polarimetric data are easily contaminated by starlight, Galactic dust, starburst light, and interstellar polarization. However, we have shown that the polarimetric spectrum of NGC 1068, despite the diversity of instruments and apertures, has distinctive wavelength-dependent signatures that can be related to the AGN and host galaxy physics. Impact of the Big Blue bump and infrared bump, electron, Mie and dichroic scattering, synchrotron emission and radio dilution by thermal electron is naturally highlighted in polarization. This is the reason why polarimetry remains one of the best methods to explore the geometry and physics of unresolvable/obscured cosmic sources. Nevertheless, an important fraction of the polarized spectrum of NGC 1068 remains unexplored.

The X-ray band is a territory where no polarimetric information has ever been recorded in the case of AGN. X-ray polarization is expected to arise from electron, dust and gas scattering, as well as magnetic processes (McNamara, Kuncic & Wu 2009). Compton and inverse-Compton scattering are the dominant processes, similarly to Thomson and Mie scattering in the optical band, and the expected X-ray polarization can be evaluated (at first order) by looking at the visual polarization (Marin et al. 2016). In addition, since the X-ray continuum is produced close to the central supermassive black hole, special and general relativistic effects are expected to

impact the observed polarization properties of light (e.g. Connors & Stark 1977; Pineault 1977; Connors, Stark & Piran 1980). Due to strong gravity effects, the polarization direction rotates along the photon null geodesics as the polarization vector is parallelly transported, resulting in specific polarimetric features. By observing the X-ray polarization of compact objects, it becomes possible to characterize the mass of the black hole, its spin, the composition of the accretion disc, and the geometry of the system (Dovčiak et al. 2004; Schnittman & Krolik 2009, 2010; Marin & Weisskopf 2017; Marin et al. 2018).

The far-ultraviolet band offers unique insight into the physics of AGN that is still little known, in particular by probing ultraviolet-emitting and absorbing material arising from accretion discs, synchrotron emission in jet-dominated AGN, and large-scale outflows. Some key signatures of accretion discs can be revealed only in polarized light, and with higher contrast at ultraviolet than at longer wavelengths (Kishimoto et al. 2008). Specifically, ultraviolet polarimetry can provide geometrical, chemical, and thermodynamical measurements of accretion discs at unprecedented resolutions. By probing the ubiquitous magnetic fields, which are expected to align non-spherical small dust grains on the scales of the accretion disc to the extended torus, a future ultraviolet polarimeter such as POLLUX on-board of LUVOIR (Bolcar et al. ; Bouret et al. 2018) will be able to reveal the mechanisms structuring the multiscale AGN medium.

Far-infrared polarimetry remains an almost uncharted waveband despite the fact that observations do not suffer from seeing problem, allowing to deeply probe high extinction areas. Polarimetric measurements of ultra-luminous galaxies would allow one to address a variety of issues such as the nature of the emission that could be either non-thermal or originating from dust. By detecting solid-state spectral features, far-infrared polarimetry should be able to discriminate between thermal and non-thermal emission in AGN, such as starburst galaxies (Bressan, Silva & Granato 2002; Andreani et al. 2003). The large-scale polarimetric signature most likely originates from extended magnetic fields that align dust grains. The associated dichroic absorption and emission mechanisms provide information on the geometry of the magnetic fields, which is essential to better understand accretion processes, disc formation, and mass outflows from stars to AGN (Hough & Aitken 2003).

Polarimetric imaging in the (sub)millimetre offers the possibility of identifying magnetic field configurations at unprecedented scales. Using ALMA, we can resolve the torus outer regions and study the polarized dust emission by dichroic emission and absorption by aligned grains. In particular, Aitken et al. (2002) have shown that sub-millimetre polarization can lead to strong constraints on the field configuration for a variety of torus models. Circular polarization, which is easily acquired at those wavelengths, could also enlighten us on the jet structure of AGN (Sazonov 1969). The POLAMI programme (Agudo et al. 2018a,b; Thum et al. 2018) is using the fact that Faraday conversion can convert linear polarization to circular polarization to probe the magnetized plasma of jet in a large sample of radio-loud AGN.

Finally AGN radio polarization measurements are possible as synchrotron emission is naturally highly polarized when magnetic field lines are ordered (Westfold 1959). However, in the case of radio-quiet AGN polarization, the GHz and MHz bands remain largely unexplored as Seyfert galaxies are generally reported to be unpolarized in the radio band, even in the optically thin regions (Antonucci 1993). Yet those measurements have been achieved almost four decades ago and NGC 1068 appears to be (weakly) polarized at 4.9 GHz. New observations with modern radio telescopes are

necessary to explore with better sensitivity the emission and reprocessing mechanisms in the radio band. In particular, the turnover frequency between dust polarized emission and synchrotron polarization could be detected by discovering the wavelength at which the PPA rotates.

4 SUMMARY AND CONCLUSIONS

We have gathered all the published polarimetric information on NGC 1068, the most observed Seyfert galaxy in terms of polarimetry. We compiled the broad-band 0.1–100 μm , 4.9, and 15 GHz continuum polarization of this archetypal type-2 AGN using data from more than 50 yr of observations, a premiere in the field. By doing so, we were able to detect all the expected transition regions in the polarized SED of NGC 1068: the Big Blue Bump (0.1–0.7 μm), the peak of starlight contribution ($\sim 1 \mu\text{m}$), the infrared bump (1–4 μm), and the transition between electron scattering and polarized dust reemission (4–5 μm). Additional radio measurements also point towards another polarization mechanism linked with synchrotron emission, scattering and dilution by thermal electrons, highlighted by a rotation of the PPA between the far-infrared and the radio bands. Despite the large variety of apertures and instruments used, the wavelength-dependent behaviour of the polarization clearly revealed the wavebands where processes are switching. This work allowed us to reconstruct the broad-band polarized SED of NGC 1068, which strongly resembles to a typical type-1 SED seen in total flux. We analyzed the aperture effect on the measured continuum polarization of NGC 1068 and found a large-scale polarization component that can only be attributed to the host itself. This constant value for high apertures corresponds to the measured polarization degree of regular spiral galaxies, confirming previous observational results (Scarrott et al. 1991; Simmons & Audit 2000). For apertures lower than 15 arcsec, the degree of polarization exponentially increases since the aperture gets smaller than the scattering region size, highlighting the presence of the narrow line region.

In order to carefully remove the contribution of starlight to the continuum polarization of our compiled spectrum, we reconstructed the global SED of NGC 1068 using nuclear fluxes from NED and a set of emissive components. By doing so, we were able to derive the fraction of starlight in the observed continuum flux of NGC 1068. We corrected our 0.15–2 μm continuum polarization spectrum and found a wavelength-independent polarization level in the optical band, such as expected from theory and past studies. We also highlighted the impact of dust scattering in the ultraviolet and near-infrared bands for larger apertures (electron scattering is dominating from the ultraviolet to the near-infrared at arc-second scale apertures). Finally, we checked whether the observed polarimetric signal of NGC 1068 varied through time. We demonstrated that this particular AGN did not undergo a major morphological or magnetic change over the past decades since its polarimetric signal remained constant (at similar apertures and in the same waveband).

In conclusion, we have created the very first broad-band compiled polarization spectrum of an AGN exploiting more than 50 yr of data. The results are in strong agreements with the Unified Scheme of AGN despite the scarcity of data at several wavebands. Large class (30 m) telescopes equipped with polarimeters are needed to pursue the study at deeper levels, both in spectroscopic and imaging modes. Despite being restricted to 0.1–100 μm , plus two points in the centimetre band, the work achieved in this paper can now be compared to the results of Monte Carlo radiative transfer simulations in order to test different geometries of the reprocessing

and emitting media (e.g. Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012; Marin, Goosmann & Gaskell 2015; Rojas Lobos et al. 2017; Grosset et al. 2017; Marin 2018). This is an important step as, so far, any model-to-data comparison was only achieved in narrow bands. We also highlight the fact that our study could be expanded by many orders of magnitude by looking at the radio, millimetre, far-infrared, far-ultraviolet, and X-ray polarization of AGN using ALMA, HAWK+, or the forthcoming satellites IXPE (Weisskopf et al.), eXTP (Zhang et al.), and LUVOIR (Bolcar et al. ; Bouret et al. 2018).

ACKNOWLEDGEMENTS

This paper is a tribute to all the observers who dedicated their career to better understand AGN using polarimetry. I would like to thank (in alphabetical order) Beatriz Agís González, Robert Antonucci, Lucas Grosset, Damien Hutsemékers, Enrique Lopez Rodriguez, Makoto Kishimoto, Chris Packham, Dominique Sluse, Yelena Stein, and Bernd Vollmer for their numerous comments and suggestions that greatly improved this paper. Georges Roudnitski, from the Astronomicheskii Tsirkulyar journal, was of a great help to retrieve and translate old Russian papers. I also acknowledge the anonymous referee who helped to clarify and improve this paper. Finally, the author would like to thank the Centre national d'études spatiales (CNES) who funded this project through to the post-doctoral grant ‘Probing the geometry and physics of active galactic nuclei with ultraviolet and X-ray polarized radiative transfer’.

REFERENCES

- Agudo I., Thum C., Ramakrishnan V., Molina S. N., Casadio C., Gómez J. L., 2018a, *MNRAS*, 473, 1850
- Agudo I. et al., 2018b, *MNRAS*, 474, 1427
- Aitken D. K., Briggs G., Bailey J. A., Roche P. F., Hough J. H., 1984, *Nature*, 310, 660
- Aitken D. K., Efstathiou A., McCall A., Hough J. H., 2002, *MNRAS*, 329, 647
- Alexander D. M., Young S., Hough J. H., 1999, *MNRAS*, 304, L1
- Andreani P., Cristiani S., Grazian A., La Franca F., Goldschmidt P., 2003, *AJ*, 125, 444
- Angel J. R. P., Stockman H. S., Woolf N. J., Beaver E. A., Martin P. G., 1976, *ApJ*, 206, L5
- Antonucci R., 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Antonucci R., Hurt T., Miller J., 1994, *ApJ*, 430, 210
- Antonucci R. R. J., 1982, *Nature*, 299, 605
- Antonucci R. R. J., 1984, *ApJ*, 278, 499
- Antonucci R. R. J., Miller J. S., 1985, *ApJ*, 297, 621
- Asmus D., Höning S. F., Gandhi P., 2016, *ApJ*, 822, 109
- Bailey J., Axon D. J., Hough J. H., Ward M. J., McLean I., Heathcote S. R., 1988, *MNRAS*, 234, 899
- Balick B., Heckman T., 1985, *AJ*, 90, 197
- Barthel P. D., 1989, *ApJ*, 336, 606
- Bauer F. E. et al., 2015, *ApJ*, 812, 116
- Blaes O., Agol E., 1996, *ApJ*, 469, L41
- Blaes O., Agol E., 1997, in Wickramasinghe, D. T., Bicknell, G. V., Ferrario, L., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 202, IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 610
- Bolcar M. R., Feinberg L., France K., Rauscher B. J., Redding D., Schiminovich D., 2016, Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 9905, SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE, Bellingham, p. 99040J
- Bolzonella M., Miralles J.-M., Pelló R., 2000, *A&A*, 363, 476
- Bouret J.-C. et al., 2018, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 231, 419.01
- Bressan A., Silva L., Granato G. L., 2002, *A&A*, 392, 377
- Bruzual A. G., Charlot S., 1993, *ApJ*, 405, 538

- Capetti A., Axon D. J., Macchetto F., Sparks W. B., Boksenberg A., 1995a, *ApJ*, 446, 155
 Capetti A., Macchetto F., Axon D. J., Sparks W. B., Boksenberg A., 1995b, *ApJ*, 452, L87
 Choi P. I., Guhathakurta P., Johnston K. V., 2002, *AJ*, 124, 310
 Clemens D. P., Pavel M. D., Cashman L. R., 2013, *AJ*, 145, 74
 Code A. D., et al., 1993, *ApJ*, 403, L63
 Connors P. A., Stark R. F., 1977, *Nature*, 269, 128
 Connors P. A., Stark R. F., Piran T., 1980, *ApJ*, 235, 224
 Dibai E. A., Shakhovskoi N. M., 1966, Astronomicheskij Tsirkulyar, Eurasian Astronomical Society and Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia, p. 375
 Dombrovskii V. A., Gagen-Torn V. A., 1968, *Astrophysics*, 4, 163
 Donahue M. et al., 2015, *ApJ*, 805, 177
 Dovčiak M., Karas V., Matt G., 2004, *MNRAS*, 355, 1005
 Dovčiak M., Muleri F., Goosmann R. W., Karas V., Matt G., 2011, *ApJ*, 731, 75
 Dyck H. M., Jones T. L., 1976, *BAAS*, 8, 568
 Efstatiou A., McCall A., Hough J. H., 1997, *MNRAS*, 285, 102
 Elvius A., 1978, *A&A*, 65, 233
 Elvius A., Hall J. S., 1965, *AJ*, 70, 138
 Fischer T. C., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Schmitt H. R., 2013, *ApJS*, 209, 1
 Fischer T. C., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Schmitt H. R., Turner T. J., 2014, *ApJ*, 785, 25
 Fritz J., Franceschini A., Hatziminaoglou E., 2006, *MNRAS*, 366, 767
 Gallimore J. F., Baum S. A., O'Dea C. P., 2004, *ApJ*, 613, 794
 Gallimore J. F. et al., 2016, *ApJ*, 829, L7
 García-Burillo S. et al., 2016, *ApJ*, 823, L12
 Gehrels T., 1972, *ApJ*, 173, L23
 Glass I. S., 1997, *Ap&SS*, 248, 191
 Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2007, *A&A*, 465, 129
 Gratadour D., Rouan D., Grosset L., Boccaletti A., Clénet Y., 2015, *A&A*, 581, L8
 Grosset L., Rouan D., Gratadour D., Pelat D., Orkisz J., Marin F., Goosmann R., 2018, *A&A*, 612, A69
 Hill G. J., Goodrich R. W., Depoy D. L., 1996, *ApJ*, 462, 163
 Hopkins P. F., Hayward C. C., Narayanan D., Hernquist L., 2012, *MNRAS*, 420, 320
 Hough J. H., Aitken D. K., 2003, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 79, 733
 Höning S. F., Prieto M. A., Beckert T., 2008, *A&A*, 485, 33
 Höning S. F. et al., 2013, *ApJ*, 771, 87
 Ibata R., Irwin M., Lewis G., Ferguson A. M. N., Tanvir N., 2001, *Nature*, 412, 49
 Imanishi M., Nakanishi K., Izumi T., Wada K., 2018, *ApJ*, 853, L25
 Jackson N., Browne I. W. A., 1990, *Nature*, 343, 43
 Khachikian E. Y., Weedman D. W., 1974, *ApJ*, 192, 581
 Kishimoto M., 1999, *ApJ*, 518, 676
 Kishimoto M. et al., 2008, *Nature*, 454, 492
 Knacke R. F., Capps R. W., 1974, *ApJ*, 192, L19
 Kraemer S. B., Ruiz J. R., Crenshaw D. M., 1998, *ApJ*, 508, 232
 Krips M. et al., 2006, *A&A*, 446, 113
 Kruszewski A., 1971, *Acta Astron.*, 21, 311
 Kruszewski A. K., 1968, *AJ*, 73, 852
 Kumar P., 1999, *ApJ*, 519, 599
 Landstreet J. D., Angel J. R. P., 1972, *ApJ*, 174, L127
 Lawrence A., 1991, *MNRAS*, 252, 586
 Lebofsky M. J., Kemp J. C., Rieke G. H., 1978, *ApJ*, 222, 95
 Le Floch E., Mirabel I. F., Laurent O. et al., 2001, *A&A*, 367, 487
 Lester D. F., Joy M., Harvey P. M., Ellis H. B., Jr, Parmar P. S., 1987, *ApJ*, 321, 755
 Lodato G., Bertin G., 2003, *A&A*, 398, 517
 Lopez-Rodriguez E. et al., 2015, *MNRAS*, 452, 1902
 Lopez-Rodriguez E. et al., 2016, *MNRAS*, 458, 3851
 Low F. J., Rieke G. H., 1971, *Nature*, 233, 256
 Lumsden S. L., Moore T. J. T., Smith C., Fujiyoshi T., Bland-Hawthorn J., Ward M. J., 1999, *MNRAS*, 303, 209
 Marin F., 2017, *A&A*, 607, A40
 Marin F., 2018, *A&A*, preprint ([arXiv:1805.09098](https://arxiv.org/abs/1805.09098))
 Marin F., Dovčiak M., Muleri F., Kislat F. F., Krawczynski H. S., 2018, *MNRAS*, 473, 1286
 Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2015, *A&A*, 577, A66
 Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., Porquet D., Dovčiak M., 2012, *A&A*, 548, A121
 Marin F., Goosmann R. W., Petrucci P.-O., 2016, *A&A*, 591, A23
 Marin F., Rohatgi A., Charlot S., in Reylé C., Di Matteo P., Herpin F., Lagadec E., Lançon A., Meliani Z., Royer F., eds, 2017, SF2A-2017: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, p. 113
 Marin F., Weisskopf M. C., 2017, in Reylé C., Di Matteo P., Herpin F., Lagadec E., Lançon A., Meliani Z., Royer F., eds, SF2A-2017: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, p. 173
 Marinucci A. et al., 2016, *MNRAS*, 456, L94
 Martin P. G., Thompson I. B., Maza J., Angel J. R. P., 1983, *ApJ*, 266, 470
 Mason R. E., Wright G. S., Adamson A., Pendleton Y., 2007, *ApJ*, 656, 798
 McLean I. S., Aspin C., Heathcote S. R., McCaughrean M. J., 1983, *Nature*, 304, 609
 McNamara A. L., Kuncic Z., Wu K., 2009, *MNRAS*, 395, 1507
 Miller G. E., Scalo J. M., 1979, *ApJS*, 41, 513
 Miller J. S., Antonucci R. R. J., 1983, *ApJ*, 271, L7
 Moran E. C., Barth A. J., Kay L. E., Filippenko A. V., 2000, *ApJ*, 540, L73
 Murayama T., Taniguchi Y., 1997, *PASJ*, 49, L13
 Muñoz T. W. B., Pedlar A., Holloway A. J., Gallimore J. F., Antonucci R. R. J., 1996, *MNRAS*, 278, 854
 Nikulin N. S., Kuvshinov V. M., Severny A. B., 1971, *ApJ*, 170, L53
 Packham C., Young S., Hough J. H., Axon D. J., Bailey J. A., 1997, *MNRAS*, 288, 375
 Packham C. et al., 2007, *ApJ*, 661, L29
 Pineault S., 1977, *MNRAS*, 179, 691
 Prieto M. A., Reunanen J., Tristram K. R. W., Neumayer N., Fernandez-Contreras J. A., Orienti M., Meisenheimer K., 2010, *MNRAS*, 402, 724
 Prunet S., Sethi S. K., Bouchet F. R., Miville-Deschénes M.-A., 1998, *A&A*, 339, 187
 Raban D., Jaffe W., Röttgering H., Meisenheimer K., Tristram K. R. W., 2009, *MNRAS*, 394, 1325
 Ramos Almeida C., Martínez González M. J., Asensio Ramos A., Acosta-Pulido J. A., Höning S. F., Alonso-Herrero A., Tadhunter C. N., González-Martín O., 2016, *MNRAS*, 461, 1387
 Rojas Lobos P. A., Goosmann R. W., Marin F., Savić D., 2018, *A&A*, 611, A39
 Romeo A. B., Fathi K., 2016, *MNRAS*, 460, 2360
 Sanders D. B., Phinney E. S., Neugebauer G., Soifer B. T., Matthews K., 1989, *ApJ*, 347, 29
 Sazonov V. N., 1969, *SvA*, 13, 396
 Scarrott S. M., Rolph C. D., Wolstencroft R. W., Tadhunter C. N., 1991, *MNRAS*, 249, 16P
 Schartmann M., Burkert A., Krause M., Camenzind M., Meisenheimer K., Davies R. I., 2010, *MNRAS*, 403, 1801
 Schartmann M., Meisenheimer K., Klahr H., Camenzind M., Wolf S., Henning Th., 2009, *MNRAS*, 393, 759
 Schmitt H. R., Kinney A. L., 1996, *ApJ*, 463, 498
 Schnittman J. D., Krolik J. H., 2009, *ApJ*, 701, 1175
 Schnittman J. D., Krolik J. H., 2010, *ApJ*, 712, 908
 Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
 Siebenmorgen R., Krügel E., 2007, *A&A*, 461, 445
 Simmons J. F. L., Audit E., 2000, *MNRAS*, 319, 497
 Simpson J. P., Colgan S. W. J., Erickson E. F., Hines D. C., Schultz A. S., Trammell S. R., 2002, *ApJ*, 574, 95
 Smith J. E., Young S., Robinson A., Corbett E. A., Giannuzzo M. E., Axon D. J., Hough J. H., 2002, *MNRAS*, 335, 773
 Sánchez-Portal M., Díaz Á. I., Terlevich E., Terlevich R., 2004, *MNRAS*, 350, 1087

- Thronson H. A., Jr et al., 1989, *ApJ*, 343, 158
 Thum C., Agudo I., Molina S. N., Casadio C., Gómez J. L., Morris D., Ramakrishnan V., Sievers A., 2018, *MNRAS*, 473, 2506
 Tran H. D., 1995, *ApJ*, 440, 565
 Tran H. D., 2003, *ApJ*, 583, 632
 Urry C. M., Padovani P., 1995, *PASP*, 107, 803
 Visvanathan N., Oke J. B., 1968, *ApJ*, 152, L165
 Vollmer B., Beckert T., Davies R. I., 2008, *A&A*, 491, 441
 Walker M. F., 1964, *AJ*, 69, 744
 Watanabe M., Nagata T., Sato S., Nakaya H., Hough J. H., 2003, *ApJ*, 591, 714
 Weisskopf M. C. et al., 2016, Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 9905, SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE, Bellingham, p. 990517
 Westfold K. C., 1959, *ApJ*, 130, 241
 Wilkes B., 2004, AGN Phys. Sloan Digital Sky Survey, 311, 37
 Wilson A. S., Elvis M., 1997, *Ap&SS*, 248, 141
 Wilson A. S., Ulvestad J. S., 1982, *ApJ*, 263, 576
 Wilson A. S., Ulvestad J. S., 1983, *ApJ*, 275, 8
 Young S., 2000, *MNRAS*, 312, 567
 Young S., Hough J. H., Axon D. J., Bailey J. A., Ward M. J., 1995, *MNRAS*, 272, 513
 Zhang S. N. et al., 2016, Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 9905, SPIE Astronomical Telescopes and Instrumentation, SPIE, Bellingham, p. 99051Q

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Modeling optical and UV polarization of AGNs

V. Dilution by interstellar polarization and the host galaxy

F. Marin

Université de Strasbourg, CNRS, Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 67000 Strasbourg, France
e-mail: frederic.marin@astro.unistra.fr

Received 13 April 2018 / Accepted 23 May 2018

ABSTRACT

Context. One of the main challenges for polarimetric observations of active galactic nuclei (AGN) is to properly estimate the amount of parasitic light that contaminates the polarization signal. Removing this unpolarized flux is a complex task that has only been achieved in a couple of objects.

Aims. In this fifth paper of the series, we present a new version of the Monte Carlo code STOKES that accounts for dilution by interstellar polarization and host starlight in radiative transfer modeling.

Methods. We upgraded our code by including spectral energy distribution (SED) templates for a set of representative host galaxies. The unpolarized light emitted by those hosts alters the observer polarization while being coherently radiatively coupled to the AGN structure. We also included in our analysis tool a routine that may add, depending on the user's objectives, an interstellar component.

Results. Using a generic AGN model, we illustrate how interstellar polarization and starlight dilution impact the observed polarimetric signal of AGN. We applied our code to NGC 1068, an archetypal edge-on AGN and demonstrate that STOKES can reproduce its SED, the expected wavelength-dependent polarimetric signatures, and the observed high-angular resolution polarimetric maps. Using the flexibility of the code, we derived several intrinsic parameters such as the system inclination and the torus opening angle.

Conclusions. The new version of our publicly available code now allows observers to better prepare their observations, interpret their data and simulate the three-dimensional geometry and physics of AGN in order to probe unresolved structures. Additionally, the radiative interaction between the host and the AGN can be used to probe the co-evolution of the system.

Key words. galaxies: active – galaxies: Seyfert – polarization – radiative transfer – scattering

1. Introduction

Spectropolarimetric observations of active galactic nuclei (AGN) have completely changed our understanding of those objects. The discovery of broad Balmer and Fe II emission lines in the polarized spectrum of NGC 1068, with approximately the same polarization position angle and linear polarization degree that of the continuum, allowed Miller & Antonucci (1983) and Antonucci & Miller (1985) to reunite the spectroscopically separated type-1 and type-2 AGN classes. A type-1 Seyfert galaxy is a lower-luminosity AGN, usually found in spiral galaxies, that often has two sets of emission lines in its spectrum: narrow lines such as [O III] $\lambda\lambda$ 5007 or [S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6731, with a width of several hundred of km s⁻¹, and broad lines such as the Balmer series or Mg II $\lambda\lambda$ 2798 lines, with widths up to 10⁴ km s⁻¹. A type-2 Seyfert galaxy lacks the broad line component, similarly to the so-called Narrow Line Seyfert-1s (Osterbrock 1989; Goodrich 1989; Véron-Cetty et al. 2001). If for the latter the reason is unknown, it was proven thanks to spectropolarimetry that a Seyfert-1 core is hidden in probably all type-2 AGN, the difference being due to an orientation effect (Antonucci 1993). Due to the anisotropic geometric configuration of AGN, a type-2 observer would not see the central engine as its line-of-sight is obscured by an equatorial, optically thick, geometrically thick dusty region. This “torus” is responsible for the different polarization angle we see in type-1s and type-2s (Antonucci 1984), and blocks the emission coming from the central Keplerian region of AGN producing the broad lines (Peterson & Wandel 1999;

Gaskell 2009). It is only thanks to spectropolarimetry that the dust-obscured signal of AGN cores can be revealed in type-2 Seyferts: light perpendicularly scatters along the polar direction towards the observer and carries the broad line signatures in its Stokes parameters.

Perpendicular scattering of optical photons leads to high polarization degrees since polarization depends on the cosine squared of the scattering angle. We thus naturally expect highly polarized spectra for type-2 AGN as they are seen along the equatorial direction. Nevertheless the usual linear continuum polarization we observe is less than a few percent (e.g., Kay 1994; Ramos Almeida et al. 2016). This is intriguing as the broad lines are detected in polarized flux. Where is the polarization much greater than 10% that we expected? Miller & Antonucci (1983) showed that those high polarization degrees are, in fact, present but dilution by additional sources strongly reduces the observed polarization. Hiltner (1949) and Hall (1949) discovered that interstellar extinction is birefringent and that the interstellar extinction increases greatly towards the ultraviolet (UV). Interstellar polarization (ISP) is to be accounted for, since the trajectory of photons through the local galactic medium is impacted by the alignment of dust grains and produces a foreground contamination. Hence, any observations of distant sources might be altered by ISP. This can be estimated by looking at the polarization of Galactic stars in the same field of view than the AGN (Miller & Goodrich 1990), or by using plots of the *E*-vector of polarization over the entire sky (Mathewson & Ford 1970).

On the other hand, starlight from the host galaxy is a major contributor to the contamination of polarized spectra of type-2 AGN: since the nucleus is hidden, a large fraction of the observed flux comes from stellar sources and the final polarization decreases. This is less problematic for the case of type-1 AGN as the central engine is directly visible through the torus funnel and radiation from the accretion disk dominates the host starlight. However, for Seyfert-2s, it becomes a major challenge to estimate the true scattered component of light. It is possible to remove the starlight contribution using a galaxy template superimposed on high-resolution polarized spectra. By carrying out subtractions at various flux ratios between the template host and the polarized spectrum, it is possible to find a flux ratio that provides a simultaneous cancellation of all the stellar features. This was the technique used by [Miller & Antonucci \(1983\)](#), who found that the true continuum polarization of NGC 1068 is polarized at $P = 16\% \pm 2\%$. The wavelength-independence of the polarization continuum was also a proof for the dominance of Thomson scattering in the optical band. However, not all archival polarimetric observations were achieved in high resolution spectropolarimetric modes. To correct for interstellar and host dilution the observed narrowband and filter-integrated polarimetric observations, reverse engineering is needed.

This is the purpose of our upgrade. We aim to provide a simulation tool that can fit any near-infrared, optical and ultraviolet polarimetric observations of AGN and provide a good estimation of its true scattered polarization. To do so, we include a variety of galaxy templates to be accounted for in AGN simulations. The flux ratio between the AGN central engine and the host can be arbitrarily chosen by the user to fit the data and retrieve the true polarization. We present in Sect. 2 an overview of the current code version and explain the upgrade we included in the newest version. We show in Sect. 3 several examples of polarimetric simulations, both in photometry, spectropolarimetry, and polarization imaging, to highlight the necessity of accounting for ISP and starlight contribution. We discuss the potential future use of our code in Sect. 4 and conclude our paper in Sect. 5.

2. STOKES upgrade

STOKES is a Monte Carlo code that was first presented in [Goosmann & Gaskell \(2007\)](#). Its main goal is to reproduce the observed near-infrared, optical and ultraviolet polarization of AGN. The most important part of this radiative transfer code is that it accounts for radiative coupling between the different three-dimensional emitting and scattering regions. Multiple scattering has a profound impact on the net polarization we observe and several specific features seen in polarimetry cannot be reproduced without multiple scattering (see, e.g., [Young 2000](#); [Smith et al. 2002](#) who numerically reproduced the polarization variations observed in broad emission lines). Multiple scattering is thus essential, and it is also the backbone of our new numerical improvements.

2.1. Overview of the code performances

The previous version (v1.2) of STOKES is able to handle photon emission with a variety of spectral shapes (power-law, thermal emission, ...) originating from any number of geometrical sources that can be located anywhere in the three-dimensional environment. The photons then travel in straight lines (relativistic effects are yet to be included in the vicinity of the central black hole) until they encounter a medium whose size, composition, temperature, and velocity can be fully parametrized by the user. Depending on the

photon energy and the opacity of the matter, radiation can travel through the medium, be scattered, absorbed and potentially re-emitted several times. The code registers the photon time delay due to multiple scattering and follows each photon until it is absorbed or escapes from the model region. A web of virtual detectors (scaled in cosine along the polar direction) registers the photons at all viewing angles (including potential azimuthal bins). The photon polarization is stored using the Stokes parameters I , Q , U , and V . The I parameter stands for the intensity, Q and U are used to characterize the linear polarization, and V characterizes the circular polarization.

The code's output is given in a specific format that can be processed with the ANALYZE tool that is provided with the code¹. The ANALYZE routine computes the total flux, the total, linear and circular polarization degrees ($P = P_{\text{lin}} + P_{\text{circ}}$), the polarization position angle Ψ and the polarized flux (total flux times P). A convention used since the first paper of our series is to consider the polarization to be parallel when the E -vector is aligned with the projected symmetry axis of the model (i.e. $\Psi = 90^\circ$). We sometimes denote the difference between parallel and perpendicular polarization by the sign of the polarization percentage. P is negative if $\Psi = 90^\circ$ and P is positive if $\Psi = 0^\circ$.

Over the past decade, the code has been improved in many ways. It is now equipped with an imaging routine that can have any required spatial resolution ([Marin et al. 2012](#)), it can also account for fragmented regions made of several thousands spherical clumps ([Marin et al. 2015](#)), and it coherently computes the time delays and cross-correlation of light between the total and unpolarized fluxes ([Rojas Lobos et al. 2018](#)). The code has been implemented with faster computing routines to allow swifter runs. An overview of the science cases where STOKES was applied is presented in [Marin & Goosmann \(2014\)](#).

2.2. Interstellar polarization

[Hiltner \(1949\)](#) and [Hall \(1949\)](#) showed that light reaching us through the interstellar medium is polarized. In the interstellar medium the dust grains, which are known to be elongated ([Hildebrand & Dragovan 1995](#)), can be aligned by the interstellar magnetic field. The aligned grains block the light waves that are polarized parallel to the long axis of the grains, and let the polarized waves pass perpendicularly to the long axis of the grains. This dichroic extinction is responsible for an interstellar polarization that can reach up to 5% ([Mathewson & Ford 1970](#)). This polarized signal can easily dilute or overwhelm the polarization signal of type-1 AGN, which is known to be weak (often less than 2%) due to their symmetric morphology ([Marin et al. 2012](#)). It is particularly important to include this feature in STOKES to allow the user to check whether the polarimetric signal observed is truly due to the AGN. As we show in Sect. 3, constraints on the inclination angle of the AGN can also be deduced thanks to comparisons between observations and modeling that accounts for interstellar polarization.

To include interstellar polarization, we follow the seminal work of [Serkowski et al. \(1975\)](#). The authors investigated the wavelength dependence of interstellar linear polarization for ~ 180 stars with a variety of photometric filters. By doing so, they produced a well-known empirical formula

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp \left(-1.15 \ln^2 \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda} \right) \right), \quad (1)$$

¹ <http://www.stokes-program.info/>

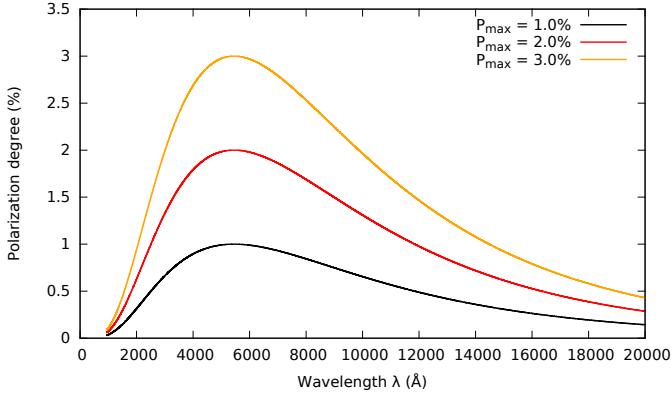


Fig. 1. Examples of ultraviolet-to-infrared interstellar polarization levels for different values of P_{\max} . The value of λ_{\max} is fixed to 5450 Å.

where λ_{\max} is the wavelength at which the maximum interstellar linear polarization P_{\max} occurs. From observations, Serkowski et al. (1975) determined that $\lambda_{\max} = 5450$ Å. We illustrate different interstellar polarization signatures in Fig. 1 for different values of P_{\max} . The optical band suffers the most from this parasitic component and observations in the ultraviolet or infrared bands must be favored. The empirical law of Serkowski et al. (1975) is now implemented in ANALYZE. The user has to enter the values of λ_{\max} , P_{\max} and Ψ_{ISP} . The parameter Ψ_{ISP} was not investigated by Serkowski et al. (1975) but it has some importance since it can alter the observed polarization position angle of the AGN polarized flux, even when the magnitude of interstellar polarization is small. Hoffman et al. (2005) studied how such uncertainties may affect the observed polarization angle and found that the intrinsic position angle differs from the observed one by

$$\Delta\theta_{\max} = 0.5 \sin^{-1} \left(\frac{P_{\text{ISP}}}{P_{\text{obs}}} \right). \quad (2)$$

We thus decided to also account for the variation of the total polarization position angle by introducing in our code the parameter Ψ_{ISP} that can be easily derived from the previous equation.

2.3. Host starlight

Dilution by starlight is the major contributor to the weakening of the observed AGN polarization. Galaxies contain large amounts of hot gas that are detected thanks to intense emission lines, and stars are responsible for the continuum spectrum and the absorption lines. There is a vast collection of galaxy classes that are divided into groups based on their visual appearance (Hubble 1936; de Vaucouleurs 1959; Sandage 1975; van den Bergh 1998). However AGN are mostly found in the heart of early-type spiral galaxies (Sa–Sb, Heckman et al. 1978). Large surveys of well-resolved nearby AGN confirmed this trend but also demonstrated that Seyfert host galaxies often show signs of morphological irregularities, most probably caused by tidal interactions (Simkin et al. 1980; MacKenty 1990). Not all Seyferts show a large-scale stellar bar within the spiral host galaxy (Deo et al. 2006) and (Kelm & Focardi 2001) have shown that about 70% of both Seyfert-1 and Seyfert-2 classes are preferably detected in spirals. Chen & Hwang (2017) also discovered that Seyfert-1 galaxies are mainly located in bulge-dominant galaxies while type-2s are more often detected in disk galaxies. However, since both classes are dominated by large bulge fractions, late type host galaxies cannot be excluded. For this reason, we included in

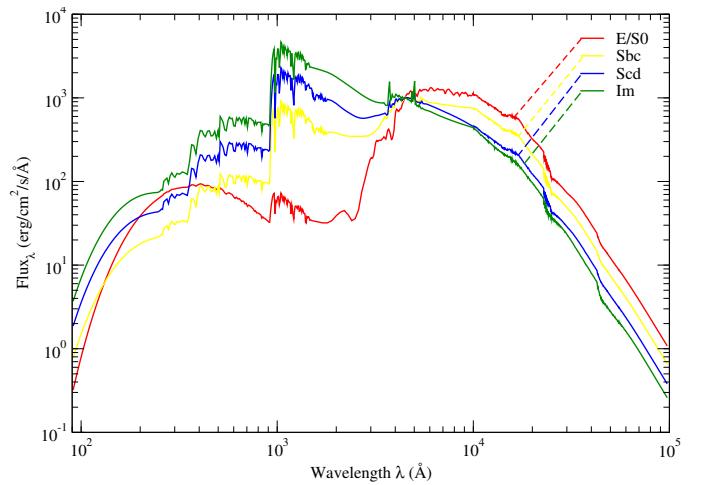


Fig. 2. Templates of four classes of host galaxy extracted from (Bruzual & Charlot 1993) and extended towards the ultraviolet and infrared bands by Bolzonella et al. (2000). The four templates are: an elliptical or lenticular galaxy (E/S0, in red), a spiral galaxy with very loose spiral arms (Sbc, in yellow), a spiral galaxy (Scd, in blue), and an highly irregular galaxy (Im, in green).

STOKES the possibility to use a variety of host galaxy templates that cover a large fraction of the galaxy morphological classification. We extracted the templates of four galaxy types (E/S0, Sbc, Scd, and Im) from the public code HYPERZ (Bolzonella et al. 2000) and included them in our code. The host templates, see Fig. 2, cover the 90–100 000 Å band. They are soft-coded in STOKES, which means that the user can erase the source file and replace the input spectrum with its own galaxy spectral energy distribution (SED). An automatic procedure rebins the host spectrum according to the required resolution set by the user. Since stars principally emit unpolarized or mildly polarized light, and since the vectorial superposition of the many polarization angles from all the stars of the galaxy will be null, the common assumption of unpolarized host radiation is used in our code. However, scattering of starlight by dust, molecules and electrons in the galactic medium may produce an observable amount of polarization that depends on the orientation of the host plane (Simmons & Audit 2000; Stil et al. 2009). In our model, it is therefore possible to fill the host galaxy region with dust and/or electrons to re-create such conditions. Finally, the fraction of host starlight with respect to the AGN intrinsic flux, integrated over the considered waveband, is required before starting the code.

2.4. Quantitative assessment

We illustrate how ISP and starlight dilution can alter the observed total flux and polarization of a cosmic source in Fig. 3. We simulated four different AGN observations that account for (1) only the AGN flux, (2) the AGN flux plus ISP, (3) the AGN flux plus the host starlight, and (4) the AGN flux plus the host and the ISP. We set the ratio of AGN photons to host photons to 50% for this experiment. The top row of Fig. 3 shows that the ISP has no impact on the observed AGN flux (the black and violet lines are superimposed, similarly to the red and orange lines). The host starlight has very little influence on the observed spectrum of type-1 objects, since emission from the accretion disk dominates. On the other hand, we see that the host overshadows most of the AGN flux for type-2 objects. The ultraviolet band is less affected due to the dimming of starlight photons in this

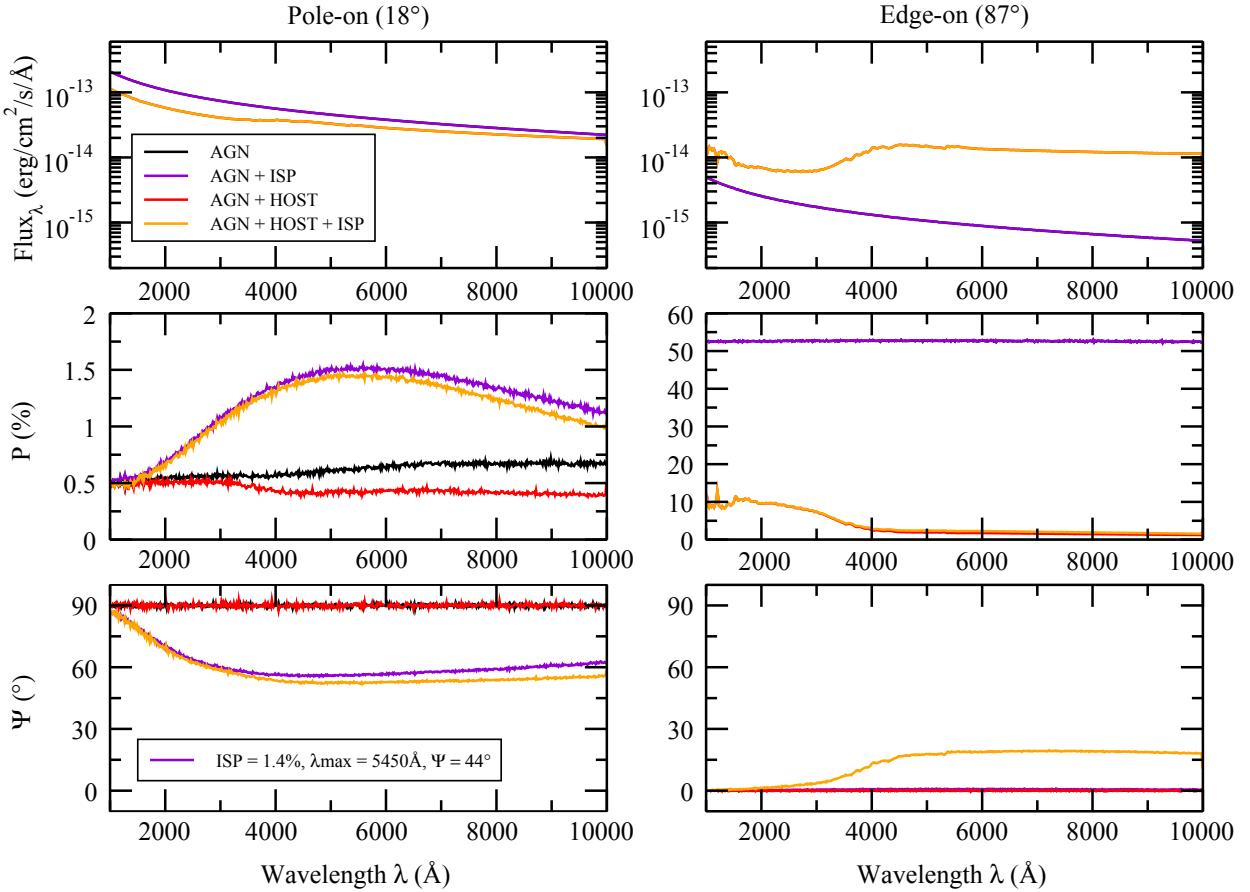


Fig. 3. Impact of ISP and starlight dilution on the AGN total flux (*top*), polarization degree (*middle*) and polarization angle (*bottom*). Two different inclinations are shown: a polar orientation (*left*) and an equatorial inclination (*right*). Four AGN models are shown. In black is an AGN model without parasitic light (the kind of model that STOKES was able to produce until this paper). In violet is a model that accounts for ISP, in red a model that accounts for host starlight only, and in orange an AGN model that accounts for both the host and ISP. The interstellar polarization is parametrized with the following numerical values: $P_{\max} = 1.4\%$, $\lambda_{\max} = 5450 \text{ \AA}$, and $\Psi_{\text{ISP}} = 44^\circ$.

waveband but the optical and near-infrared bands are completely dominated by the host. Looking at the polarization degree (Fig. 3, middle panels), we see that type-1 polarization is only marginally affected by starlight dilution in the optical band. The ISP, however, can completely cover the AGN polarization. At equatorial inclinations the presence of ISP is completely overshadowed by the high polarization degrees due to perpendicular scattering of disk photons in the polar outflows. Without host contamination P can be as high as 53%. When starlight is added, the polarization degree is strongly weakened. It is no longer constant and shows the highest values in the ultraviolet band, such as observed by Code et al. (1993). The overall polarization degree is strongly affected and reduced to P less than 10% in the ultraviolet, and less than 3% in the optical. Those values correspond to the numerous polarimetric observations of type-2s achieved by Kay (1994). Finally, the polarization position angle is not affected by the host starlight at polar inclinations, but the ISP can induce a wavelength-dependent variation (Fig. 3, bottom panels). For equatorial inclinations, only the combination of starlight dilution plus interstellar polarization may affect Ψ' .

Overall, we have seen that removing both the ISP and the host contamination is necessary to uncover the true polarization originating from the AGN. While correcting for interstellar polarization is achievable (yet it requires observations of standard stars), accounting for host starlight is more tricky. Radiative

transfer models account for both diluting sources are thus needed to uncover the true scattered polarization.

3. Examples of NGC 1068 modeling

In order to demonstrate how our newest code version can help to disentangle the true AGN polarized light from parasitic light, we run STOKES for a realistic test case. We focus on one specific target for this study: NGC 1068. This archetypal Seyfert-2 galaxy has been the most observed in terms of polarization and archival data allow us to efficiently compare our simulations to observations. Details of the model are listed in Table 1. Each free parameter is described and referenced in the consecutive subsections. In addition, since it is an AGN seen at a relatively large inclination (70–80°, Hönig et al. 2007; Fischer et al. 2013, 2014; Marin 2016), it is an ideal target to evaluate the fraction of polarization dilution in dust-obscured AGN.

3.1. Spectral energy distribution

We begin by modeling the 1000–10 000 Å SED of NGC 1068 (Fig. 4). To represent the host galaxy contribution, we use the Sbc template presented in Sect. 2.3. This template is consistent with the morphological classification of the host of NGC 1068, such as discovered by Balick & Heckman (1985). The authors also highlighted the importance of starburst activity in the SED

Table 1. Components of the NGC 1068 model, its host galaxy and the interstellar polarization.

Continuum source	
Punctual isotropic power-law SED	$F_* \propto \nu^{-1}$
<i>Accretion flow</i>	
Inner and outer radii	0.001–0.1 pc
Half-opening angle (from the eq. plane)	20°
Composition and optical depth	electrons ($\tau_V = 1$)
<i>Circumnuclear region</i>	
Inner and outer radii	0.1–5 pc
Half-opening angle (from the eq. plane)	45°
Composition and optical depth	dust ($\tau_V \geq 50$)
<i>Biconical polar outflows</i>	
Inner and outer radii	0.1–100 pc
Half-opening angle (from the eq. plane)	45°
Composition and optical depth	electrons ($\tau_V = 1$)
<i>Host galaxy</i>	
Template	Sbc
Inner and outer radii	5–3 000 pc (truncated)
<i>Interstellar polarization</i>	
Polarization degree	0.5%
Polarization angle	0°

Notes. See text in Sects. 3.1, 3.2, and 3.3 for details and references.

of NGC 1068 that impacts the observed fluxes at wavelengths larger than 1 μm . The resulting host SED nicely fit the fluxes observed with large aperture detectors that are listed in the NASA/IPAC Extragalactic Database, see the first panel of Fig. 4. The AGN continuum is modeled using an isotropic power-law spectral energy distribution $F_* \propto \nu^{-\alpha}$ with $\alpha = 1$. This continuum is the scattered component of the intrinsic flux that is blocked along the equatorial plane by an obscuring dust screen, usually referred to as a torus. The scattered continuum originates from polar scattering of disk photons. This simple model allows us to reproduce the observed AGN flux that can only be detected with small aperture instruments ($\leq 1''$), see the second panel of Fig. 4. Finally, the combination of the two components allow us to reproduce the observed SED of NGC 1068 at apertures close to 8''. Assuming a distance of ~ 14.4 Mpc, 1'' corresponds to 72 pc; thus an 8'' aperture isolates the first 576 pc around the nucleus, where both the host and the AGN contribute to the observed flux. Hence, because of the inclusion of host starlight templates, STOKES is now possible to properly compute and reproduce the observed SED of AGN, while accounting for the aperture effects.

3.2. Continuum linear polarization

We pursued our study of NGC 1068 by investigating its continuum polarization. To do so, we construct a physical model of the AGN by setting a power-law continuum source at its center with the same characteristics as the ones described in Sect. 3.1. Around this central source, we implemented a scattering disk that is representative of the accretion flow between the torus and the accretion disk (Smith et al. 2002). This structure is marginally optically thin ($\tau_V = 1$), fully ionized and extends from 0.001–0.1 pc (Marin et al. 2012). It has a flared structure with a half-opening angle of 20° from the equatorial plane (*ibid.*). At larger distances from the source, we set up the dusty circumnuclear region using a flared disk filled with Milky Way dust. The structure is optically thick ($\tau_V \geq 50$)

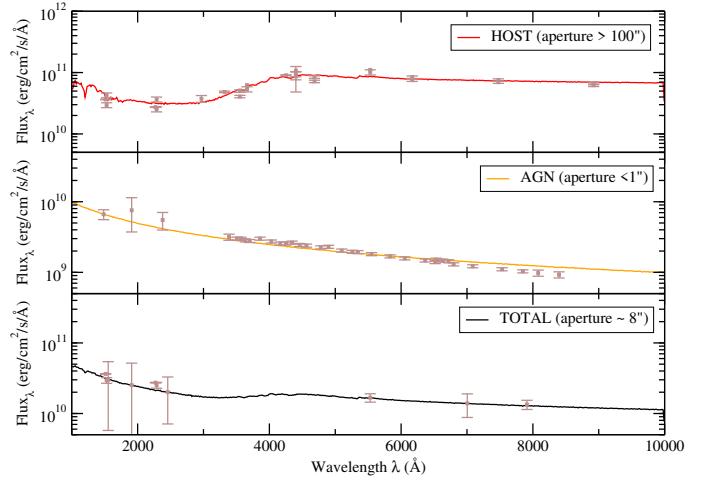


Fig. 4. Decomposition of the ultraviolet, optical and near-infrared SED of the Seyfert-2 galaxy NGC 1068, including multi-aperture flux measurements taken from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED). Dust re-emission by the AGN circumnuclear region is not accounted for as it only becomes preponderant at $\lambda > 1 \mu\text{m}$.

and extends from 0.1–5 pc. The inner radius is set by the dust sublimation radius (Barvainis 1987; Kishimoto et al. 2007) and the outer rim corresponds to the expected size of AGN tori (Siebenmorgen et al. 2015; Marin et al. 2015). The half-opening angle of the torus is fixed to 45° (Sazonov et al. 2015). Finally, along the polar direction, biconical outflows are collimated by the torus funnel. They extend up to 100 pc and they are filled with electrons and their radial optical depth is fixed to $\tau_V = 1$ (Osterbrock 1989). See Table 1 for a summary of the model parameters. It is a generic model based on the Unification Scheme presented by Antonucci (1993), yet such modeling has been very successful in reproducing observational polarimetric measurements (Marin et al. 2012, 2015). Our goal is not to perfectly reproduce the spectropolarimetric signal of NGC 1068, but rather show whether the unified scheme gives a consistent comparison between observations and simulations, and to show how STOKES can help to fit data. Around the AGN, we added a host galaxy using the Sbc template presented in the previous section. The flux ratio between the two radiation sources is fixed according to the estimation made by Miller & Antonucci (1983) who concluded that “no more than 15% of the light at 4000 Å could come from stars earlier than type F”. Radiation from the host may scatter onto the AGN, coupling the radiation field in a consistent way. Finally, an interstellar polarization of 0.5% at 0° was added on the detector plane, following the measurements of Miller & Antonucci (1983) and the all-sky polarization maps of Mathewson & Ford (1970).

We show in Fig. 5 the resulting continuum flux, polarization degree and polarization angle produced by STOKES for the same model but using the old and new versions of the code. The observed spectra (in black) are extracted from Miller’s publication using WebPlotDigitizer, a polyvalent and free software to extract spectra from old astronomical publications (Marin et al. 2017). Since STOKES records the net polarization at all inclinations, we tested all the spectra. The best fit between observations and our model is obtained for an inclination of $67.5 \pm 2.5^\circ$, shown in red in Fig. 5. We see that the continuum level is found to be very similar to the observed continuum flux, albeit with small differences at longer wavelengths. This is mainly due to the absence of emission lines whose wings contribute to the continuum. There is a great agreement between the observed

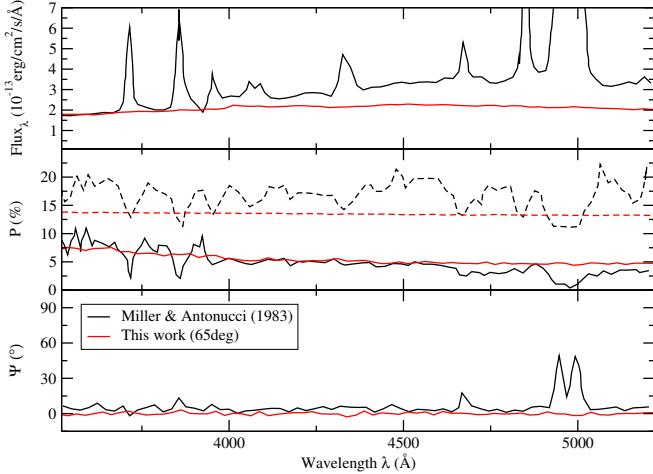


Fig. 5. Total flux, linear polarization degree P and polarization position angle Ψ resulting from the modeling of NGC 1068 including ISP and starlight dilution by a Sbc host galaxy. In black are the observations by Miller & Antonucci (1983) and in red are the Monte Carlo simulations. The solid line corresponds to the model with starlight dilution and the dashed line is the polarization degree without host contamination.

starlight-contaminated polarization degree P and the continuum polarization simulated with STOKES, both in percentage and wavelength-dependence. This agreement could not be obtained with the previous version of the code since dilution was not accounted for. The observed polarization level was too high in comparison to observations. Our new version of STOKES allows us to subtract the starlight component to the linear polarization estimated by Miller & Antonucci (1983). The wavelength-independence of P is due to electron scattering and nicely reproduces the observational work of the authors. The polarization position angle (compared to the position angle of the radio structure in NGC 1068) is perpendicular (hence equal to 0° using our polarimetric convention), similarly to the observed value.

We have demonstrated with our modeling that it is possible to reproduce both the total and polarized components of AGN using the latest code implementations. Such work was not previously possible without using crude first-order approximations for flux and polarization dilution. Now, not only can the code fit data with a physical model, but it is also possible to derive the inclination angle of the AGN. Using a simple yet reliable AGN model, we derived an inclination angle for the AGN core that is consistent with previous estimations (Marin 2016). However we found a small degeneracy between the inclination angle and the half-opening angle of the dusty circumnuclear structure. Varying the height of the dust component (with respect to the equatorial plane) impacts the inclination angle at which the total flux and polarization degree fit the observational data the best. The degeneracy is not linear and is only revealed due to multiple scattering. For each AGN, a set of models must be run in order to evaluate the uncertainties on the inclination angle and torus geometry. This is beyond the scope of this paper, which aims to present the numerical tool needed for such an extensive analysis.

3.3. Polarimetric maps

NGC 1068 was also extensively observed in imaging polarization thanks to the *Hubble* Space Telescope (HST) and various other telescopes. Recently Gratadour et al. (2015) undertook high angular resolution polarization imaging of the first 5"

around NGC 1068. Using the infrared camera IRDIS installed in the SPHERE instrument on the Very Large Telescope, Gratadour et al. (2015) achieved 60 mas H and K' band polarimetric maps of the central region of NGC 1068. Similar, yet less resolved, imaging polarimetric campaigns were achieved by, for example, Capetti et al. (1995a,b) and Weinberger et al. (1999). In order to demonstrate the code's capabilities of reproducing such observations, we ran STOKES with a 200×200 spatial resolution binning covering the first 300 pc around the nucleus. We implemented a de Vaucouleurs profile for the emission of the central parts of the host galaxy since the bulge region of spiral galaxies can be well approximated by an elliptical model (de Vaucouleurs 1948). The surface brightness of the host is then modeled using the following equation:

$$I(R) = I(R_e) \exp\left(-b\left(\frac{R}{R_e}\right)^{1/n} - 1\right), \quad (3)$$

with R_e the radius of the isophote containing half the galaxy luminosity, $b = 1.999n - 0.327$ and $n = 4$. Following the NGC 1068 host galaxy observations of Tanaka et al. (2017) we fix $R_e = 1500$ pc. The host galaxy size ranges from 5 to 3000 pc in our model and the fraction of starlight in the observed total continuum flux is set to 0.82 at 5075 Å, such as measured by Miller & Antonucci (1983). Finally, we fill the host disk with dusty grains so that the vertical density structure is optically thin.

We present the monochromatic ($\lambda = 5000$ Å) polarization maps of NGC 1068 in Fig. 6. The top left map displays the spatial distribution of the total flux. The core of the picture is saturated due to the strong central emission of the host galaxy. The de Vaucouleurs emission profile is clearly visible, with decreasing fluxes observed at larger distances from the central bins. The top and bottom parts of the polar outflows are almost detected as host photons from the background are scattered away from the observer's line-of-sight by electrons in the polar wind, hence contrasting the sharp borders of the outflows. The rest of the AGN cannot be detected as the image is entirely dominated by the central photon flux. Compared to real total flux images of the central parts of NGC 1068 (see Fig. 1 in Gratadour et al. 2015) our simulations are quite successful in reproducing the observed flux distribution of AGN. Similarly, the spatial distribution of polarization fraction appears to be dominated by the polar components of the model (Fig. 6, top right). Scattering of disk emission by polar material naturally produces high polarization degrees, thus explaining the 10–20% polarization within the winds. The northern part of the ejection flow (which is inclined towards the observer) has a polarization distribution that is not homogeneous due to projection effects. The central part of the winds is more strongly polarized than the edges, where the volumetric amount of matter is significantly smaller than along the polar axis, resulting in less light-matter interaction. Lower scattering probability and host depolarization leads to smaller observed polarization degrees, but a particular contrast is visible along the edges of the polar flow. Due to the de Vaucouleurs flux distribution, dilution is less important at larger distances and the finite size of the outflow naturally shows higher P . This is in perfect agreement with the observed distribution of polarization fraction in NGC 1068 (Gratadour et al. 2015). The polarized flux map (Fig. 6, bottom left) shaves off the stellar fluxes and highlights the AGN regions that present the highest amounts of flux and/or polarization degree. The central part of the image, where the supermassive black hole resides, is among the dominant sources of polarized fluxes but this is not due to a direct view towards the accretion disk. It is a combination effect of (1)

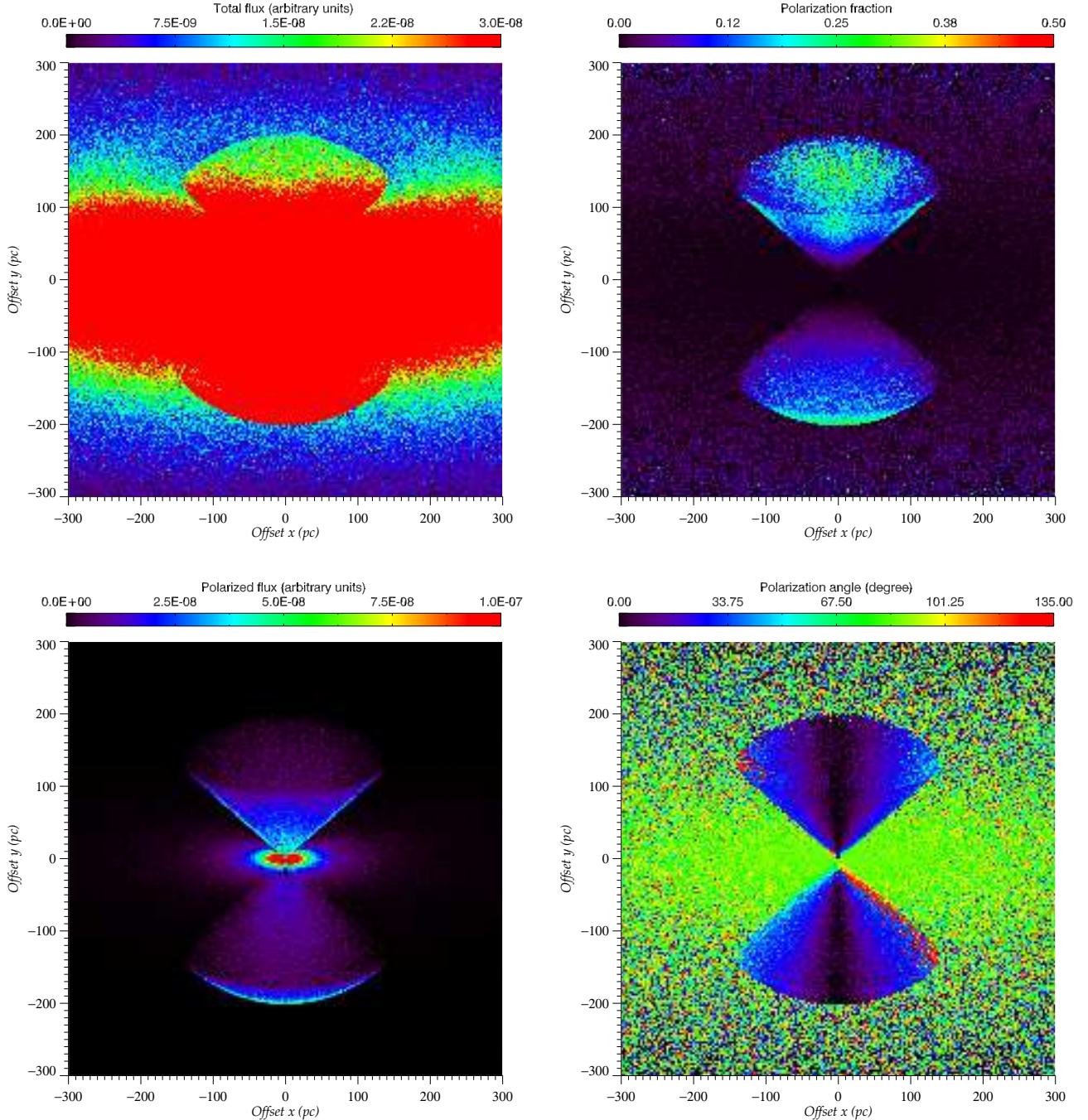


Fig. 6. Monochromatic ($\lambda = 5000 \text{ \AA}$) polarization maps of NGC 1068. *Top left*: total flux, *top right*: fraction of polarization, *bottom left*: polarized flux, *bottom right*: polarization angle. In the case of the total and polarized fluxes the color bar is in arbitrary units.

high polarization fractions due to scattering of disk emission by the bases of the polar cones, (2) polarization from starlight by host dust grains, and (3) strong stellar fluxes originating from the inner radius of the host extending up to the AGN torus. The cumulated effects of high fluxes and high polarization clearly highlight the central region. The edges of the polar winds also show high polarized fluxes, which is a border effect. Finally the map of the polarization position angles (Fig. 6, bottom right) shows a centro-symmetric component that is clearly visible on the edges of the lower wind cone (the upper cone showing the same signatures at larger distances, where dilution by the host becomes less important). This is a clear signature of scattered emission from the central engine. This pattern has already been

already observed by Gratadour et al. (2015) and confirms the assumptions of the authors about the origin of this structure. The direction of the polarization angle pinpoints the source of emission and allows us to retrieve the location of the hidden nucleus (Axon et al. 1996; Capetti et al. 1997; Kishimoto 1999).

Our numerical polarimetric maps of NGC 1068 have shown very strong agreement with the observed flux and polarization distribution. The addition of a starlight component allows us to reproduce the expected amount of polarization and helps us to create realistic predictions for future observations. The possibility to extract polarimetric information of individual photons is the key to interpret the data. STOKES is able to decompose the results in order to better understand the contribution of each model

component to the net polarization. Hence, by using the newest version of the code, it is possible to fit and interpret high-angular resolution polarimetric data in a reliable way.

4. Discussion

4.1. Deriving the intrinsic polarization of type-2 AGN

The new features we included in our code grant large possibilities to interpret data and fit observations. In particular, [Kay \(1994\)](#) have shown that interpreting type-2 polarization is problematic due to the strong diluting effects of the host. Yet, using STOKES, it is now possible to retrieve the real amount of scattered light from the AGN only. For this purpose, the same simulation must be run in two modes: with and without host dilution. Since the degree of polarization is a geometric value, it is independent on the photon flux and thus a direct comparison between the polarization properties of the two models allows us to estimate the intrinsic polarization from the AGN. To compare the photometric and spectroscopic results, it is necessary to parametrize the bolometric fraction emitted by the different components. This is implemented by specifying the number of radiation sources and their relative strengths. A different technique to evaluate the true polarimetric signal of edge-on AGN was used in [Marin \(2014\)](#) and consists of dividing the polarized flux of the AGN by the total flux across the broad emission lines. Only the broad lines polarization is a reliable indicator of the polarization of the scattered component but broad lines are, by definition, not detected in the total flux spectra of type-2 so proxies had to be used. With STOKES it is now possible to overcome this problem. Polarized spectra are preferable but narrowband polarimetric informations can also be used. We stress that degeneracies are still present, but coupling total flux, polarization degree and polarization position angle information allows one to better constrain the unknown AGN parameters than with spectroscopy only. The addition of timing information is also crucial to remove further degeneracies ([Gaskell et al. 2012; Rojas Lobos et al. 2018](#)). To narrow the uncertainties, observations of the host galaxy are needed in order to derive the fraction of starlight to the total flux. [Miller & Antonucci \(1983\)](#) have proven that it is possible to estimate this fraction by varying the ratio of the AGN and host spectra in order to cancel the absorption lines from stars. SED reconstruction from archival data is another alternative way but correction of the observed fluxes for aperture-dependence is crucial Marin (in prep.).

4.2. The AGN-starburst connection

The numerical implementation of a galactic structure around the AGN has additional beneficial effects. It was shown in Sect. 3.3 that the host galaxy can be modeled with various geometries and compositions, which allows us to implement radial distributions of emitting sources. The long-standing problem of the interplay between star formation and AGN activity may thus be explored. It is well known that there is a tight relationship between the accretion activity of supermassive black holes and the evolution of their host galaxies ([Cattaneo et al. 1999; Ferrarese & Merritt 2000; Tremaine et al. 2002](#)) but it is often difficult to separate the contribution of the AGN from starburst light. The mixing between the two can be probed using emission-line ratio diagnostics. In particular, [Davies et al. \(2014a,b\)](#) found a smooth transition from AGN-dominated emission in the center of the host to pure star-forming activity at larger galacto-centric distances. The relative contributions of star formation and AGN

activity across AGN host galaxies tells us about the evolutionary mechanisms of galaxies and allow us to probe the condition of the interstellar medium over cosmic time ([Davies et al. 2017](#)). Optical and near-infrared polarimetric observations of starburst-dominated AGN are less common, but [Brindle et al. \(1991\)](#) undertook a study of 27 starburst and interacting galaxies. Among other results, they found that their polarization is very low, that is $\leq 1\%$, and decreases with increasing wavelength. The most likely physical mechanism to produce such low, wavelength-dependent polarization degrees is the transmission of light through aligned dust grains. The dichroic explanation is also favored by [Draper et al. \(1994\)](#) to explain the observed the optical polarization of NGC 1808. The polarization degree is found to decrease with increasing radial distances from the center of NGC 1808 and, similarly to the radial-dependent emission-line ratio diagnostics of [Davies et al. \(2014a\)](#), a radial-dependent polarimetric investigation can be undertaken with STOKES in the future. It will be possible to test whether low ionization nuclear emission region (LINER) ultraluminous infrared galaxies (ULIRG) are necessarily starburst-dominated ([Antonucci 2002](#)).

4.3. Extension towards the infrared

A critical limit of the code is that it is only valid up to $1 \mu\text{m}$, where dust thermal re-emission starts ([Sanders et al. 1989; Wilkes 2004](#)). This hampers any investigation of the infrared polarization of AGN. The infrared band holds several key information on the physics of AGN, the host galaxy's nuclear environments, and the evolution of the system through time. In particular it is the best waveband to test the alignment of dust grains by parsec-scale magnetic fields. [Lopez-Rodriguez et al. \(2015\)](#) measured the J' and K' polarization of NGC 1068 and found that the large infrared polarization ($7.0 \pm 2.2\%$) is likely due to a $4\text{--}150 \text{ mG}$ magnetic field, depending on several physical assumptions. To probe the galactic magnetic field direction and strength, infrared polarimetric modeling is thus mandatory. STOKES was used as a comparison point between several radiative transfer codes that work in the near and mid-infrared, such as SKIRT ([Peest et al. 2017](#)) or MontAGN ([Grosset et al. 2016, 2018; Marin et al. 2017](#)). The results are in good agreement around $1 \mu\text{m}$ and it is possible to couple those codes with STOKES for a first-order estimation of the ultraviolet-to-infrared polarization of a given AGN model. However no other code than STOKES is able to handle such detailed physics, nor our newest implementations (starlight and ISP). Hence the development of STOKES towards the infrared is among the priorities for the next updates.

5. Conclusions

We present a new version of STOKES, a Monte Carlo code that allows one to simulate the radiative transfer of photons in a complex, three-dimensional environment. The main features we included to the code are the real yet parasitic components that dilute the observed signal of AGN : interstellar polarization and starlight photons from the host galaxy. It is well known that AGN polarimetric observations suffer from those extra components that can alter or even overshadow the true scattered AGN radiation. Our code now handles these two aspects in order to allow for fast and easy interpretation of observed results, together with a better understanding of the physical processes occurring at small scales. We have applied our code to NGC 1068, an archetypal type-2 AGN whose polarimetric signal is dominated by the host galaxy. We began by successfully reproducing the SED of the system at several scales (from nuclear fluxes to large

apertures). Then, we used a generic model to emulate the spectropolarimetric signal of the AGN. Compared to archival data our code is now able to reproduce the wavelength-dependent total flux and polarized flux, together with the correct polarization angle. We also determined a putative inclination angle of the core engine that matches previous estimations. Finally, we used STOKES to reproduce the observed high-angular resolution polarization maps of NGC 1068. Our maps show a very detailed agreement with observations, replicating the generic flux and polarization levels together with small scales polarimetric features. Until our new code version, such fitting was not possible and simple first-order corrections had to be done to estimate the diluting impact of the host galaxy.

In conclusion, the new version of STOKES, that will shortly be available through its dedicated website², will help observers to better estimate the expected polarization from a source prior to any observation. Observational results will be easily compared to simulations that now account for multiscale dilution by the host. By running grids of models it will be possible to constrain several unknown AGN parameters such as the system inclination, the size and geometry of the reprocessing regions, or the true scattered polarization from the inner components. We also highlight the fact that our code is not restricted to AGN, but can be applied to any cosmic sources that suffers from host and interstellar contamination.

Acknowledgements. The author would like to thank René W. Goosmann for his comments on the text, Ariane Lançon for her advises on galaxy structures and physics, and Mari Kolehmainen for proof-reading this paper. This work was supported by the Centre national d'études spatiales (CNES) who funded this project through the post-doctoral grant “Probing the geometry and physics of active galactic nuclei with ultraviolet and X-ray polarized radiative transfer”.

References

- Antonucci, R. R. J. 1984, *ApJ*, **278**, 499
 Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, **31**, 473
 Antonucci, R. 2002, in *Astrophysical Spectropolarimetry*, eds. J. Trujillo-Bueno, F. Moreno-Insertis, & F. Sánchez, 151
 Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, *ApJ*, **297**, 621
 Axon, D. J., Capetti, A., Macchetto, F., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1996, *Vistas Astron.*, **40**, 29
 Balick, B., & Heckman, T. 1985, *AJ*, **90**, 197
 Barvainis, R. 1987, *ApJ*, **320**, 537
 Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, **363**, 476
 Brindle, C., Hough, J. H., Bailey, J. A., Axon, D. J., & Sparks, W. B. 1991, *MNRAS*, **252**, 288
 Bruzual, A. G., & Charlot, S. 1993, *ApJ*, **405**, 538
 Capetti, A., Axon, D. J., Macchetto, F., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1995a, *ApJ*, **446**, 155
 Capetti, A., Macchetto, F., Axon, D. J., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1995b, *ApJ*, **452**, L87
 Capetti, A., Macchetto, F. D., & Lattanzi, M. G. 1997, *Ap&SS*, **248**, 245
 Cattaneo, A., Haehnelt, M. G., & Rees, M. J. 1999, *MNRAS*, **308**, 77
 Chen, Y.-C., & Hwang, C.-Y. 2017, *Ap&SS*, **362**, 230
 Code, A. D., Meade, M. R., Anderson, C. M., et al. 1993, *ApJ*, **403**, L63
 Davies, R. L., Kewley, L. J., Ho, I.-T., & Dopita, M. A. 2014a, *MNRAS*, **444**, 3961
 Davies, R. L., Rich, J. A., Kewley, L. J., & Dopita, M. A. 2014b, *MNRAS*, **439**, 3835
 Davies, R. L., Groves, B., Kewley, L. J., et al. 2017, *MNRAS*, **470**, 4974
 de Vaucouleurs, G. 1948, *Ann. Astrophys.*, **11**, 247
 de Vaucouleurs, G. 1959, *Handb. Phys.*, **53**, 275
 Deo, R. P., Crenshaw, D. M., & Kraemer, S. B. 2006, *AJ*, **132**, 321
 Draper, P. W., Scarrott, S. M., & Stockdale, D. P. 1994, *Ap&SS*, **216**, 399
 Ferrarese, L., & Merritt, D. 2000, *ApJ*, **539**, L9
 Fischer, T. C., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & Schmitt, H. R. 2013, *ApJS*, **209**, 1
 Fischer, T. C., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., Schmitt, H. R., & Turner, T. J. 2014, *ApJ*, **785**, 25
 Gaskell, C. M. 2009, *New Astron. Rev.*, **53**, 140
 Gaskell, C. M., Goosmann, R. W., Merkulova, N. I., Shakhovskoy, N. M., & Shoji, M. 2012, *ApJ*, **749**, 148
 Goodrich, R. W. 1989, *ApJ*, **342**, 224
 Goosmann, R. W., & Gaskell, C. M. 2007, *A&A*, **465**, 129
 Gratadour, D., Rouan, D., Grosset, L., Boccaletti, A., & Clénet, Y. 2015, *A&A*, **581**, L8
 Grosset, L., Marin, F., Gratadour, D., et al. 2016, in *Proc. Annual meeting SF2A 2016*, eds. C. Reylé, J. Richard, L. Cambrésy, et al., 57
 Grosset, L., Rouan, D., Gratadour, D., et al. 2018, *A&A*, **612**, A69
 Hall, J. S. 1949, *Science*, **109**, 166
 Heckman, T. M., Balick, B., & Sullivan, III, W. T. 1978, *ApJ*, **224**, 745
 Hildebrand, R. H., & Dragovan, M. 1995, *ApJ*, **450**, 663
 Hiltner, W. A. 1949, *Science*, **109**, 165
 Hoffman, J. L., Chornock, R., Leonard, D. C., & Filippenko, A. V. 2005, *MNRAS*, **363**, 1241
 Höning, S. F., Beckert, T., Ohnaka, K., & Weigelt, G. 2007, in *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, eds. L. C. Ho, & J.-W. Wang, *ASP Conf. Ser.*, **373**, 487
 Hubble, E. P. 1936, *Realm of the Nebulae*
 Kay, L. E. 1994, *ApJ*, **430**, 196
 Kelm, B., & Focardi, P. 2001, in *QSO Hosts and Their Environments*, eds. I. Márquez, J. Masegosa, A. del Olmo, L. Lara, E. García, & J. Molina, 229
 Kishimoto, M. 1999, *ApJ*, **518**, 676
 Kishimoto, M., Höning, S. F., Beckert, T., & Weigelt, G. 2007, *A&A*, **476**, 713
 Lopez-Rodríguez, E., Packham, C., Jones, T. J., et al. 2015, *MNRAS*, **452**, 1902
 MacKenty, J. W. 1990, *ApJS*, **72**, 231
 Marin, F. 2014, *MNRAS*, **441**, 551
 Marin, F. 2016, *MNRAS*, **460**, 3679
 Marin, F., & Goosmann, R. W. 2014, in *SF2A-2014: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. J. Ballet, F. Martins, F. Bournaud, R. Monier, & C. Reylé, 103
 Marin, F., Goosmann, R. W., & Gaskell, C. M. 2015, *A&A*, **577**, A66
 Marin, F., Goosmann, R. W., Gaskell, C. M., Porquet, D., & Dovčík, M. 2012, *A&A*, **548**, A121
 Marin, F., Rohatgi, A., & Charlot, S. 2017, in *SF2A-2017: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. C. Reylé, P. Di Matteo, F. Herpin, et al., 113
 Mathewson, D. S., & Ford, V. L. 1970, *MmRAS*, **74**, 139
 Miller, J. S., & Antonucci, R. R. J. 1983, *ApJ*, **271**, L7
 Miller, J. S., & Goodrich, R. W. 1990, *ApJ*, **355**, 456
 Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Mill Valley, CA: University Science Books), 422
 Peest, C., Camps, P., Stalevski, M., Baes, M., & Siebenmorgen, R. 2017, *A&A*, **601**, A92
 Peterson, B. M., & Wandel, A. 1999, *ApJ*, **521**, L95
 Ramos Almeida, C., Martínez González, M. J., Asensio Ramos, A., et al. 2016, *MNRAS*, **461**, 1387
 Rojas Lobos, P. A., Goosmann, R. W., Marin, F., & Savić, D. 2018, *A&A*, **611**, A39
 Sandage, A. 1975, in *Classification and Stellar Content of Galaxies Obtained from Direct Photography*, eds. A. Sandage, M. Sandage, & J. Kristian (University of Chicago Press), 1
 Sanders, D. B., Phinney, E. S., Neugebauer, G., Soifer, B. T., & Matthews, K. 1989, *ApJ*, **347**, 29
 Sazonov, S., Churazov, E., & Krivonos, R. 2015, *MNRAS*, **454**, 1202
 Serkowski, K., Mathewson, D. S., & Ford, V. L. 1975, *ApJ*, **196**, 261
 Siebenmorgen, R., Heymann, F., & Efstathiou, A. 2015, *A&A*, **583**, A120
 Simkin, S. M., Su, H. J., & Schwarz, M. P. 1980, *ApJ*, **237**, 404
 Simmons, J. F. L., & Audit, E. 2000, *MNRAS*, **319**, 497
 Smith, J. E., Young, S., Robinson, A., et al. 2002, *MNRAS*, **335**, 773
 Stil, J. M., Krause, M., Beck, R., & Taylor, A. R. 2009, *ApJ*, **693**, 1392
 Tanaka, I., Yagi, M., & Taniguchi, Y. 2017, *PASJ*, **69**, 90
 Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., et al. 2002, *ApJ*, **574**, 740
 van den Bergh, S. 1998, *Galaxy Morphology and Classification*. (Cambridge, New York: Cambridge University Press)
 Véron-Cetty, M.-P., Véron, P., & Gonçalves, A. C. 2001, *A&A*, **372**, 730
 Weinberger, A. J., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1999, *AJ*, **117**, 2748
 Wilkes, B. 2004, in *AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, eds. G. T. Richards, & P. B. Hall, *ASP Conf. Ser.*, **311**, 37
 Young, S. 2000, *MNRAS*, **312**, 567

² <http://www.stokes-program.info/>



A ROBUST DERIVATION OF THE TIGHT RELATIONSHIP OF RADIO CORE DOMINANCE TO INCLINATION ANGLE IN HIGH REDSHIFT 3CRR SOURCES

FRÉDÉRIC MARIN¹ AND ROBERT ANTONUCCI²

¹ Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université,
F-67000 Strasbourg, France; frederic.marin@astro.unistra.fr

² Department of Physics, University of California, Santa Barbara, CA 93106-9530, USA

Received 2016 April 29; revised 2016 July 12; accepted 2016 July 13; published 2016 October 14

ABSTRACT

It is believed that, in radio-loud active galactic nuclei (AGNs), the core radio flux density can be normalized to the flux density of the extended lobe emission to infer the orientation of a radio source. However, very little is known about the reliability and precision of this method, and we are unaware of any robust conversion recipe to infer the inclination from the core dominance. Investigating whether or not the radio core dominance parameter R separates the quasars from the radio galaxies in the $z \geq 1$ 3CRR catalog, we found excellent agreement of R with optical type, infrared flux ratios, and optical polarization. This indicates that probably both R and optical classification are very good orientation indicators, and the unified model is strongly predictive for these objects. The relative number densities indicate half-opening angles close to 60° , as expected from large surveys. The separations of optical types according to radio core dominance as well as near-infrared/MIR ratios, which are essentially perfect, mean that there can be only a small dispersion of torus half-opening angles. Also, even though torus dust is thought to be clumpy, there is an almost zero probability to see a type-1 source at high inclination. Finally, using only the Copernican Principle, i.e., the assumption that solid angle is filled uniformly with source axis orientations, we estimated a semi-empirical relation between core dominance and AGN inclination. This makes it possible to use R to infer the inclination of a source to an accuracy of $\sim 10^\circ$ or less, at least for this type of object.

Key words: galaxies: active – galaxies: fundamental parameters – galaxies: high-redshift – galaxies: nuclei – infrared: galaxies – polarization

1. INTRODUCTION

The nuclear inclination of active galactic nuclei (AGNs) is a fundamental parameter that still remains tricky to directly measure. In radio-quiet objects, proxies for measuring the orientation of AGNs usually rely on degenerate models and fitting procedures that sometimes give inconsistent results (Marin 2014, 2016). However, in the case of radio-loud AGNs, in which there is beamed emission from parsec-scale jets and unbeamed emission from diffuse radio lobes, we have an attractive method since the ratio of the former to the latter (the radio core dominance R) should be statistically a function of inclination with respect to the line of sight (Orr & Browne 1982). Operationally, it works well because on arcsec-scale maps, double radio sources generally show an unresolved and fairly isolated point source, usually with a flat synchrotron spectrum implying extreme compactness (parsec scales). Furthermore selection by the nearly isotropic lobe emission assures that a sample has a random orientation distribution, filling all solid angles as seen from the nucleus. This core dominance parameter is usually estimated in the radio because, in a general way, the jet and lobe radiation are linked physically. But (for quasars only), the continuum optical flux density (Wills & Brotherton 1995) has also been used to normalize the beamed radio core flux density, instead of the flux density of the extended radio lobes. This core dominance parameter is called R_V . Its usefulness has been confirmed by Barthel et al. (2000). Narrow line luminosities have also been tried (Rawlings & Saunders 1991).

Very little is known about the reliability and precision of R as a statistical indicator of inclination. One way to test this is to see to what extent it separates radio galaxies (RGs) from quasars, since we know that among the high- z 3CR RGs, all

RGs host hidden quasars, and that they generally have smaller inclinations. We do not know a priori whether or not a lot of noise will be added by a distribution of torus half-opening angles, “holes” in the torus, or dispersion in the radio core emission polar diagrams. But if core dominance correlates very well with object type, then the most natural conclusion is that the sources are roughly generic in nature, core dominance indicates inclination well, and there are very few quasars at high inclinations. This is in fact what we will show.³ The unified model in its simplest form, the “Straw Person Model” of Antonucci (1993), seems to be correct to first order in this parameter space, as predicted by Barthel (1989). That is, the model shows very strong predictive power. The same conclusion follows from a detailed study of the X-ray properties of the sample by Wilkes et al. (2013).

High core dominance is known to be associated with low inclination and a flat IR SED; it is also known that RGs have lower core dominance than quasars; we will show that limited optical polarization is also consistent with this idea when available. The purpose of this paper is to note and exploit the fact that there is essentially zero overlap in $R_{5\text{ GHz}}$ between RGs and quasars, using that fact and the special sample properties to derive a quantitative formula for converting core dominance to inclination, estimating that it is good to plus or minus 10° .

To obtain intelligible results, it is fundamental to select a sample where all RGs have hidden quasars, and to select by an approximately isotropic luminosity (the radio lobes luminosity here). The high-redshift (i.e., $z \geq 1$) radio-loud AGNs from the complete flux-limited, 178 MHz selected, “3CRR” catalog of Laing et al. (1983) meet this requirement very well. We know

³ A clean separation of optical types by core dominance was reported by Wilkes et al. (2013) in a sample similar to ours.

this for several reasons. First, most of these objects have been observed polarimetrically and all show substantial optical polarization, oriented roughly perpendicular to the radio axes (Tadhunter 2005). They also show broad emission lines in polarized flux when that information is available.⁴ Also, all of these RGs for which data are available show strong mid-infrared reprocessing bumps (Hönig et al. 2011) and high ionization emission lines (Leipski et al. 2010). It is important to note that this sample comprises many of the most radio-luminous objects in the universe, and at lower radio luminosities many RGs lack energetically significant hidden quasars (Ogle et al. 2006); the evidence for that statement from all wavebands is reviewed in detail in Antonucci (2012).

2. RADIO CORE DOMINANCE AS A FUNCTION OF ...

In the following sections, we compare radio R to the quasar/RG optical classification and also to infrared colors and optical polarization. Doing so, we aim to robustly constrain the reliability and precision of the radio core dominance parameter to build our own semi-empirical relation linking the nuclear inclination and R .

We extracted the 3CRR object types and redshifts z from the online catalog⁵ and references therein. The radio core dominance was estimated between the 178 MHz flux densities corrected to the flux scale used by Roger et al. (1973) and the flux density of the core at 5 GHz (where it is better isolated) on arcsecond scales. Additional $R_{5\text{GHz}}$ are extracted from Zirbel & Baum (1995), Fanti et al. (2002), Fan et al. (2011), and Wilkes et al. (2013). Infrared photometry was obtained with the *Spitzer Space Telescope* and reported by Haas et al. (2008). The optical polarization data are summarized in Tadhunter (2005). Our final, 100% completeness sample is listed in Table 1.

2.1. ... Optical Classification

We plot the number distribution of the core dominance parameter for RGs and quasars in Figure 1. The top histogram shows the distribution of RGs (in red) and the bottom figure quasars (in green). The separation between the two radio-loud AGN classes is almost perfect, with only a few objects possibly overlapping between $0.045 < R_{5\text{GHz}} < 0.079$: two quasars (3C 68.1, 3C 318) and two RGs (3C 294, 4C 13.66).

3C 68.1 is a quasar with a very low core dominance ($R_{5\text{GHz}} = 0.079$). However, Boksenberg et al. (1976) have shown that its spectral index is about 6 for the optical continuum, indicating heavy absorption. 3C 68.1 is also highly polarized, with a continuum polarization as high as 10% in the blue band (1900 Å rest frame); see Brotherton et al. (1998). This indicates that 3C 68.1 is a borderline object, and this is consistent with the core dominance being on the boundary between the two types. 3C 318⁶ has an intermediate spectral type, being classified as a galaxy by Gelderman & Whittle (1994). Broad H α (but not H β) is detected by Willott et al. (2000). This quasar shows very strong far-infrared (FIR) fluxes (148 ± 24 mJy at $60\text{ }\mu\text{m}$) such as those reported by Hes et al. (1995), with FIR fluxes likely to be dominated by a nonthermal

⁴ The case of 3C 368 is controversial; Dey (1999) finds low aperture polarization, but a convincing image of centro-symmetric polarization is shown by Scarrott et al. (1990).

⁵ <http://3crr.extragalactic.info/>

⁶ Note that 3C 318 is a compact steep-spectrum source showing “a weak core with a one-sided jet to the north-east and an extended lobe to the south-west” (MERLIN images, Ludke et al. 1998) that, for a while, was thought to be embedded in an anomalously dense environment (Fanti et al. 1995).

beamed component (Hoekstra et al. 1997). Recent observations using the *Herschel Space Observatory* revealed that most of the infrared emission from 3C 318 originates from a pair of interacting galaxies, close in projection (Podigachoski et al. 2016). Finally, note that the one radio galaxy plotted with $R_{5\text{GHz}} > 0.1$ is an upper limit.

The overlap of quasars and RGs at $0.045 < R_{5\text{GHz}} < 0.079$ is thus naturally explained by one misclassified source and one object whose infrared flux is polluted by a pair of interacting galaxies. Accounting for these peculiarities, the resulting association between radio R and optical type is perfect, perhaps fortuitously so. We can draw two conclusions. First, the nature of these powerful radio-loud AGNs is quite generic, i.e., the half-opening angle of the circumnuclear dusty region must be quite similar between RGs and quasars. Second, all RGs (type-2 AGNs) are seen at higher inclinations than the quasars (type-1 AGNs); there are no high-inclination quasars seen through “holes” in the torus. These conclusions are in perfect agreement with the unified model of AGNs such as postulated by Barthel (1989), Hough et al. (1999, 2002), and Antonucci (1993).

2.2. ... Infrared Fluxes

Measurements from the *Infrared Astronomical Satellite*, *Infrared Space Observatory*, *Spitzer*, and other infrared observatories showed that quasars have strong near-infrared (NIR) and MIR continua, bright silicate features and an emission bump at $2\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ (see, e.g., Elvis et al. 1994; Wilkes et al. 1999; Leipski et al. 2010). Their spectral energy distribution (SED) is quite generic, with much lower dispersion in their fluxes and IR color compared with RG SED (Hönig et al. 2011). Additionally, the $2\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ radio galaxy extinctions derived by Leipski et al. (2010) are higher than the (wavelength-normalized) values derived in the MIR, indicating that the component responsible for the NIR bump suffers more extinction and starlight contamination than the MIR emission. This is consistent with the torus geometry. Hence, looking at the NIR and MIR fluxes it is possible to try to corroborate the association we found between $R_{5\text{GHz}}$ and optical type (Podigachoski et al. 2015). By selecting our sample purely on unbeamed radio emission in the $z \geq 1$ group, we are able to study the IR without biases. In the following, the *Spitzer* 3.6 and $24\text{ }\mu\text{m}$ observed-frame fluxes are taken from Haas et al. (2008), also listed in Drouart et al. (2012), and from the NASA/IPAC Extragalactic Database.⁷

Figure 2 shows the radio core dominance parameter versus NIR (top) and MIR (bottom) fluxes. We see that the $3.6\text{ }\mu\text{m}$ RG fluxes are, on average, a factor 6.3 lower than the quasar fluxes (median: 6.8), which is in good agreement with the quasar/radio-galaxy flux ratios (2.5–7.5) found by Hönig et al. (2011) at $3.5\text{ }\mu\text{m}$. The lack of correlation between $R_{5\text{GHz}}$ and the $3.6\text{ }\mu\text{m}$ fluxes is due to the pollution of the NIR fluxes by the host galaxy light, such as noted by Honig et al. (2011). Our $3.6\text{ }\mu\text{m}$ points can be considered as upper limits as far as dust is concerned. Being less starlight dominated, the same conclusions apply for the $24\text{ }\mu\text{m}$ fluxes against $R_{5\text{GHz}}$, where the MIR emission is found to be more isotropic. Due to the dispersion of data points, the flux ratio is more complicated to estimate but the averaged value is 3.3 (median: 3.4).

The flux ratio between NIR and MIR emission is shown in Figure 3. The RGs are below the quasars on average, by a

⁷ <http://ned.ipac.caltech.edu/>

Table 1
3CRR Objects, Types, Redshifts and Radio Core Dominance Parameter $R_{5\text{GHz}}$, Inferred Inclination i , Polarization Degree P and Optical Polarization Position Angle PPA, Radio Position Angle PA (with Typical Error $\sim 10^\circ$), and 3.6 and 24 μm Fluxes from *Spitzer*.

3CR	Type	z	$R_{5\text{GHz}}$	i ($^\circ$)	P (%)	PPA ($^\circ$)	PA ($^\circ$)	$F_{3.6}$ (μJy)	F_{24} (μJy)
2	Q	1.037	1.905	36 ± 10	16	283 ± 42	2970 ± 446
9	Q	2.012	0.25	52 ± 10	1.14 ± 0.52	137 ± 13	140	884 ± 133	3470 ± 520
13	RG	1.351	0.0007	83 ± 10	7 ± 2	60 ± 20	145.1	133 ± 20	2060 ± 309
14	Q	1.469	0.94	42 ± 10	7 ± 2	63 ± 0	145	1040 ± 156	10300 ± 1545
43	Q	1.470	<4.84	>26	155	193 ± 29	1610 ± 242
65	RG	1.176	0.0005	87 ± 10	104	202 ± 30	1700 ± 255
68.1	Q	1.238	0.079	58 ± 10	7.54 ± 1.31	52 ± 5	173	967 ± 145	7760 ± 1164
68.2	RG	1.575	0.01	66 ± 10	153	105 ± 16	1170 ± 176
181	Q	1.382	0.38	49 ± 10	118	348 ± 52	4260 ± 639
186	Q	1.063	0.97	42 ± 10	1.65 ± 0.69	141 ± 12.96	140	791 ± 119	6660 ± 999
190	Q	1.197	4.45	27 ± 10	30	739 ± 111	6690 ± 1004
191	Q	1.952	2.96	31 ± 10	150	333 ± 50	3810 ± 572
204	Q	1.112	2.36	34 ± 10	93	917 ± 138	7360 ± 1104
205	Q	1.534	1.45	38 ± 10	14	1460 ± 219	12800 ± 1920
208	Q	1.109	2.79	32 ± 10	1.05 ± 0.5	106 ± 14	265	660 ± 99	5870 ± 881
212	Q	1.049	9.1	20 ± 10	5.31 ± 2.12	30 ± 11	136	925 ± 139	10800 ± 1620
239	RG	1.781	0.0004	89 ± 10	75	96 ± 14	1450 ± 218
241	RG	1.617	0.003	72 ± 10	82	92 ± 14	591 ± 89
245	Q	1.029	58	4^{+10}_{-4}	0.41 ± 0.58	172 ± 41	100	1420 ± 213	20400 ± 3060
252	RG	1.105	0.0019	75 ± 10	105	225 ± 34	7000 ± 1050
266	RG	1.272	0.0016	76 ± 10	179	68 ± 10	980 ± 147
267	RG	1.144	0.0046	70 ± 10	73	153 ± 23	3730 ± 560
268.4	Q	1.402	4.46	27 ± 10	160.6	1060 ± 159	11600 ± 1740
270.1	Q	1.519	12.8	16 ± 10	160	606 ± 91	5470 ± 821
287	Q	1.055	0.61 ± 0.66	119 ± 31	200	613 ± 92	5820 ± 873
294	RG	1.786	0.047	60 ± 10	31	$<93 \pm 0$	348 ± 52
298	Q	1.436	0.103	57 ± 10	78	1600 ± 240	12600 ± 1890
318	Q	1.574	0.079	58 ± 10	45	343 ± 51	3400 ± 510
322	RG	1.681	0.027	63 ± 10	0	128 ± 19	804 ± 121
324	RG	1.206	0.0006	85 ± 10	18 ± 1.6	16 ± 5	71	165 ± 25	2820 ± 423
356	RG	1.079	0.002	75 ± 10	3.375 ± 1.375	30 ± 20	144	108 ± 16	4060 ± 609
368	RG	1.132	0.003	72 ± 10	2.5 ± 1.2	74 ± 15	17	126 ± 19	3250 ± 488
432	Q	1.805	0.62	46 ± 10	2.03 ± 0.95	137 ± 13	135	420 ± 63	3940 ± 591
437	RG	1.480	0.008	67 ± 10	162	82 ± 12	941 ± 141
454.3	Q	1.757	<16	>14	339 ± 51	4150 ± 623
469.1	RG	1.336	0.003	72 ± 10	171.1	160 ± 24	1970 ± 296
470	RG	1.653	0.032	62 ± 10	37.9	50 ± 7	2650 ± 398
4C13.66	RG	1.450	<0.16	>55	24 ± 4	276 ± 41
4C16.49	Q	1.296	1.4	39 ± 10	329 ± 49	1830 ± 275

Note. References are given in the text. Inclinations i are computed using the semi-empirical relation found in Section 3.

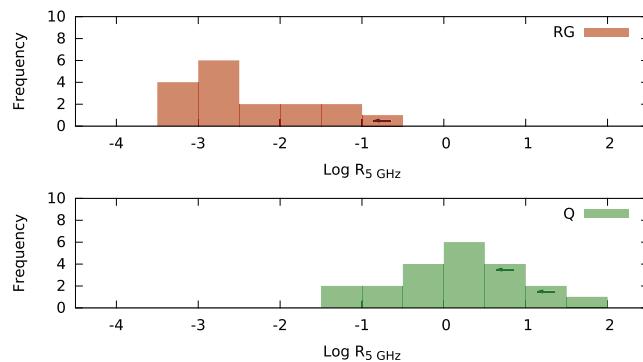


Figure 1. Number distribution of the core dominance parameter for radio galaxies (top) and quasars (bottom). Radio galaxies are shown in red, quasars in green.

factor ~ 1.35 . There is a fairly low dispersion among the quasars as their IR SEDs are generic; in the case of radio galaxies, the distribution is less tight as RG show less uniformity than quasars (Hönig et al. 2011). For a a given

24 μm flux, the 3.6 μm flux is much lower for the RG, as expected from the obscuration paradigm. Finally, it seems that we are also detecting an inclination dependence of the NIR/MIR flux ratio within each class in the expected sense.

Our conclusions that the $z \geq 1$ 3CRR radio galaxies have NIR and MIR emission several times weaker compared with the matched quasars, and more varied SEDs, are not new. They were stated explicitly by Haas et al. (2008), Podigachoski et al. (2015), and references therein. Hönig et al. (2011) shows quotient spectra for RGs over quasars. For lower redshift 3CR objects, Ogle et al. (2006) reported these effects, with references to much earlier work.⁸ The novel

⁸ In the pioneering study, Heckman et al. (1994) reported on IRAS FIR composite fluxes for low-redshift 3CR objects. They found that narrow line objects are on average strong emitters, but a few times weaker than broad line objects. Like Barthel (1989), these authors realized that some of the radio galaxies were poor candidates for hidden quasars based on their weak, low-ionization narrow line emission. The difference they found was also affected by some far-IR nonthermal contamination in a few of the quasars, and as we now know, anisotropy due to optical depth effects.

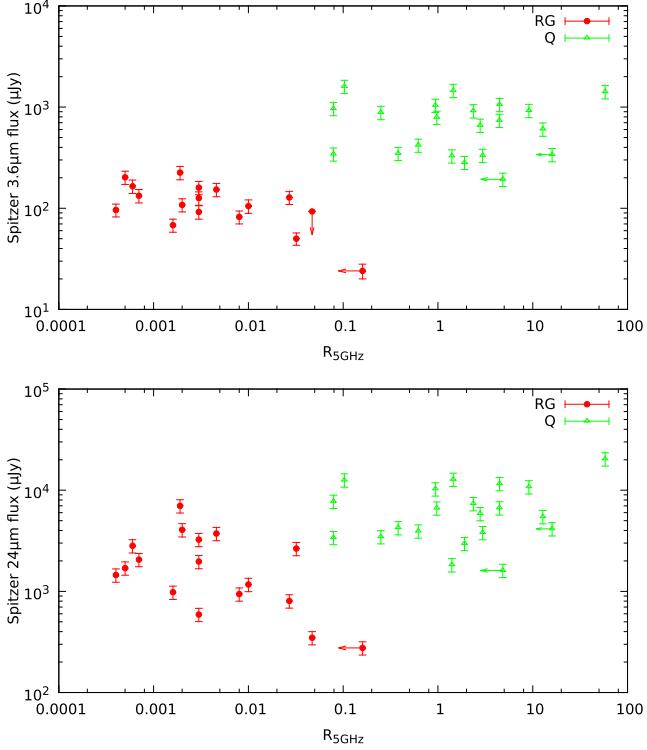


Figure 2. Core dominance vs. infrared fluxes (top: $3.6\ \mu\text{m}$; bottom: $24\ \mu\text{m}$), inspired by what was presented in Haas et al. (2008). Radio galaxies are shown with red circles, quasars with green triangles.

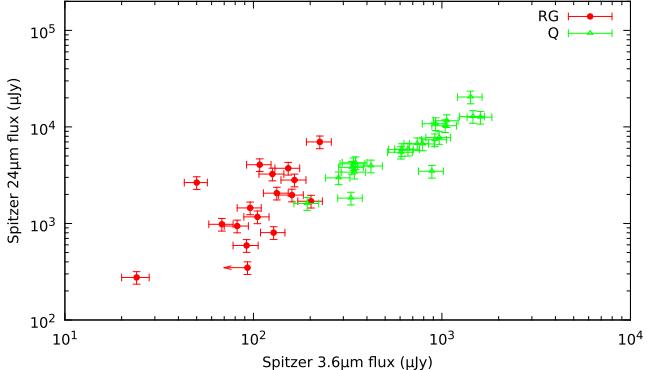


Figure 3. Plot of the near- ($3.6\ \mu\text{m}$) and mid- ($24\ \mu\text{m}$) infrared fluxes. The color code is the same as in Figure 2.

aspect here is again to exploit the near-perfect separation of the classes by IR colors to constrain deviations from the simplest unified model.

2.3. ... and Optical Polarization

The infrared fluxes have shown excellent agreement with the expectation from the unified model and strongly corroborate our finding that there is an almost perfect separation between the two optical classes of radio-loud AGNs based on $R_{5\text{GHz}}$. Nevertheless, we decided to do a third check using near-ultraviolet, optical, and near-IR continuum polarization measurements from the literature. The unified model again makes strong predictions about the degree and orientation of AGN polarization and we

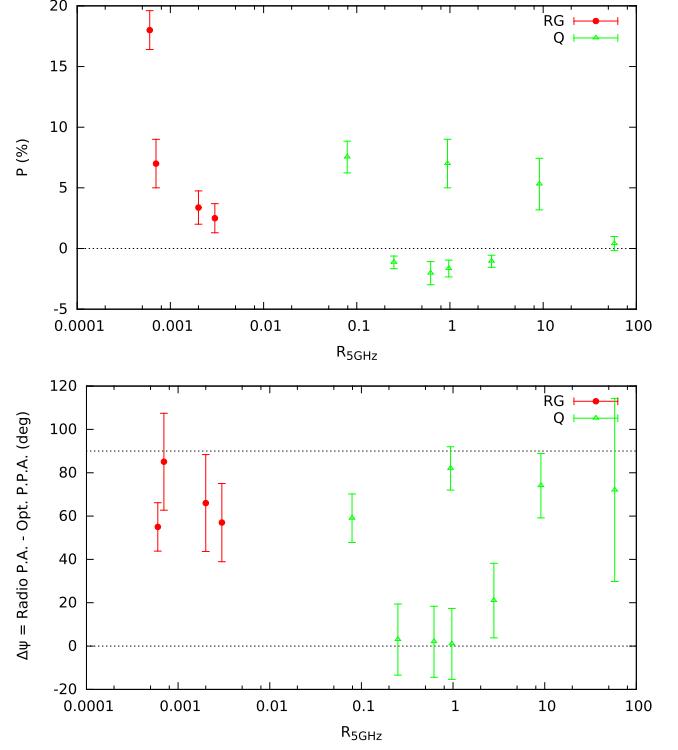


Figure 4. Optical continuum polarization vs. core dominance. Top: linear polarization degree P ; bottom: difference ($\Delta\psi$) between the radio position angle PA and the optical polarization position angle PPA. We use the following convention: P is plotted as negative when the \vec{E} -vector of the continuum radiation aligns with the projected axis of the (small-scale) radio structures ($\text{PPA} = 90^\circ$), and P is positive for perpendicular polarization ($\text{PPA} = 0^\circ$). The horizontal lines show the minimum and maximum realizable value for the position angle difference. The color code is the same as in Figure 2.

expect a clear dichotomy between type-1 and type-2 AGNs. Our sample is too small to demonstrate the predicted relationships by itself, but we can check for consistency.

Table 1 lists the only 13 polarimetric data reported for the 3CRR objects in our sample. These AGNs have been observed in U , B , V , and/or R polarization filters, and were corrected for the small polarizations of the instrument and the Galactic interstellar medium. The polarization degree P and the difference $\Delta\psi$ between the radio position angle PA and the optical polarization position angle PPA are presented in Figure 4, top and bottom, respectively. P seems similar between RGs and quasars, but RGs are generally substantially diluted by starlight, while that of quasars is not (Cimatti et al. 1997), which is part of the reason why the polarization degree of the two groups seems similar. However, there is a net difference between type-1 and type-2 AGNs: RGs only show a PPA approximately perpendicular to the projected axis of the radio structures ($\Delta\psi = 90^\circ$) while quasars are characterized by a blend of perpendicular and parallel polarization angles. The exact same dichotomy appears in radio-quiet AGNs (Antonucci 1993) and radio-loud AGNs at lower redshifts (Antonucci 1984), where type-2s have perpendicular PPA only. The presence of perpendicular PPA indicates that photons dominantly experience scattering in polar directions, while a parallel PPA is the signature of equatorial scattering. Polar scattering dominated quasars tend to have higher degrees of

polarization (up to a couple of percents) than equatorial scattering quasars, as already observed for their radio-quiet analogues (Smith et al. 2002). A large part of the higher polarization in well-studied type-2 AGNs results from the fact that the direct light from the quasar is blocked; otherwise, it would dilute the observed polarization, often very strongly. However, the relatively high polarization of the polar-scattered quasars indicates that our inclination-dependent view of the scattering medium also plays a role. Finally, we note that the incidence of high parallel polarization in the quasars is much higher than in other well-studied samples (Stockman et al. 1979), although it is not clear why this should be the case.

3. A SEMI-EMPIRICAL FUNCTION OF CORE DOMINANCE AS A FUNCTION OF INCLINATION

Since we are very confident that core dominance is a good qualitative inclination indicator, and that the sources are distributed uniformly in solid angle (Copernican Principle), we can make a quantitative semi-empirical function for the average inclination i as a function of core dominance. It should be of interest to both observers and theorists (Blandford & Königl 1979). To do so, we distributed the sources equally in solid angle and numerically fitted the relation using a polynomial regression. We obtained the following semi-empirical relation between core dominance and AGN inclination:

$$\log(R_{5\text{GHz}}) = a + bi + ci^2 + di^3 + ei^4 + fi^5,$$

or, if numerically inverted:⁹

$$i = g + h(\text{LR}) + j(\text{LR})^2 + k(\text{LR})^3 + l(\text{LR})^4 + m(\text{LR})^5,$$

with $\text{LR} = \log(R_{5\text{GHz}})$. The first formula, essentially the polar diagram for core emission, should be more useful to theorists, while the second version is directly useful to observers wishing to estimate the inclination for a given system.

The parameters “ a ” and “ g ” are constants that represent the equivalent emission of an isotropic component. Values for $a, b, c, d, e, f, g, h, j, k, l$, and m are given in Table 2, together with the goodness measures of the fitting function to the distribution of the sources in solid angle. The typical uncertainty in i can be no more than about $\pm 10^\circ$; otherwise simulations show that the RGs and quasars would overlap substantially. The number distribution resulting from this analytical formula is shown in Figure 5 (top). Our new function properly reproduces the observed increase of quasar number at large $R_{5\text{GHz}}$ and predicts that the distribution should be almost uniform in i at large inclinations. Note that our formula must not be used in highly core-dominant objects, since the distribution is not sampled well at small inclinations.

Although we do not have many sources, we can estimate the averaged half-opening angle of the circumnuclear region by estimating the ratios of type-1 to type-2 objects in our complete sample, which is 0.574, corresponding to a critical inclination of 55° (60° if excluding the two peculiar quasars mentioned in Section 2.1). This result agrees with the values found by previous authors, including Barthel (1989), Arshakian (2005), Sazonov et al. (2015), and many others, who looked at high-luminosity radio-loud AGNs and estimated that the half-opening angle of the equatorial region is $\sim 45^\circ$ – 60° . In the future we may enlarge our sample, or explore other parameter space using the same methods.

⁹ Fifth-degree polynomials are generally problematic to invert; the behavior of the inverted function $i(R_{5\text{GHz}})$ becomes less reliable for extremes values of i .

Table 2
Parametrization of the Fits and Goodness Measures

Parameter for $R(i)$	Value
a	2.916 ± 0.124
b	-0.225 ± 0.027
c	0.009 ± 0.002
d	$-1.799 \times 10^{-4} \pm 4.987 \times 10^{-5}$
e	$1.347 \times 10^{-6} \pm 5.941 \times 10^{-7}$
f	$-2.927 \times 10^{-9} \pm 2.557 \times 10^{-9}$
Goodness measures	Value
\mathcal{R}^{2a}	0.9986
$a\mathcal{R}^{2b}$	0.9978
SE ^c (in units of $R_{5\text{GHz}}$)	0.0816
Parameter for $i(R)$	Value
g	41.799 ± 1.190
h	-20.002 ± 1.429
j	-4.603 ± 1.347
k	0.706 ± 0.608
l	0.663 ± 0.226
m	0.062 ± 0.075
Goodness measures	Value
\mathcal{R}^2	0.9931
$a\mathcal{R}^2$	0.9905
SE (in units of i)	2.7244

Notes.

^a \mathcal{R}^2 is the ratio of variation that is explained by the curve-fitting model to the total variation in the model.

^b $a\mathcal{R}^2$ is the \mathcal{R}^2 value adjusted downward to compensate for overfitting. If a model has too many predictors and higher order polynomials, it begins to model the random noise in the data. This condition produces misleadingly high \mathcal{R}^2 values and a lessened ability to make predictions.

^c SE is the standard error (i.e., the root mean square of the residuals) of the formula relative to the observed distribution, and is not the absolute uncertainty of i or R derived from the formula, which is discussed in the text.

We plotted $R_{5\text{GHz}}$ as a function of i in Figure 5 (bottom), together with the analytical formula from Orr & Browne (1982),¹⁰ where it is assumed that jets are co-linear (zero opening angle) and moving with a single bulk velocity, so that $R_{5\text{GHz}}(i)$ is just determined by special relativity. When compared with this naive model, our semi-empirical formula shows much stronger than predicted core fluxes at intermediate angles, so that the polar diagram is not as sharply peaked at $i = 0$ as in the toy model. Taken at face value, the bulge in the polar emission diagram at $i \sim 40^\circ$ is consistent with the popular spine-and-sheath model (Sol et al. 1989), where there is a slow jacket to a fast very narrow jet. The slower sheet (layer) is only modestly beamed and substantial broadening of the effective beaming cone is required. This indicates a range of bulk speeds among objects or within individual jets, a range of direction of synchrotron-emitting plasma elements, optical depth effects, or other deviations from the single-zone jet (Blandford & Königl 1979). However, our sample is small and better statistics are needed

¹⁰ The original formula is by Scheuer & Readhead (1979). Orr & Browne (1982) included the contribution of the receding side of the compact core. Note that the formula is based only on special relativity and is independent of the actual classification of RG and quasars.

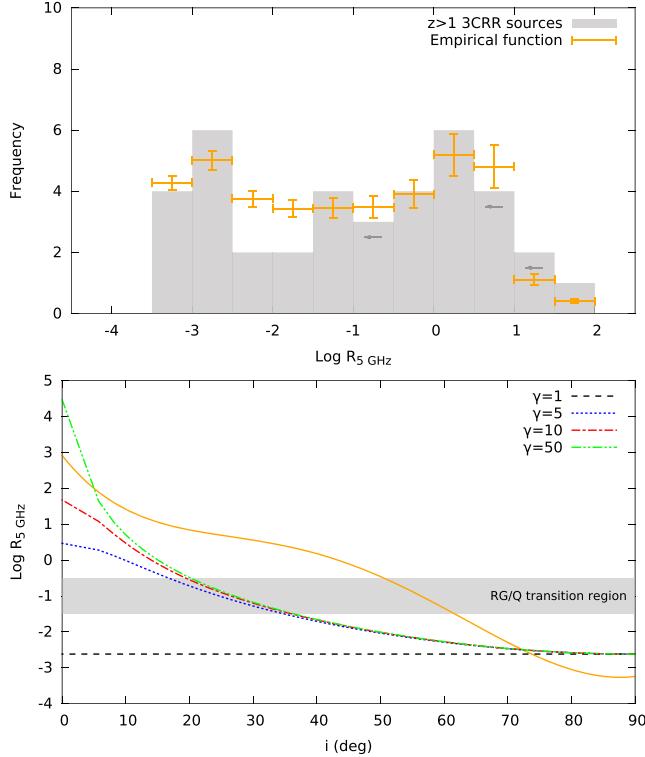


Figure 5. Comparing our semi-empirical function (solid orange line) with the $z \geq 1$ 3CRR sample (top figure) and the relativistic beaming model (bottom) presented in Orr & Browne (1982) for different γ factors.

to evaluate the statistical significance of the bulge and, more generally, of the $R(i)$ formula.

4. SUMMARY, DISCUSSION, AND CONCLUSIONS

We have demonstrated that the radio core dominance parameter $R_{5\text{GHz}}$ separates the RGs and quasars almost perfectly in the $z \geq 1$ 3CRR sample. In other words, the agreement of $R_{5\text{GHz}}$ with optical type is not a coincidence, and probably both $R_{5\text{GHz}}$ and optical type are reliable orientation indicators. Since the 3CRR catalog is a complete sample, it must fill the solid angle uniformly, except for small number statistics, just from the Copernican Principle. Therefore we were able to derive an empirical core dominance formula, where $R_{5\text{GHz}}$ is a function of inclination i . The essentially perfect separation of the optical types by radio core dominance and infrared (and X-ray columns) is most simply interpreted as meaning that there is only a small dispersion of opening angle, and no holes in the circumnuclear region which would let us see a type-1 AGN at high inclination (contrary to the hypothesis of Obied et al. 2016).

At lower luminosities, such predictions are less clear as the sample gets less clean. It is possible to extend the catalog to lower redshifts but it would be necessary to exclude nonthermal RGs. Weakly accreting RGs mostly radiate through kinetic energy in the form of synchrotron jets and lack highly ionized line emission and strong IR reprocessing bumps, which indicates that they lack energetically significant hidden quasars (Antonucci 2012 and references therein). It is then essential to remove them to have a correct sample.

At higher redshifts another problem may arise due to the fact that the ratio of lobe emission to jet power is sensitive to environment (Barthel & Arnaud 1996). The density of the

intergalactic medium (IGM) scales with redshift as $(1 + z)^3$ (Macquart & Koay 2013). For a $z = 5$ quasar, the IGM density is 27 times higher compared to a $z = 1$ quasar, and these should strongly affect the morphology, lobe flux ratios, and lobe distance.

The authors would like to thank the anonymous referee for useful and constructive comments on the manuscript. We are grateful to Belinda Wilkes, Peter Barthel, Patrick Ogle, Pece Podigachoski, Christian Knigge, and Alan Marscher for their nice suggestions that helped improve the quality of this paper.

REFERENCES

- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, **31**, 473
- Antonucci, R. 2012, *A&AT*, **27**, 557
- Antonucci, R. R. J. 1984, *ApJ*, **278**, 499
- Arshakian, T. G. 2005, *A&A*, **436**, 817
- Barthel, P. D. 1989, *ApJ*, **336**, 606
- Barthel, P. D., & Arnaud, K. A. 1996, *MNRAS*, **283**, L45
- Barthel, P. D., Vestergaard, M., & Lonsdale, C. J. 2000, *A&A*, **354**, 7
- Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, *ApJ*, **232**, 34
- Boksenberg, A., Carswell, R. F., & Oke, J. B. 1976, *ApJL*, **206**, L121
- Brotherton, M. S., Wills, B. J., Dey, A., van Breugel, W., & Antonucci, R. 1998, *ApJ*, **501**, 110
- Cimatti, A., Dey, A., Breugel, W. v., Hurt, T., & Antonucci, R. 1997, *ApJ*, **476**, 677
- Dey, A. 1999, in Proc. Coll. 19, The Most Distant Radio Galaxies, ed. H. J. A. Röttgering, P. N. Best, & M. D. Lehnert, (Amsterdam: Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences)
- Drouart, G., De Breuck, C., Vernet, J., et al. 2012, *A&A*, **548**, A45
- Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C., et al. 1994, *ApJS*, **95**, 1
- Fan, J.-H., Yang, J.-H., Pan, J., & Hua, T.-X. 2011, *RAA*, **11**, 1413
- Fanti, C., Fanti, R., Dallacasa, D., et al. 1995, *A&A*, **302**, 317
- Fanti, C., Fanti, R., Dallacasa, D., et al. 2002, *A&A*, **396**, 801
- Gelderman, R., & Whittle, M. 1994, *ApJS*, **91**, 491
- Haas, M., Willner, S. P., Heymann, F., et al. 2008, *ApJ*, **688**, 122–7
- Heckman, T. M., O'Dea, C. P., Baum, S. A., & Laurikainen, E. 1994, *ApJ*, **428**, 65
- Hes, R., Barthel, P. D., & Hoekstra, H. 1995, *A&A*, **303**, 8
- Hoekstra, H., Barthel, P. D., & Hes, R. 1997, *A&A*, **319**, 757
- Hönig, S. F., Leipski, C., Antonucci, R., & Haas, M. 2011, *ApJ*, **736**, 26
- Hough, D. H., Vermeulen, R. C., Readhead, A. C. S., et al. 2002, *AJ*, **123**, 1258
- Hough, D. H., Zensus, J. A., Vermeulen, R. C., et al. 1999, *ApJ*, **511**, 84
- Laing, R. A., Riley, J. M., & Longair, M. S. 1983, *MNRAS*, **204**, 151
- Leipski, C., Haas, M., Willner, S. P., et al. 2010, *ApJ*, **717**, 766
- Ludke, E., Garrington, S. T., Spencer, R. E., et al. 1998, *MNRAS*, **299**, 467
- Macquart, J.-P., & Koay, J. Y. 2013, *ApJ*, **776**, 125
- Marin, F. 2014, *MNRAS*, **441**, 551
- Marin, F. 2016, *MNRAS*, **460**, 3679
- Obied, G., Zakamska, N. L., Wylezalek, D., & Liu, G. 2016, *MNRAS*, **456**, 2861
- Ogle, P., Whysong, D., & Antonucci, R. 2006, *ApJ*, **647**, 161
- Orr, M. J. L., & Browne, I. W. A. 1982, *MNRAS*, **200**, 1067
- Podigachoski, P., Barthel, P., Haas, M., Leipski, C., & Wilkes, B. 2015, *ApJL*, **806**, L11
- Podigachoski, P., Barthel, P. D., Peletier, R. F., & Steendam, S. 2016, *A&A*, **585**, A142
- Roger, R. S., Costain, C. H., & Bridle, A. H. 1973, *AJ*, **78**, 1030
- Rawlings, S., & Saunders, R. 1991, *Natur*, **349**, 138
- Sazonov, S., Churazov, E., & Krivonos, R. 2015, *MNRAS*, **454**, 1202
- Scarrott, S. M., Rolph, C. D., & Tadhunter, C. N. 1990, *MNRAS*, **243**, 5
- Scheuer, P. A. G., & Readhead, A. C. S. 1979, *Natur*, **277**, 182
- Smith, J. E., Young, S., Robinson, A., et al. 2002, *MNRAS*, **335**, 773
- Sol, H., Pelletier, G., & Asseo, E. 1989, *MNRAS*, **237**, 411
- Stockman, H. S., Angel, J. R. P., & Miley, G. K. 1979, *ApJL*, **227**, L55
- Tadhunter, C. 2005, Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions, **343**, 457
- Wilkes, B. J., Hooper, E. J., McLeod, K. K., et al. 1999, in The Universe as Seen by ISO, Vol. 427 ed. P. Cox & M. F. Kessler, (ESA-SP), 845
- Wilkes, B. J., Kuraszkiewicz, J., Haas, M., et al. 2013, *ApJ*, **773**, 15
- Willott, C. J., Rawlings, S., & Jarvis, M. J. 2000, *MNRAS*, **313**, 237
- Wills, B. J., & Brotherton, M. S. 1995, *ApJL*, **448**, L81
- Zirbel, E. L., & Baum, S. A. 1995, *ApJ*, **448**, 521



Are there reliable methods to estimate the nuclear orientation of Seyfert galaxies?

F. Marin*

Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France

Accepted 2016 May 10. Received 2016 May 10; in original form 2016 February 29

ABSTRACT

Together with accretion and evolution, orientation is one of the three main drivers in the grand unification of active galactic nuclei (AGNs). Being unresolved, determining the true inclination of those powerful sources is always difficult and indirect, yet it remains a vital clue to apprehend the numerous, panchromatic and complex spectroscopic features we detect. There have only been 100 inclinations derived so far; in this context, can we be sure that we measure the true orientation of AGNs? To answer this question, four methods to estimate the nuclear inclination of AGNs are investigated and compared to inclination-dependent observables (hydrogen column density, Balmer linewidth, optical polarization and flux ratios within the infrared and relative to X-rays). Among these orientation indicators, the method developed by Fisher, Crenshaw, Kraemer, and others, mapping and modelling the radial velocities of the [O III] emission region in AGNs, is the most successful. The [O III]-mapping technique shows highly statistically significant correlations at >95 per cent confidence level for rejecting the null hypothesis for all the test cases. Such results confirm that the unified model is correct at a scale ranging from kiloparsec to a fraction of a parsec. However, at a radial distance less than 0.01 pc from the central black hole, warps and misalignments may change this picture.

Key words: catalogues – galaxies: active – galaxies: fundamental parameters – galaxies: nuclei – galaxies: Seyfert – galaxies: structure.

1 INTRODUCTION

The question of the geometric properties (positions, orientations and shapes) of cosmic objects concerns every field of astrophysics, from galaxies to gas/dust filaments, binary stars to planet rings, accreting stellar mass black holes to ionized protoplanetary discs (proplyds). To figure out the composition, morphology and kinematics of a source, determining its three-dimensional geometry with respect to the observer is mandatory. It leads to an understanding of complex line profiles such as double-peaked Balmer lines in active galactic nuclei (AGNs; Storchi-Bergmann et al. 1997), the absolute orientation of the binary orbit of extremely massive stars (Madura et al. 2012), or the structure of Keplerian discs around classical Be stars (Carciofi & Bjorkman 2006, 2008). Without measuring and understanding the importance of inclination, dilemma such as the apparent superluminal (faster-than-light) motion in quasi-stellar objects (e.g. Porcas 1983) would still hold. Rees (1966) was the first to predict the possibility of superluminal motion in quasars, a result of high bulk Lorentz factor jets viewed at angles very close to the line of sight (i.e. blazars). This effect has been detected and studied

thoroughly since then, and the importance of Doppler orientation bias has been highlighted by Orr & Browne (1982).

Measuring the inclination of the observed target is important but not always easy or direct. The powerful radiation processes occurring in quasars (Mortlock et al. 2011), galaxies (Zitrin et al. 2015) and gamma-ray bursts (Salvaterra et al. 2009) allow the detection of distant astronomical sources, but their internal structure is almost completely unresolved. Focusing on the most stable emitters (quasars), the host galaxy around their central luminous core may be detected, but the host galaxy's inclination does not necessarily correspond to the inclination of the nucleus (Schmitt et al. 1997). In the nearby Universe, it was found that type 1 AGNs preferentially reside in galaxies seen face-on, but type 2 systems presumably reside in galaxies with a random orientation (Keel 1980; Simcoe et al. 1997; Kinney et al. 2000), even though optically selected type 2 AGN samples tend to avoid edge-on systems (Maiolino & Rieke 1995; Lagos et al. 2011). Historically, it is possible to estimate whether the AGNs we detect are type 1 or type 2 objects through optical classification, the difference relying on the presence/absence of broad Balmer lines in the total flux (Osterbrock 1977). A type 2 AGN lacks those broad emission lines due to dust obscuration along the observer's line of sight; the system is most probably seen at an equatorial viewing angle. Optical polarization measurements successfully confirmed this hypothesis with the detection of broad

* E-mail: frederic.marin@astro.unistra.fr

Balmer lines in polarized flux, indicating that type 2 Seyfert galaxies are in fact type 1 Seyfert galaxies seen at a specific angle (Miller & Antonucci 1983; Antonucci & Miller 1985), but the exact inclination is almost impossible to determine.

In order to shed light on the growth mechanism of black holes, the physical condition of the early Universe and the formation of galaxies, it is vital to understand the true nature of AGNs, which cannot be achieved without the prior knowledge of how we see them (Shen & Ho 2014). Misclassification of an AGN type can lead to false interpretations of the physics that govern its internal region (Woo et al. 2014). As an example, the presence of equatorial structures around a supermassive black hole (SMBH) can be tested because of their spectroscopic signatures in the X-ray, ultraviolet (UV), optical and near-infrared (NIR) bands. If their geometry is similar to a disc, their observed line emission should be proportional to the cosine of the disc inclination angle with respect to the observer's line of sight (e.g. Wills & Browne 1986). This is a potential method to extract the true inclination of an AGN through its emission-line properties, but we have to be careful as not all emission lines correlate with orientation. The Boroson & Green (1992) eigenvector 1 stipulates that the dominant source of variation in the observed properties of low-redshift quasi-stellar object (QSO) emission lines is a physical parameter that is not always driven by the viewing angle. In particular, the Boroson–Green eigenvector 1 is anticorrelated with the Fe II λ 4570 strength (equivalent width and Fe II/H β ratio), anticorrelated with the blue asymmetry of the H β line, but correlated with [O III] λ 5007 strength (luminosity and peak) and H β linewidth.

Thus, it is challenging, but necessary, to estimate the true inclination (with reasonable uncertainty) of Seyfert galaxies and quasars in order to progress beyond the basic assertions of the unified model of AGNs, such as it was proposed by Lawrence (1991), Antonucci (1993) and Urry & Padovani (1995). To achieve this, the identification of a good orientation indicator in quasars is crucial. There are potential indicators to estimate the viewing angle of radio-loud objects (Van Gorkom et al. 2015), such as the radio-core dominance parameter (Orr & Browne 1982), the continuum optical flux density (Wills & Brotherton 1995) or the luminosity of the narrow-line region (NLR; Rawlings & Saunders 1991). However, none of these techniques can be applied to radio-quiet AGNs as they intrinsically miss a relativistic, beamed, parsec-scale jet.

The aim of this paper is to explore the diverse techniques used in the literature to estimate the nuclear inclination of radio-quiet Seyfert galaxies and to identify the best orientation indicator. To achieve this, the catalogue of inclinations used in the sample is described in Section 2, together with the four main Seyfert inclination indicators. The key question is how well a candidate inclination indicator separates the Seyfert 1 galaxies from the Seyfert 2 galaxies. This is investigated in Section 3, where the orientation indicators are compared with inclination-dependent observables. The existence of statistically significant correlations is investigated using efficient rank correlation statistics; the evidence for the unified model is very strong, and while it is not necessary for an inclination indicator to separate the two types perfectly, a near-perfect separation is unlikely to be a coincidence, suggesting a very good indicator. Results and limits are then discussed in Section 4. In Section 5, we conclude the paper by listing the most important outcomes of the comparisons.

2 COMPILING THE CATALOGUE

As the goal of this paper is to achieve a comparison between different orientation indicators, the existence of quantitative evaluations of AGN inclinations is the main driver of the selection process.

Only Seyfert galaxies with estimated inclinations were selected, regardless of their redshift, black-hole mass, bolometric luminosity, accretion rate or any spectroscopic features.

2.1 Inclinations from the literature

Roughly 161 AGN inclination values were found during data mining, among which 37 are duplicates. In total, 124 unique radio-quiet objects have an inclination estimation reported in Table A1.¹ This table only accounts for one inclination per AGN; in the case of multiple values, the most probable orientation angle was kept and duplicates were rejected according to two criteria: (i) if the uncertainty of the inclination is larger than 25°, the inclination is discarded as it would cover the whole permitted range of inclination for a given AGN type; (ii) in the case of two different inclinations referring to the same object, the value with the uncertainty encompassing the inclination with less constraint was chosen in order to be conservative. The details of the selected/rejected inclinations are given in Marin (2014).

Almost all these inclination values belong to one of the four main categories of orientation indicators that have emerged while collecting these data. They are classified based on the different mechanisms they use to extract an orientation parameter from their sets of observations and are listed in Tables A2–A5. The duplicates are discussed in Section 4.2, while the four classes of inclination indicators are reviewed in the following subsections. A fifth class, gathering all the inclinations emerging from singular techniques that were employed in isolated papers, is also mentioned for completeness.

2.1.1 Method I: M– σ

The $M-\sigma$ relationship (or $M_{\text{BH}}-\sigma$) is an empirical, significantly tight, correlation between the velocity dispersion σ measured in the bulb of a galaxy and the mass of the SMBH situated at the centre of this galaxy (Ferrarese & Merritt 2000; Gebhardt et al. 2000). In a limited number of AGNs, the SMBH mass can be retrieved using reverberation mapping techniques (e.g. Blandford & McKee 1982; Wandel, Peterson & Malkan 1999; Bentz et al. 2006, 2010), where the mass of the compact source can be estimated from the size of the broad-line region (BLR) and the characteristic velocity of low-ionization, broad, emission lines (LIL, such as H α , H β , H γ , He I or He II). This velocity, determined by the full width at half-maximum (FWHM) of the emission line, is strongly dependent on the inclination of the BLR. Thus, by assuming a Keplerian motion of the LIL BLR and a similar $M-\sigma$ relationship between Seyfert 1 galaxies and regular galaxies, Wu & Han (2001) and Zhang & Wu (2002) estimated the orientation angles i for a variety of type 1 AGNs with known black-hole masses and measured FWHM. This resulted in 19 unique inclination estimations, reported in Table A2. Note that the technique, requiring the measurement of the FWHM of low-ionization broad emission lines, is intrinsically limited to type 1 objects.

2.1.2 Method II: X-ray

X-ray spectroscopy is a valuable tool that can probe the few inner gravitational radii around a singularity. In AGNs, an accretion disc around the SMBH (Pringle & Rees 1972; Novikov & Thorne 1973;

¹ The tables compiling the various parameters of the sample are given in Appendix A.

Shakura & Sunyaev 1973) acts like a mirror reflecting/absorbing part of the X-ray radiation that is isotropically produced by a hot corona situated above the disc. The corona upscatters thermally emitted, ultraviolet (UV), disc photons to higher energies (Haardt & Maraschi 1991, 1993), producing the observed power-law spectrum. The intense gravitational field around the potential well will affect the re-emitted disc fluorescent emission by broadening the lines due to Doppler effects and gravitational plus transverse redshifts. This will result in a strong asymmetrically blurred emission feature at 6.4 keV, associated with iron fluorescence in near-neutral material (Reeves et al. 2006). Because this fluorescent line is emitted in a disc, its linewidth will be characteristic of the inclination of the system. By applying X-ray spectral fits accounting for a non-Euclidean space–time, it becomes possible to constrain the orientation of the accretion disc, which is usually tied to the AGN inclination (Nandra et al. 1997, 2007). However, this technique is intrinsically limited to bright AGNs. The compilation of X-ray fitted AGN inclination results in 54 unique objects reported in Table A3.

2.1.3 Method III: IR

AGNs act like calorimeters (Antonucci 2012). By absorbing the optical and UV light thermally produced by the accretion disc, the dust embedding the nuclear region will be heated and will re-emit the stored energy at larger wavelengths, principally in the mid-infrared (MIR). The fact that AGNs are surrounded by an asymmetrically distributed amount of dust grains, with a predominance of dust along the equatorial region (the seminal dusty torus²), allows a determination of the inclination of the MIR emitting region by looking at the amount of re-emitted radiation and the spectral features in the NIR and MIR spectra (e.g. Mor, Netzer & Elitzur 2009; Alonso-Herrero et al. 2011; Sales et al. 2011; Ruschel-Dutra et al. 2014). To achieve this, clumpy torus models are applied to observed data in order to retrieve several characteristics, such as the spectral energy distribution (SED) or emission and absorption features. Detailed fitting procedures, such as masking the emission lines and the telluric band region (Ruschel-Dutra et al. 2014), or implementing more complex reprocessing geometries (Mor et al. 2009), also help us to better estimate the inclination of the torus. In total, 37 individual objects have been observed and modelled, and the final compilation of inclination values is listed in Table A4.

2.1.4 Method IV: NLR

NASA/ESA *Hubble Space Telescope* (HST) observations of the radial velocities of the [O III]-emitting gas in a sample of nearby Seyfert galaxies – for example, NGC 4151 by Crenshaw et al. (2000b) or NGC 1068 by Crenshaw & Kraemer (2000) – have shown that the kinematics of the extended NLR of AGNs tend to be dominated by radial outflows in the approximate morphology of an hourglass. By matching several observed radial velocities to their kinematic model, Crenshaw et al. (2000a) postulated that the orientation of the AGNs could be determined from kinematic mapping. This work was undertaken by Fischer et al. (2013), who used [O III] imaging and long-slit spectra of 53 Seyfert galaxies to extract the inclination of the bicone axis, and hence of the obscuring torus. Using uniform, hollow, bi-conical models with sharp edges,

² The real morphology of the circumnuclear region – compact, clumpy or windy – is not of interest here. The only important characteristic of this obscuring region is that it is close to the equatorial plane.

Fischer et al. (2013) found that out of the 53 AGNs they observed, 17 objects had clear enough signatures to retrieve their potential inclination. Those 17 objects are listed in Table A5. Note that, to be able to retrieve an inclination, this technique requires bright, nearby AGNs with resolved NLR structures.

2.1.5 Method V: Other

Under the label ‘other’ are gathered all the techniques used by a variety of authors to estimate the inclination from one – seldom more – object(s). It includes spectropolarimetric observations and modelling of highly polarized type 1 objects such as ESO 323-G077 (Schmid, Appenzeller & Burch 2003) and Fairall 51 (Schmid et al. 2001), fits of the observed broad, double-peaked Balmer emission lines in NGC 1097 (Storchi-Bergmann et al. 1997) using an eccentric accretion ring model, and several other techniques that are detailed in Marin (2014). The inclinations derived from this mix of approaches are included in Table A1 and contain 25 Seyfert galaxies. As those orientation indicators do not share a common method, the inclinations listed as ‘other’ will only be used in the global sample.

In total, there are four main indicators: $M-\sigma$ relationship, X-ray reflection spectroscopy, IR modelling and [O III] mapping. Interestingly, these four methods focus on different and distinct physical scales. In increasing radial distance from the central SMBH: (i) the X-ray method probes the inclination of the inner part of the accretion disc at a couple of gravitational radii (Dovčiak & Done 2016); (ii) the $M0-\sigma$ indicator focuses on the BLR emission, spanning from 10^{-4} to 10^{-1} pc, (Hansen 2014); (iii) the IR method models the dusty torus whose radius is estimated between 10^{-1} and 10^1 pc (Burtscher et al. 2013); (iv) the [O III] kinematic modelling of the NLR probes physical scales ranging from a parsec up to hundreds of parsec (Crenshaw et al. 2000a). A colour-coded sketch of the unified model is presented in Fig. 1 in order to show the different AGN components targeted by those inclination indicators. It becomes clear that the concept of a global AGN orientation angle is a complicated matter, as the four indicators are meant to measure the inclination of separate components. In the following, the reader is cautioned to remember that the investigations are intended to see if the inclination derived for a given region – X-ray, innermost AGN components; $M-\sigma$, BLR; IR fitting, torus; [O III]-mapping, NLR – can be valid over a wider range of physical scales.

2.2 Distribution of inclinations

The final distributions of inclinations are shown in Fig. 2. The top figure presents the histogram of the full sample of 124 Seyfert galaxies, including orientation measurements from all the different methods. The four other histograms show the distribution of inclinations per orientation indicator: middle-left, NLR; middle-right, X-ray; bottom-left, IR; bottom-right, $M-\sigma$. Type 1 AGNs are shown in red and type 2 AGNs in green.³ This graphical ordering and colour-coding will be the same for all the following figures comparing the different inclination indicators.

The distribution of inclinations in the whole sample shows a lack of extreme type 1 objects, as expected from the unified model: if the

³ For the remainder of this paper, it is assumed that Seyfert 1 galaxies show some evidence of a BLR, and therefore all subtypes (types 1, 1.2, 1.5, 1.8 and 1.9) belong to the type 1 category. Type 2s are AGNs without any sign of BLR in total flux spectra.

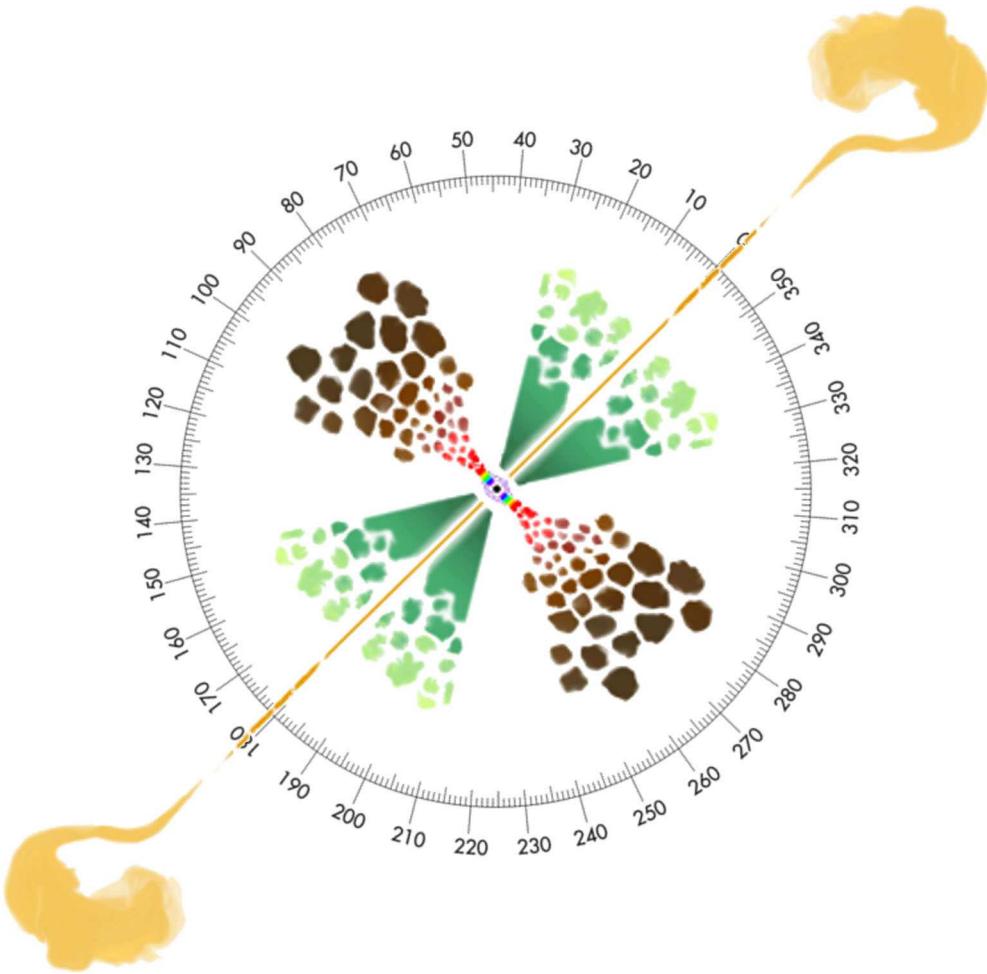


Figure 1. Unscaled sketch of the AGN unification theory. A type 1 AGN is seen at inclinations 0° – 60° while a type 2 AGN is seen at 60° – 90° , approximately. Colour code: the central SMBH is in black, the surrounding X-ray corona is in violet, the multitemperature accretion disc is shown with the colour pattern of a rainbow, the BLR is in red and light brown, the circumnuclear dust is in dark brown, the polar ionized winds are in dark green and the final extension of the NLR is in yellow-green. A double-sided, kilo-parsec jet is added to account for radio-loud AGNs. Details about the composition and spatial scales are given in the text.

solid angle at which we can detect pole-on AGNs is small, then the observational number count should also be small. The total number of detected sources per solid angle increases with inclination, up to a maximum value at 25° – 35° , and the frequency distribution shows a constant diminution until edge-on lines of sight. It appears that the inclinations derived from type 2 Seyfert galaxies do not succeed in filling their solid angle uniformly, otherwise the number count of edge-on AGNs should be higher. This suggests that the inclination indicators might not be suited to retrieve extreme nuclear orientations. Finally, there is only a narrow band of inclinations where type 1 and type 2 AGNs overlap. This range, extending from $i = 36^\circ$ to $i = 72^\circ$, corresponds to the transition region between the two classes of AGNs, where ‘changing-look’ AGNs⁴ are detected (e.g. Elvis et al. 2004; Risaliti et al. 2005; Matt et al. 2009). This range of inclinations is consistent with the type 1/type 2 transition limits ($\geq 45^\circ$) found by torus-obscuration modelling of the

INTEGRAL all-sky hard X-ray survey by Sazonov, Churazov & Krivonos (2015), and is also consistent with optical polarimetric compilation and modelling (Marin 2014), where a transition region between 45° and 60° was found. At first glance, the inclination properties of the global sample are in agreement with past deductions.

Looking at the histograms of the four main orientation indicators, both the IR and M - σ methods are able to reproduce the expected number count of AGNs per solid angle at type 1 inclinations, but the NLR method by Fischer et al. (2013) lacks the statistics to draw any conclusions. The transition region between the obscured and unobscured nuclei is at $\sim 60^\circ$ in the case of the NLR method, between 44° and 72° for the X-ray method, and at $\sim 68^\circ$ for the IR fitting method. The last orientation indicator, only targeting type 1 AGNs, gives a lower limit of 62° . Overall, the four methods agree relatively well.

2.3 Summary of the inclination-independent characteristics of the sample

The AGN selection process, purely based on the existence of an orientation indicator, results in a final catalogue that might be biased with respect to some intrinsic properties. While not directly

⁴ Changing-look AGNs are characterized by rapid variation in the line of sight of cold absorber. These eclipses, mostly observed in X-rays, suggest that these absorbers are located on compact scales consistent within the inner wall of the torus, the BLR and the outer part of the accretion disc, and seen at a line of sight that is grazing the circumnuclear obscuring dust.

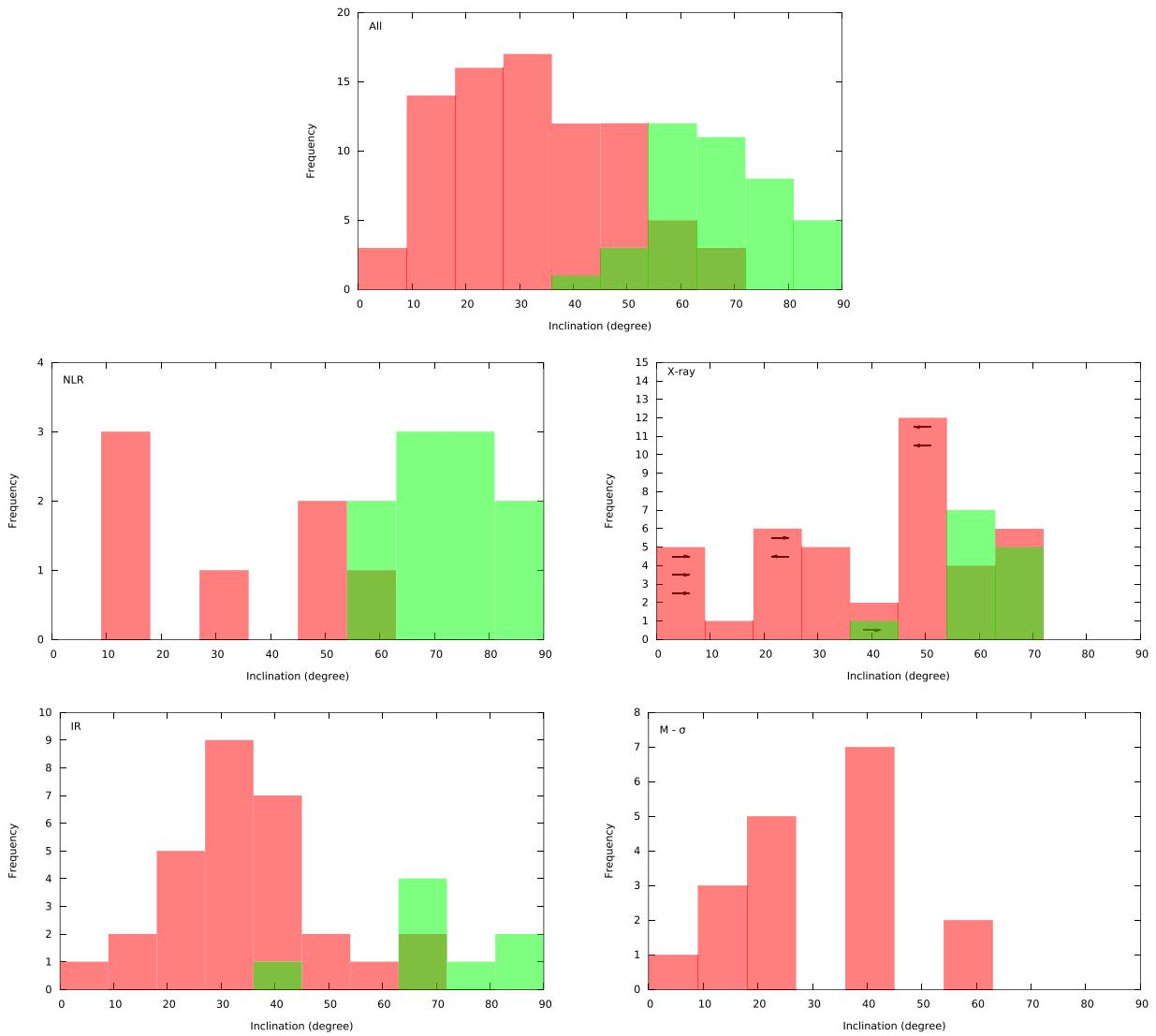


Figure 2. Frequency distributions of AGN inclinations according to the method used to retrieve the nuclear orientation. The top histogram is the cumulated histogram of all methods, minus inclinations that did not pass the selection criteria. Middle-left, NLR method; middle-right, X-ray method; bottom-left, IR method; bottom-right, $M-\sigma$ method. Type 1 and type 2 AGNs are in red and in green, respectively. The dark-green colour results from the superposition of both type 1 and type 2 Seyfert galaxies.

related to the topic of inclination of Seyfert galaxies, it is necessary to investigate whether those characteristics are likely to bias the analysis.

2.3.1 Redshift

Fig. 3 (top) shows the redshifts of the 124 Seyfert galaxies in the global sample, and the redshifts of the four subcatalogues. Redshifts are taken from the NASA/IPAC Extragalactic Data base (NED),⁵ where the parameters for distances and cosmology are $H_0 = 73.0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\text{matter}} = 0.27$ and $\Omega_{\text{vacuum}} = 0.73$. It appears that the global sample consists of nearby ($z < 0.33$) AGNs at 94.4 per cent, as well as seven broad absorption-line (BAL) QSOs ($z > 1$). All the Seyfert galaxies investigated within the framework of this paper, looking at four orientation indicators, are closer than $z = 0.35$. Given the relatively close redshift range, cosmological

effects (evolution) can be considered as negligible. None of the four AGN subsamples shows significant dependence between inclination and redshift, such as expected from studies of radio-loud quasars (Drouart et al. 2012).

2.3.2 Black-hole masses

As almost all the AGNs to be investigated are situated in the nearby Universe, the black-hole mass (which is a fundamental property of AGNs that governs the accretion rate) of the catalogues should not have significantly varied between the different lowest and largest redshifts of this sample. In a sample of 377 radio-quiet and radio-loud AGNs, Woo & Urry (2002) found that the mass distribution is narrow in the case of Seyfert galaxies (with average masses $\sim 10^8 M_\odot$), with no black-holes masses greater than $10^9 M_\odot$. Comparing the sample of 124 objects in this paper with their results (see Fig. 4, top), we also find a sharp cut-off at $10^9 M_\odot$ and a distribution that peaks at $\sim 10^{7.7} M_\odot$. These conclusions also apply to the

⁵ <http://ned.ipac.caltech.edu/>

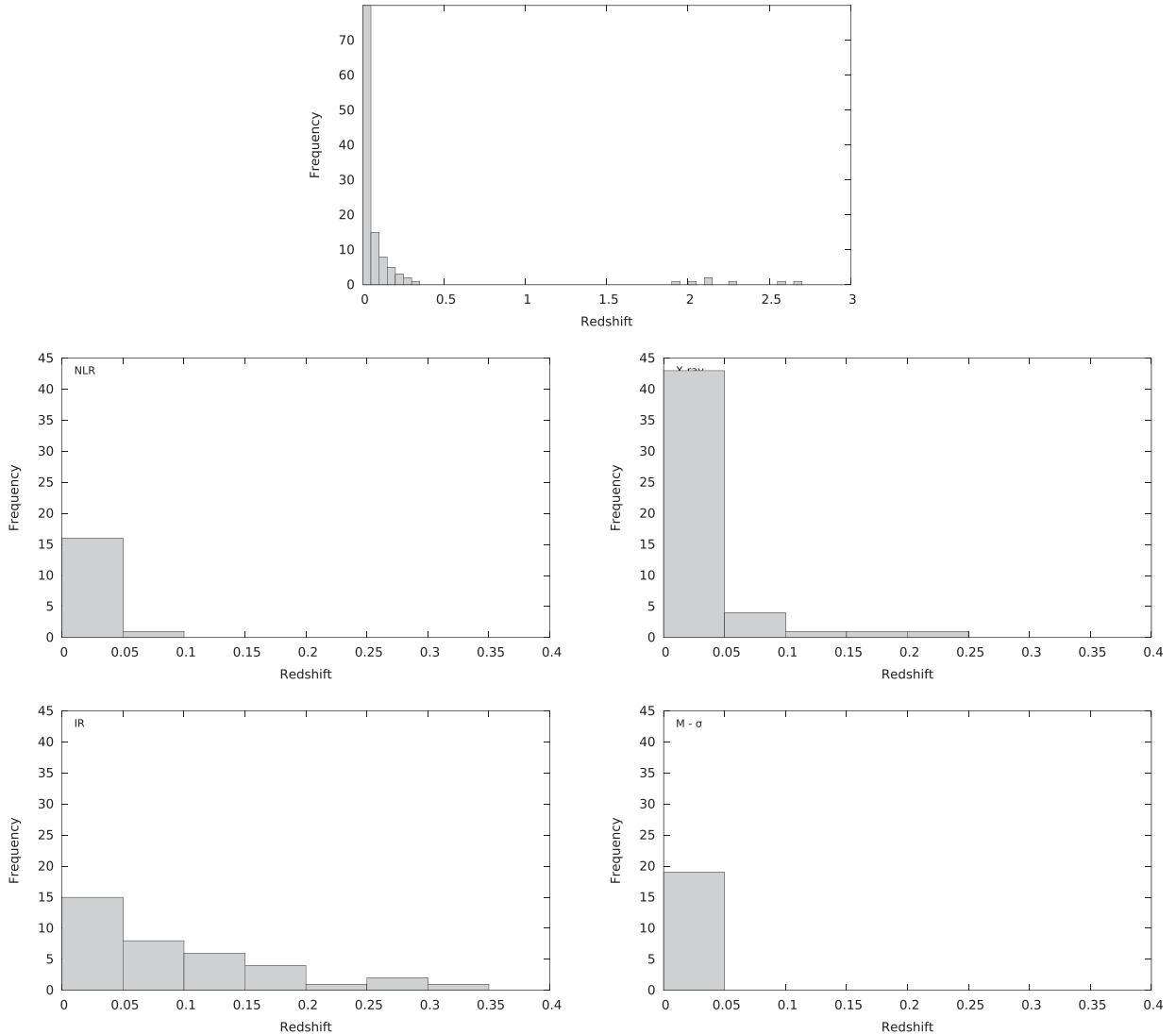


Figure 3. Frequency distribution of the redshifts of the sample. The legend is the same as in Fig. 2.

black-hole masses of the four inclination indicators, which all peak at $10^7 \text{ M}_\odot < M_{\text{BH}} < 10^8 \text{ M}_\odot$. These agreements confirm that the catalogues of AGNs used in this paper are not biased either towards light or very massive SMBHs.

2.3.3 Bolometric luminosities

The distribution of bolometric luminosities in the global sample (Fig. 5, top) presents a general bell curve centred around $\log(L_{\text{bol}}) = 44.73$ (standard deviation = 1.15), the typical signature of a Gaussian distribution. The power output of the 124 AGNs is therefore normally distributed and coherent with the average luminosity of radio-quiet AGN samples ($10^{44-45} \text{ erg s}^{-1}$; see Zakamska & Greene 2014 or Comerford & Greene 2014).

Similarly to the global sample, the subcatalogues of the X-ray, NLR and $M-\sigma$ indicators peak at $44 < \log(L_{\text{bol}}) < 45$, with the exception of the IR fitting technique that peaks at $45 < \log(L_{\text{bol}}) < 46$ – average luminosity $\log(L_{\text{bol}}) = 45.07$ and standard deviation = 0.94. Thus, the IR sample is slightly biased towards luminous AGNs. This is due to the inclusion of the Mor et al. (2009) sample of mid- and far-IR selected QSOs and ultraluminous infrared galax-

ies (ULIRGs) using observations with the *Spitzer Space Telescope* (Schweitzer et al. 2006). The higher power output of the IR sample might increase the resulting torus mass (Mor et al. 2009), might be anticorrelated with the torus covering factor (Mor et al. 2009) or might alter the radial size of the torus inner's wall (Simpson 2005), but it should not change the nuclear inclination of the system. Only a fraction of detected type 1 AGNs versus type 2 objects will vary with higher power outputs, as is observed in Fig. 2 (bottom-left); the averaged half-opening angle of the torus is of the order of 70° .

It is then safe to conclude that the different samples investigated in this paper are not strongly biased towards a characteristic parameter that could theoretically have an effect on this work. It was also confirmed that the sample is not biased by selection effects (in the sense that the different methods would apply to intrinsically different classes of AGNs): each subsample contains narrow- and broad-line Seyfert 1 galaxies (NLS1 and BLS1), and type 1.5, 1.8, 1.9 and type 2 AGNs. The presence of three low-ionization nuclear emission region (LINER) AGNs is not quantitatively enough to tilt the balance towards a specific Seyfert class, and the seven BAL QSOs are only included in the global sample, which is not the main focus of this paper.

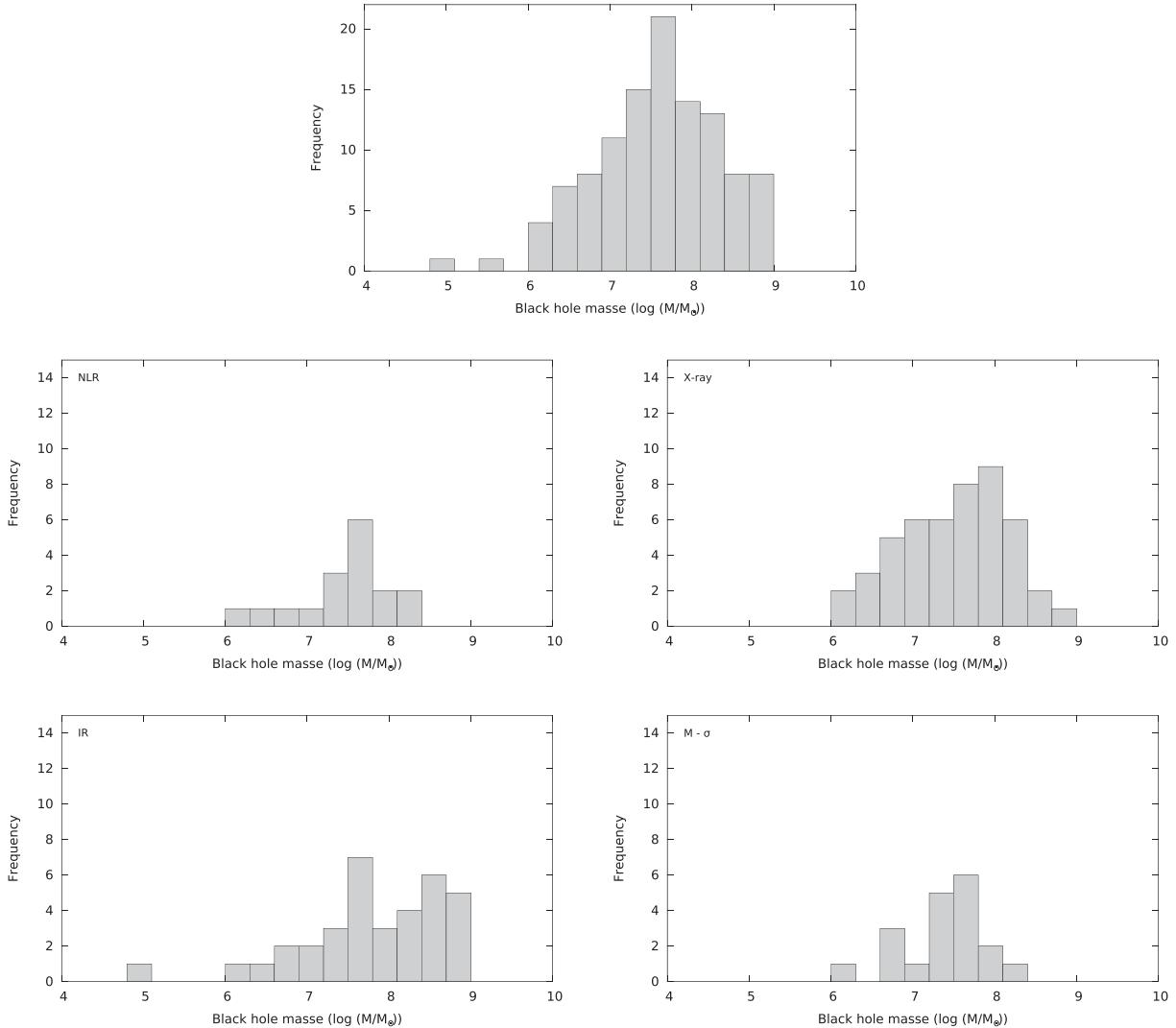


Figure 4. Frequency distribution of the black-hole masses of the sample. The legend is the same as in Fig. 2.

3 CORRELATION WITH MEASURABLE QUANTITIES

In Section 2, four main methods to retrieve the nuclear inclination of Seyfert galaxies have been identified. It is now of prime importance to identify the methods that can be considered as reliable and those that are dubious, in order to improve our fitting and modelling tools. Because the unified model is characterized by a net anisotropy between pole-on and edge-on views, it is logical to expect different observed properties for those two extremes. However, two points of comparison ($\sim 0^\circ$ and $\sim 90^\circ$) are not enough to quantitatively assess the quality of a method. Instead, it is necessary to use multiwavelength observables that are known to vary with inclination. Therefore, the following observable quantities are compared to the different orientation indicators:⁶ X-ray column density (Section 3.1), Balmer H β linewidths (Section 3.2), optical continuum polarization (Section 3.3) and flux ratios (Section 3.4).

⁶ Note that the best way to properly test the reliability of each method would be to compare the same list of objects with inclinations derived by each of the four indicators. However, this is hampered by the fact that only NGC 3227 and 4151 have an orientation estimation evaluated from the four methods.

3.1 X-ray column density

According to the unified model (Lawrence 1991; Antonucci 1993), most of the obscuring material around AGNs is concentrated close to the equatorial plane. This obscuring region presents very high column densities at edge-on views ($n_{\text{H}} \gg 10^{24} \text{ cm}^{-2}$; Matt et al. 2004b), and the amount of hydrogen does not deviate strongly from a Compton-thick state until the observer's line of sight starts to graze the circumnuclear dust horizon. The lower column density of obscuring material allows the partial transmission of type 1 characteristics such as broad optical lines – for example, Fairall 51 (Smith et al. 2002) or 3C 68.1 (Brotherton et al. 1998) – indicating that the system is seen at an intermediate inclination. The resulting hydrogen column density is in the range $10^{23} \leq n_{\text{H}} \leq 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (Risaliti et al. 2005), a range that corresponds to the changing-look AGN class mentioned in Section 2.1. At inclinations closer to the pole are ionized outflows with low ($n_{\text{H}} \leq 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) hydrogen column densities (Wilkes et al. 2013). However, recent works suggest that n_{H} evolves rather smoothly from the edge to the pole. High-resolution, hydrodynamic, numerical simulations by Wada, Papadopoulos & Spaans (2009) and Wada (2012), looking at the inner parsecs around the SMBH, have recently found that the total gas and H₂

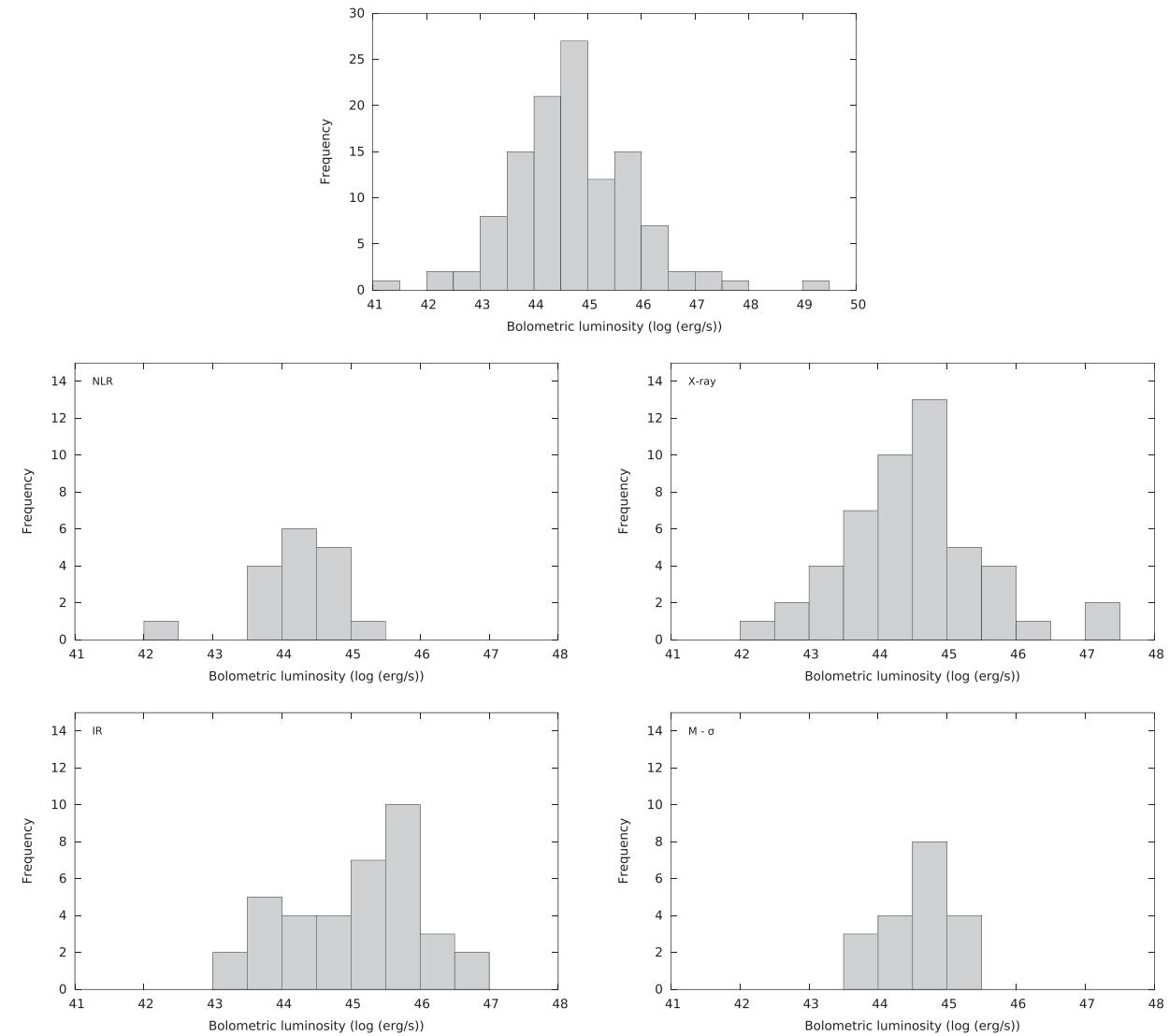


Figure 5. Frequency distribution of the bolometric luminosities of the sample. The legend is the same as in Fig. 2.

column densities evolve smoothly from the Compton-thick equatorial structure to the Compton-thin pole, with the transition angle between the two regimes lying around 50° . According to Wada et al. (2009) and Wada (2012), AGNs are likely to be surrounded by a non-uniform shell of gas with inclination-dependent column densities (see their fig. 4-a). This result is supported by the recent exploration of the correlation between the optical classification of Seyfert galaxies and their observed X-ray absorption by Burtscher et al. (2016). Plotting the estimated X-ray absorbing columns of 25 local AGNs against their Seyfert subclasses (1, 1.5, 1.8, 1.9, 1i, 1h and 2; see Burtscher et al. 2016 for additional information), they found good agreement between optical and X-ray classification, indicating a correlation between i and n_{H} .

The collection of intrinsic n_{H} found in the literature is summarized in Table A8, and Fig. 6 presents the different results obtained for the full sample as well as for each orientation indicator. Note that the estimation of hydrogen column densities along the observed line of sight is always model-dependent and potential deviations can be found between two authors. Yet, it clearly seems, as expected, that type 2 AGNs have much higher n_{H} values, with a transition value between type 1 and type 2 AGNs being dependent on the

method. There is a large data dispersion in hydrogen column density in all samples, which reflects the diversity of AGNs even at a given inclination (Wada et al. 2009; Wada 2012). Most of the type 2 n_{H} are lower limits, as the procedure for data fitting is often limited to values lower than 10^{25} cm^{-2} due to small signal-to-noise ratios (e.g. Bianchi et al. 2005b) or to computing limitations (e.g. Baloković et al. 2014). Nevertheless, it is possible to look for correlations within the different samples using statistical rank correlation tests (Spearman 1904), while accounting for upper and lower limits (LaValley, Isobe & Feigelson 1992). There are two efficient estimators used to measure the relationship between rankings of different ordinal variables: the Spearman's rank correlation coefficient ρ and the Kendall non-parametric hypothesis test τ for statistical dependence. By normal standards for the sample sizes presented in this paper, a $|\rho|$ value between 0 and 0.29 represents an absence of association, $|\rho|$ between 0.30 and 0.49 represents a possible correlation and $|\rho| > 0.50$ is a highly significant correlation. Usually, τ has lower values, and high statistical significance is reached when $|\tau| > 0.40$. Note that those thresholds depend on the field of study; the $|\rho| > 0.50$ criterion to reach high statistical significance is the one commonly used in physical and social sciences (Cohen 1988;

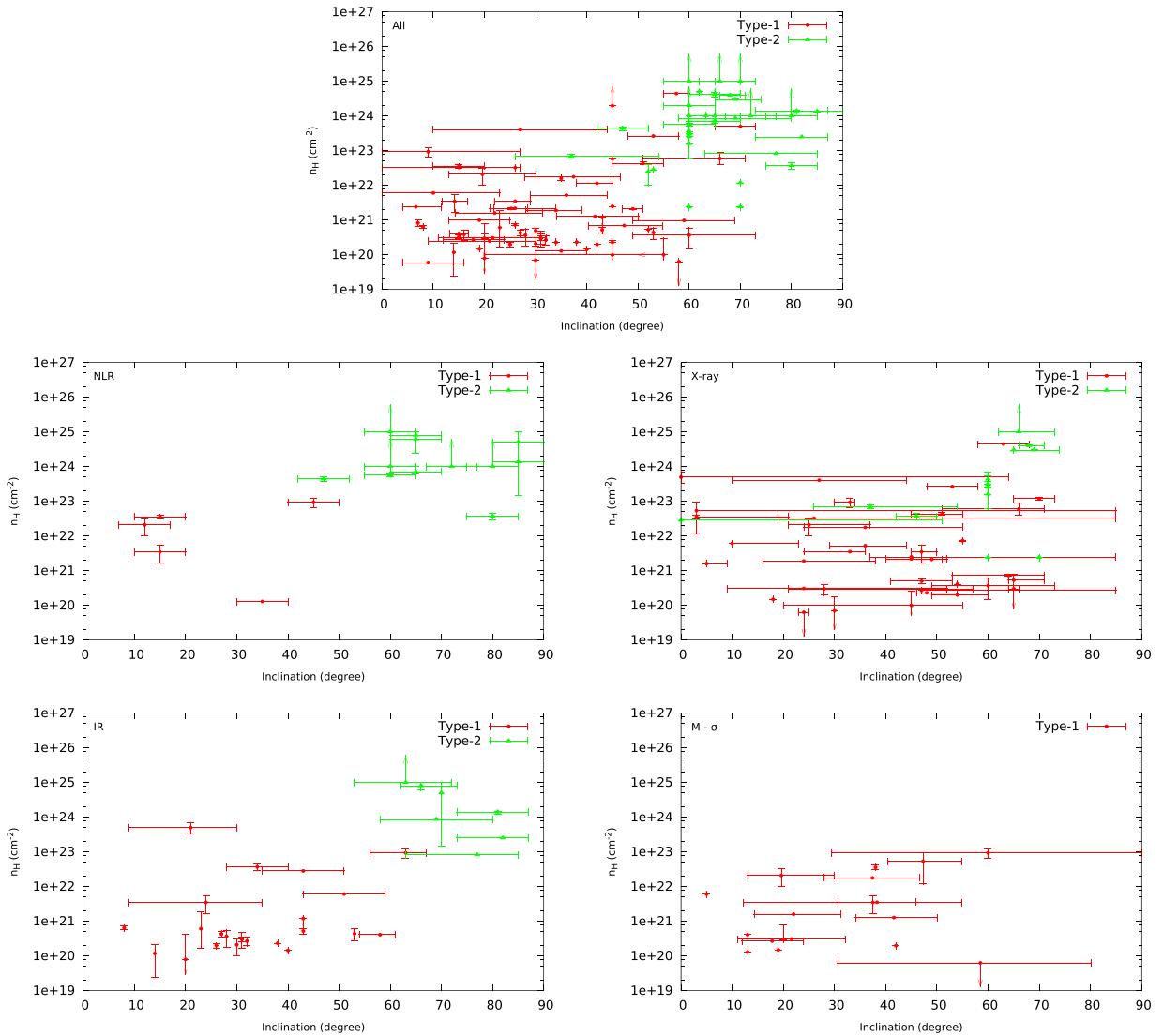


Figure 6. Intrinsic hydrogen column density resulting from X-ray spectral fitting as a function of AGN inclination derived from the indicated method (see text). The legend is the same as in Fig. 2.

Haukoos & Lewis 2005; Curran 2014). The sign of the coefficient indicates whether it is a correlation (positive) or an anticorrelation (negative).

The ρ and τ values for the four inclination indicators, along with their two-tailed p -values, are summarized in Table 1. Both the IR and NLR methods have rank correlation coefficients greater than 0.5, which by normal standards indicates that the association between i and n_{H} is highly statistically significant (at 95 per cent confidence level for rejecting null hypothesis). The X-ray and $M-\sigma$ methods present weak rank coefficients ($\rho = 0.36$ and $\tau = 0.25$ for the former, and $\rho = 0.31$ and $\tau = 0.26$ for the latter) suggesting a possible correlation. It is interesting to note that, despite being able to reproduce a correlation between inclination and X-ray absorption, the IR, NLR and (possibly) the X-ray methods show very different normalizations. The NLR method suggests that the hydrogen column density is still of the order of 10^{22} cm^{-2} at inclinations close to 10° , while the IR and reflection spectroscopy methods suggest values about two orders of magnitude lower. The former result is high for the unified model standard, as for a Galactic reddening curve, a column density of 10^{22} cm^{-2} corresponds to an extinction

in the V band of $A_V = 5$. This can only be explained by a hollow structure of the biconical NLR wind, where the inner funnel is relatively free of gas while the hot flow sustains a much higher column density mixed with dust. The latter methods are more aligned with the predictions of the AGN scheme, where the hydrogen column density would drop to almost zero at perfect polar orientations.

3.2 Balmer H β linewidths

There is still debate about the morphology of the region responsible for Doppler broadening of AGN emission lines, directly visible in pole-on quasars but only revealed by scattering-induced polarization in edge-on objects. The discovery of double-peaked Balmer line profiles in a dozen of radio-loud AGNs by Eracleous & Halpern (1994) favours a disc-like geometry dominated by rotational motions. Even more striking evidence comes from the investigation of Wills & Browne (1986), Brotherton (1996) and Jarvis & McLure (2006), who found a highly significant correlation between the ratio of the radio core flux density to the extended radio lobe flux density, R , and the FWHM of broad H β lines. The Doppler width

Table 1. Spearman ρ (top) and Kendall τ (bottom) rank correlation coefficients evaluated for the four methods tested in this paper. The values in parentheses are the two-tailed p -values. Cells showing a gray colour are highly statistically significant correlations (at >95 per cent confidence level for rejecting null hypothesis). The number of sources for each sample is indicated in Tables A2–A7.

	NLR	X-ray	IR	$M-\sigma$
Spearman correlation ρ				
n_{H} versus i	0.60 (0.02)	0.36 (0.0096)	0.60 (0.00041)	0.31 (0.21)
$H\beta$ FWHM versus i	0.97 (0.0048)	-0.15 (0.38)	0.034 (0.87)	0.44 ^a (0.066)
P versus i	0.59 (0.012)	0.28 (0.09)	0.28 (0.092)	-0.14 (0.58)
$F_{2-10\text{ keV}}/F_{25\text{ }\mu\text{m}}$ versus i	-0.79 (0.0023)	-0.44 (0.002)	-0.15 (0.51)	-0.11 (0.69)
$F_{6\text{ }\mu\text{m}}/F_{25\text{ }\mu\text{m}}$ versus i	-0.90 (0.037)	-0.11 (0.60)	-0.17 (0.51)	0.055 (0.88)
Kendall correlation τ				
n_{H} versus i	0.45 (0.02)	0.25 (0.0095)	0.41 (0.0015)	0.26 (0.14)
$H\beta$ FWHM versus i	0.95 (0.043)	-0.11 (0.35)	0.032 (0.83)	0.34 ^a (0.053)
P versus i	0.39 (0.038)	0.19 (0.09)	0.16 (0.17)	-0.10 (0.59)
$F_{2-10\text{ keV}}/F_{25\text{ }\mu\text{m}}$ versus i	-0.68 (0.0035)	-0.32 (0.003)	-0.13 (0.46)	-0.067 (0.77)
$F_{6\text{ }\mu\text{m}}/F_{25\text{ }\mu\text{m}}$ versus i	-0.80 (0.086)	-0.11 (0.47)	-0.14 (0.46)	0.022 (1.0)

^aBiased values (see text for details).

of Balmer lines was found to be unimportant at high R (i.e. when the system is seen close to being face-on). Because Doppler broadening is inclination-dependent, increasing at large viewing angles, the picture is consistent with a disc-like structure of the LIL BLR. However, there is no direct evidence yet that this picture also applies to radio-quiet objects, despite the fact that a small fraction of radio-quiet AGNs also show double-peaked profiles (Marziani, Calvani & Sulentic 1992; Shapovalova et al. 2004). Several authors have tried to reveal this inclination-dependent behaviour using simulations (e.g. Zhang & Wu 2002) even if the width of the point response function at half the maximum intensity remains difficult to estimate due to the observed line variability (Asatrian 2014). As noted by Antonucci et al. (1989), the absence of $\text{Ly}\alpha$ continuum absorption in any type 1 AGN requires that the clouds producing the broad emission lines are hidden from our line of sight by the circumnuclear region.

Archival optical FWHM measurements of the $H\beta \lambda 4861$ line were retrieved from the literature for 74 type 1 AGNs. These are listed in Table A7 and plotted against inclination in Fig. 7. The expected relation between the velocity field of the disc-like LIL BLR and the inclination of the system observed by Wills & Browne (1986) in the case of radio-loud AGNs is proportional to $(v_r^2 + v_p^2 \sin^2 i)^{1/2}$, where v_r is a random isotropic velocity and v_p is a Keplerian component only in the plane of the disc. According to McLure & Dunlop (2001) and Gaskell & Goosmann (2013), v_r is small in comparison with v_p , and v_p is of the order of several thousand km s^{-1} . The expected increase of FWHM with inclination is visible in the plots of the NLR and $M-\sigma$ methods, as confirmed by the ρ and τ rank correlation coefficients (see Table 1), but the latter method is intrinsically biased. Indeed, Wu & Han (2001) use the $H\beta$ FWHM as a parameter in their equations to retrieve the inclination of their AGN sample (see their equations 2, 3 and 4), so it is logical that there is a good correlation between $H\beta$ FWHM and i . Disregarding the $M-\sigma$ method from this analysis, only the NLR fitting method by Fischer et al. (2013) is able to retrieve the expected disc-like signature of the LIL BLR (as already shown in Fischer et al. 2014). However, because of the small number of type 1s matched with $H\beta$ FWHM for the NLR technique, additional data are needed to confirm the validity of this correlation. Finally, signs of an anticorrelation between $H\beta$ FWHM and i appeared

in the case of the X-ray indicator ($\rho = -0.15$, $\tau = -0.11$), a singular characteristic already mentioned by Nishiura, Murayama & Taniguchi (1998). Such anticorrelation, if real, would indicate that AGNs with face-on accretion discs have larger BLR velocities. This consequence is discussed in Section 4.3.

3.3 Optical continuum polarization

The AGN structure can be probed with great precision by using the geometry-sensitive technique of polarimetry. Optical polarimetry laid the ground for the unified scheme, not only by revealing the predominance of polarization position angles parallel to the projected radio axis of type 1s, while type 2s only show perpendicular polarization position angles (Antonucci 1984), but also by uncovering broad Balmer lines in the polarized flux spectra of type 2 Seyfert galaxies (Miller & Antonucci 1983; Antonucci & Miller 1985). This was one of the strongest assertions in favour of equatorial obscuration, an argument that still holds firmly. By looking at the optical polarization of AGNs, it is possible to estimate the composition, kinematics and geometry of the Seyfert constituents. This has been theoretically and numerically shown in a number of papers (e.g. Kartje 1995; Young 2000; Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012a; Marin, Goosmann & Gaskell 2015), where the linear continuum polarization was found to vary continuously with inclination. The pairing between observed optical polarization measurements and Seyfert types has been examined for a sample of 53 objects in Marin (2014) and this paper will now extend this investigation to a larger number of AGNs, including a diagnostic of the four different methods used to retrieve inclination estimations.

The polarimetric data are listed in Tables A8, A9 and A10, and the plots of optical, continuum, linear polarization P versus inclination i are shown in Fig. 8. In the case of the full sample, there is a clear dichotomy between type 1s and type 2s in terms of polarization degrees, with Seyfert 2 galaxies showing much larger P . However, there appears to be no clear correlation within each individual group. This is particularly relevant for type 1 objects, showing a large P dispersion for a given i . This could result from the competition of parallel (arising from the accretion flow between the torus and the accretion disc) and perpendicular (from the torus funnel – depending on its half-opening angle – and the polar

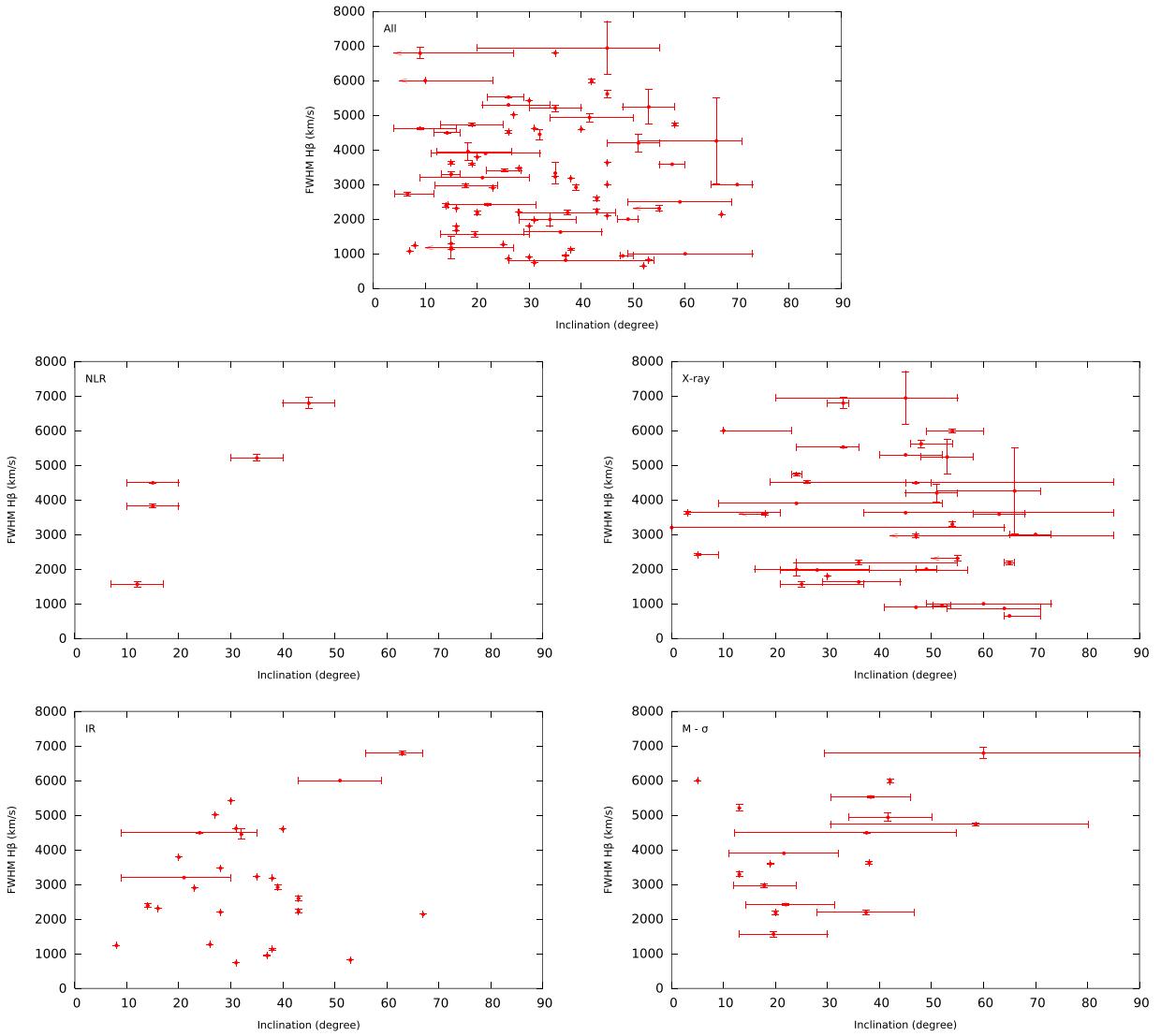


Figure 7. Broad H β FWHM as a function of AGN inclination derived from the indicated method (see text). The legend is the same as in Fig. 2.

outflows) polarization components, as type 1s sometimes show perpendicular polarization position angles (Smith et al. 2002). These peculiar objects are called polar scattering dominated AGNs, and are identified and listed in Table A9. The small number of polar scattering dominated AGNs in this sample is unlikely to be the explanation for the dispersion; some of their inclination angles are probably mis-estimated. This appears clearly when plotting P versus i for the four methods: the $M-\sigma$ method shows no correlation, and the X-ray and IR methods are only weakly correlated ($\rho = 0.28$, $\tau = 0.16-0.19$). The only strong correlation arises from the NLR orientation indicator ($\tau = 0.59$), where P is almost zero at pole-on inclinations, and then rises to about 1 per cent at 20° before decreasing until i reaches $\sim 40^\circ$, where the polarization starts to rise to tens of percent at type 2 inclinations. This behaviour is in excellent agreement with the predictions arising from numerical modelling of the unified scheme. The polarization degree is expected to rise with increasing viewing angles, then to decrease at intermediate orientations, due to the competition between parallel and perpendicular polarizations, and finally to rise again at type 2 angles due to perpendicular scattering in the polar outflows (Marin et al. 2012a, 2015).

3.4 Flux ratios

The anisotropic arrangement of obscuring matter around AGNs, with most of the dust grains and gases located along the equatorial plane, can be used as a strong proxy to estimate whether the object is seen through the circumnuclear dust funnel (pole-on view), or if the radiation is severely obscured (edge-on view). This will result in different fluxes, the former being up to orders of magnitude higher (depending on the waveband considered). However, as stated in Section 3.1, the distribution of matter around AGNs probably varies with inclination, rather than being a binary function, and thus should result in inclination-dependent fluxes. Hence, in the following subsections, two wavebands are investigated to test this hypothesis: the 2–10 keV X-ray and the 6- μm IR fluxes. All fluxes are extracted from the NED (HEASARC) and corrected for redshift.

To normalize the X-ray and NIR fluxes, the $IRAS$ 25- μm fluxes were chosen. Based on tight MIR/X-ray correlation, Gandhi et al. (2009) and Asmus et al. (2015) showed that the MIR radiation (at least at 25 μm , as the MIR definition also includes shorter bands) is emitted almost isotropically by dust re-emission; see also Ichikawa et al. (2012) and Höning et al. (2011) for high-redshift radio galaxies.

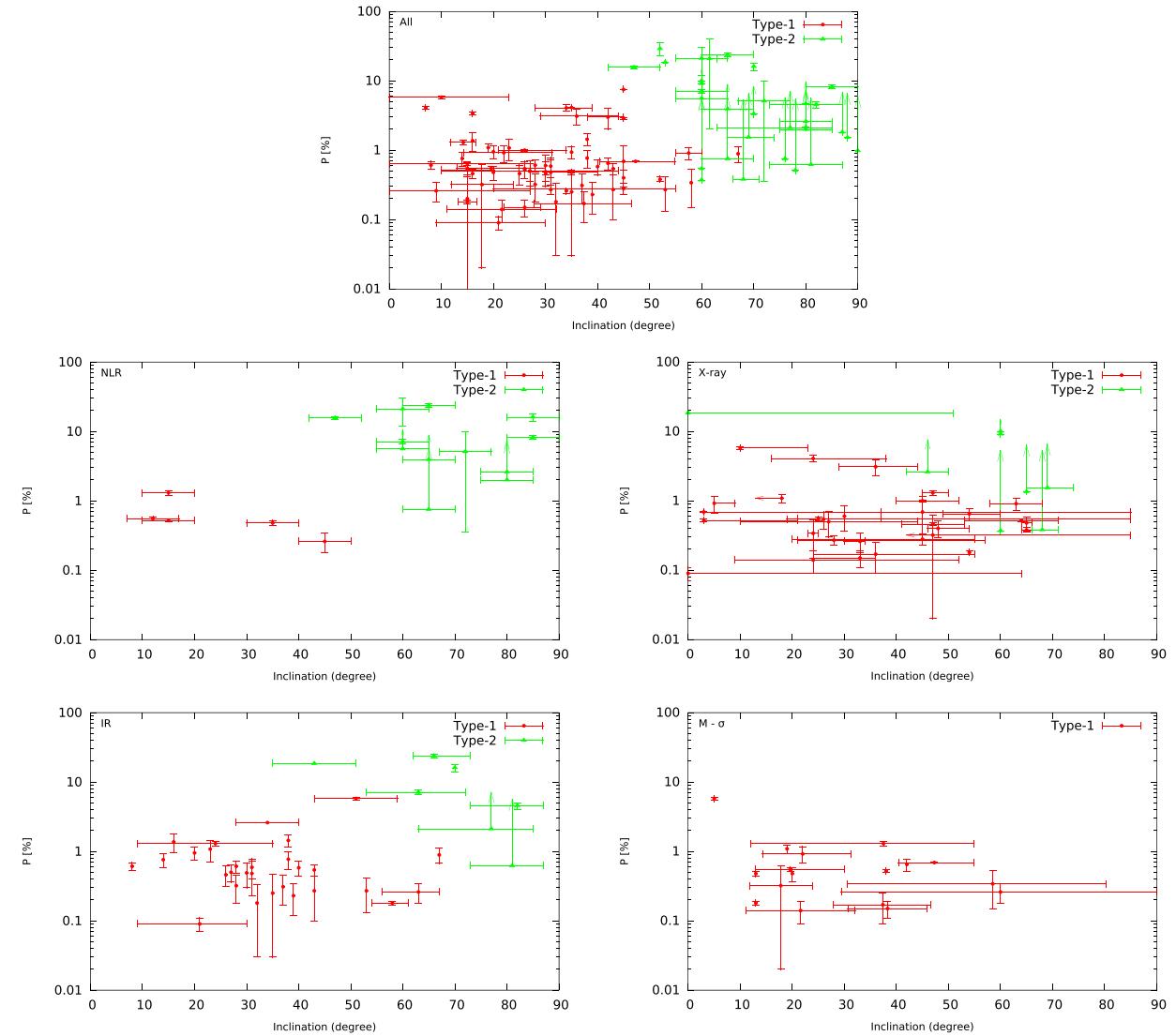


Figure 8. Optical continuum polarization degree P as a function of AGN inclination derived from the indicated method (see text). The legend is the same as in Fig. 2.

The isotropy of MIR emission is supported by interferometric results, where dust re-emission is found to originate not only from the dusty circumnuclear region, but also (and probably predominantly) from the polar outflows (Hönig et al. 2012, 2013; Tristram et al. 2014). In that case, the MIR anisotropy between face-on and edge-on systems is possibly much lower and thus *IRAS* 25- μm fluxes can be chosen as a valid normalization parameter.⁷

3.4.1 XMM–Newton 2–10 keV fluxes

The X-ray radiation of AGNs is generally thought to result from Compton upscattering of thermal photons in a hot corona. This electron plasma is usually thought to be located in a compact region (a few tens of gravitational radii) above the accretion disc (e.g. Bisnovatyi-Kogan & Blinnikov 1976; Haardt & Maraschi 1991, 1993; Dovčík et al. 2004; Wilkins & Fabian 2012; Wilkins et al.

2014), which means that the X-ray source is fairly close to the equatorial plane. If the Compton-thick matter that obscures the view of an observer along type 2 inclinations has a height larger than the disc–corona distance, a coplanar observer is thus not likely to see direct X-ray radiation from the corona. The observed X-ray radiation from AGNs is therefore expected to be anisotropic. The 2–10 keV band was selected for the numerous *XMM–Newton* observations that were available in the literature. Harder photons have sufficient energies to pass through the equatorial dust and gas, and softer photons would be too much attenuated by photoelectric absorption by the interstellar and intergalactic media.

As can be seen in Fig. 9, the ratio of X-ray-to-MIR fluxes versus inclination is complicated in the case of the complete sample. Only the most extreme type 2 objects show a net starvation of photons due to equatorial obscuration, and the difference between type 1 and type 2 AGNs is not clear. The same conclusions apply to the IR torus-fitting and $M-\sigma$ methods, where no correlation is found. The X-ray reflection spectroscopy technique shows a weakly significant anti-correlation ($\rho = -0.44$, $\tau = -0.32$) while the [O III]-mapping indicator clearly stands out. The AGN flux ratio shows a net weakening

⁷ Asmus et al. (2015) discuss this result in the context of the torus scenario and present a number of alternatives to explain the MIR emission isotropy.

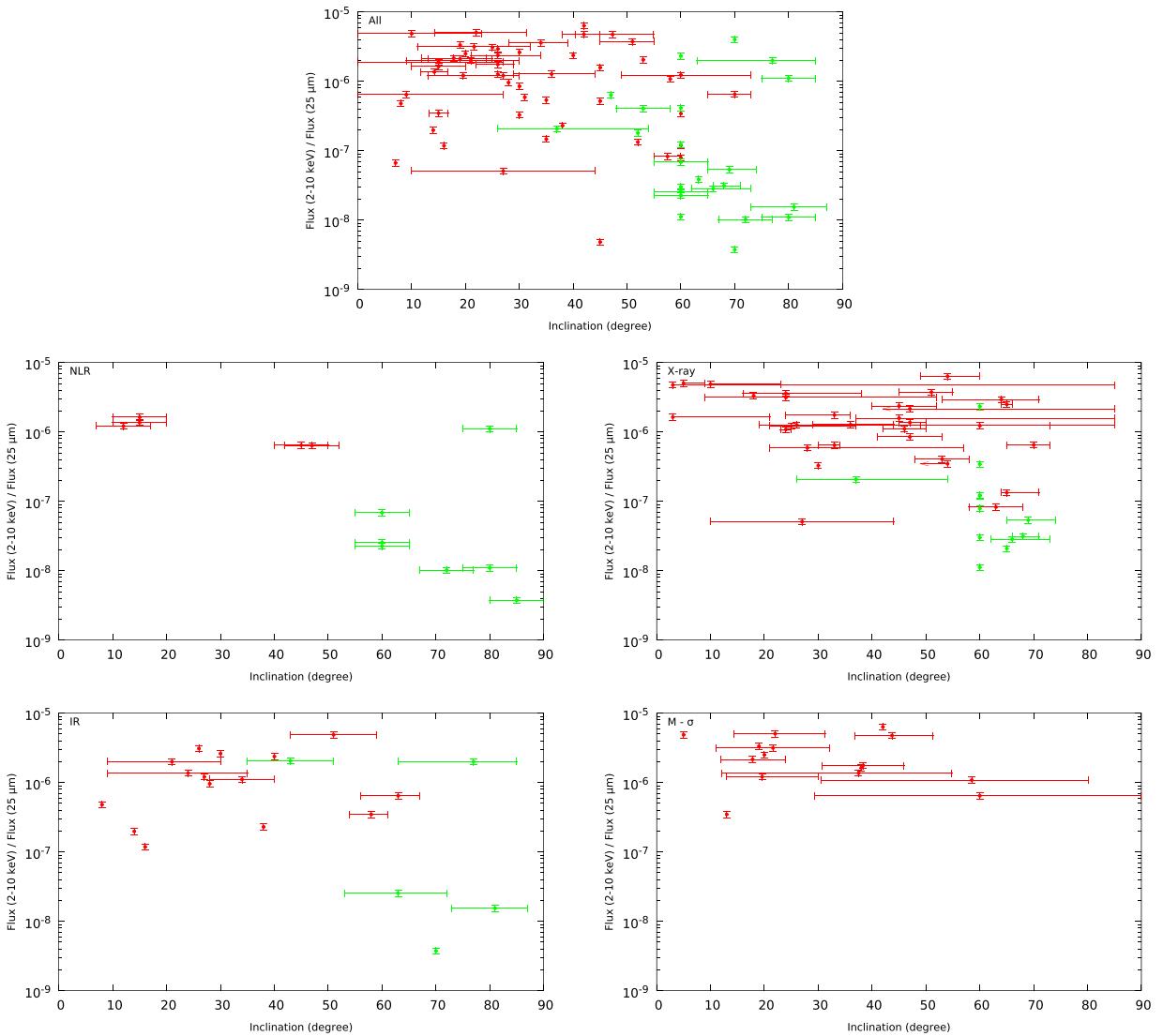


Figure 9. Ratio of the *XMM-Newton* 2–10 keV and *IRAS* 25- μ m fluxes as a function of AGN inclination derived from the indicated method (see text). The legend is the same as in Fig. 2.

with increasing inclinations (Fig. 9, middle-left), an anticorrelation supported by large ρ and τ values (-0.79 and -0.68 , respectively). There is only one type 2 outsider in this method, NGC 5506, a peculiar case that is discussed in Section 4.1. Between pole-on and edge-on views, the flux ratio differs by a factor of 100, which is consistent with a circumnuclear material with a half-opening angle of 50° – 60° with respect to the torus symmetry axis. This threshold value is in agreement with the torus half-opening angles that have been found by Shen, Shao & Gu (2010), Marin (2014) and Sazonov et al. (2015)

3.4.2 Spitzer 6- μ m fluxes

Dust clouds situated at the outer rim of the accretion disc are thought to reradiate the disc emission in the IR band, from 0.5 to a couple of μ m (Phinney 1989). At longer wavelengths, isotropic MIR dust re-emission will dominate while the NIR disc signature ends. This effect has been observed by Deo et al. (2009), who have found a deficit of 5.5- μ m continuum flux density in Seyfert 2 AGNs with respect to comparable Seyfert 1 AGNs. This confirms the

hypothesis that the accretion disc is obscured at type 2 viewing angles and that NIR and MIR flux ratio can be related to the system inclination. This method was used by Fischer et al. (2014) to test the robustness of their inclination predictions, using measurements from *Spitzer*. In this section, the *Spitzer* 6- μ m fluxes from the literature are normalized by the *IRAS* 25- μ m fluxes for consistency with the previous investigation.

Results are shown in Fig. 10. The flux ratio versus inclination is not conclusive in the case of the full AGN sample, as type 1 and type 2 objects are almost indistinguishable in terms of fluxes. Similarly to Section 3.4.1, the $M-\sigma$, X-ray and IR methods fail to show the expected correlation, but the NLR method by Fischer et al. (2013) remarkably stands out. The progressive diminution of flux with inclination is clearly visible and supported by the Spearman and Kendall rank correlation coefficients⁸ ($\rho = -0.90$, $\tau = -0.80$;

⁸ Despite the limited number of points from the NLR method in the case of the 6- μ m/25- μ m flux ratio, the Kendall rank correlation and Spearman correlation remain reliable bivariate analyses as they are also adapted to small populations.

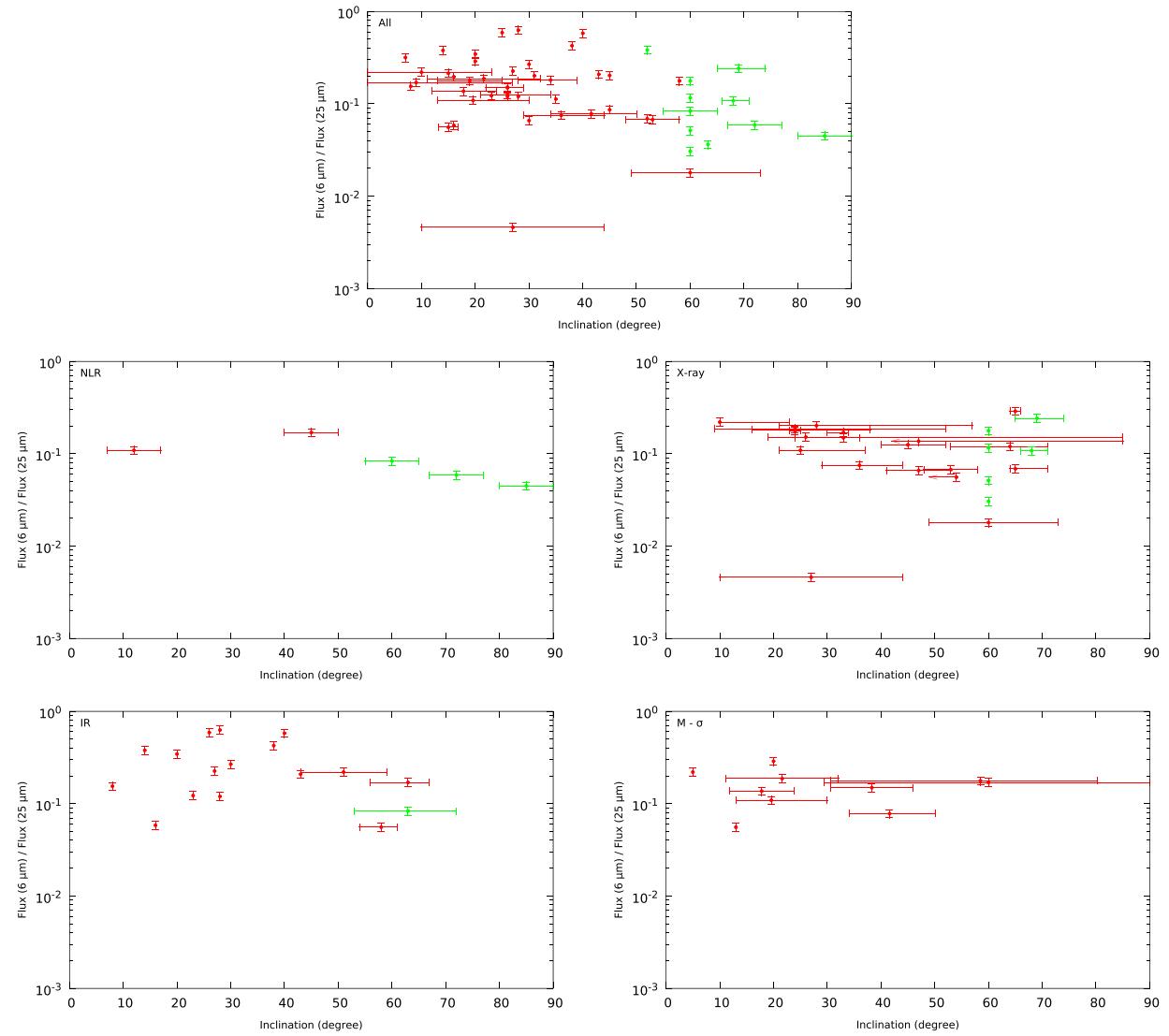


Figure 10. Ratio of the *Spitzer* 6- μm and *IRAS* 25- μm fluxes as a function of AGN inclination derived from the indicated method (see text). The legend is the same as in Fig. 2.

see Table 1). The type 1/type 2 difference is more subtle than in the case of X-ray radiation, as the anisotropic contribution of the outer part of the disc is weak in comparison with the isotropic torus emission that also contributes to the total IR flux. Nevertheless, the inclinations derived by the NLR method are precise enough to reveal the correlation between the IR flux ratio and inclinations.

4 DISCUSSION

4.1 Which one is the best inclination indicator?

The investigations presented in this paper have focused on several inclination-dependent indicators, namely n_{H} , $H\beta$ linewidth, optical polarization, $F_{2-10\text{ keV}}/F_{25\text{ }\mu\text{m}}$ and $F_{6\text{ }\mu\text{m}}/F_{25\text{ }\mu\text{m}}$, to test the reliability of four techniques ($M-\sigma$ relation, NLR modelling, X-ray fitting and IR fitting) used to retrieve/estimate the nuclear orientation i of AGNs. Each method focuses on a specific AGN component: the accretion disc in the case of the X-ray method, the dusty torus in the IR fitting technique, the NLR in Fischer et al. (2013) and the internal regions of the host galaxy in the case of the $M-\sigma$ relation. They are

found to have differing reliability. The Spearman and Kendall rank correlation coefficients, presented in Table 1, highlight the valid and invalid indicators.

The method based on the empirical correlation found between M_{BH} and σ by Gebhardt et al. (2000) and Ferrarese & Merritt (2000) proved to be ineffective to reproduce the expected correlations between i and the observed properties. This means that the $M-\sigma$ relationship, valid for estimating the black-hole mass in non-active galaxies, cannot be applied to AGNs to infer the inclination. The fact that the derived inclinations agree with the mean angle obtained by fitting the iron K α lines of Seyfert 1 galaxies observed with *ASCA* (Wu & Han 2001) is probably an occurrence based on chance. However, this conclusion does not affect the findings of Xiao et al. (2011) and Woo et al. (2015), who explored the low-mass end of the $M-\sigma$ relation using narrow-line Seyfert 1 galaxies and found that the NLS1s do not significantly deviate from the expected black-hole mass–stellar velocity dispersion trend, despite an observed offset with the host galaxy morphology.

The X-ray fitting method, taking into account a curved space-time, fails to reproduce the expected inclination-dependent trends at

high statistical significance, though several weak (anti)correlations have been found when looking at dependences between i and n_{H} and $F_{2-10\text{keV}}/F_{25\mu\text{m}}$. A non-isotropically emitting X-ray corona could reinforce the weak correlation between i and $F_{2-10\text{keV}}/F_{25\mu\text{m}}$ (Yang, Wang & Liu 2015), yet none of the evaluated Kendall rank correlation coefficients exceed $\tau = 0.40$, which means that fitting the broad, asymmetric, iron K α line is not a clear indicator of the global AGN inclination. In particular, measuring the AGN inclination using X-ray spectroscopy is hampered by the fact that the method is biased towards low inclinations: the equivalent width and the reflection fraction decrease with the inclination angle, so highly inclined discs are more difficult to detect (Fabian et al. 2000). Moreover, the larger the inclination, the broader the line, which also plays against detectability.

The third method, based on IR fitting and modelling of the dusty torus, only succeeds in confirming the expected correlation between n_{H} and i at >95 per cent confidence level for rejecting null hypothesis ($\rho = 0.60$, $\tau = 0.41$). This is not surprising as the number density of obscuring clouds is a key parameter in the IR models, and it is used to fine tune the final inclination of the AGN. However, as noted by Feltre et al. (2012), the dust morphology, either smooth or clumpy, has little impact on the modelled SED in modern simulations. Degeneracies may then arise and this would explain why the IR torus modelling fails to reproduce the other inclination-dependent trends (Hönig & Kishimoto 2010). The lack of statistical correlations can also be reinforced by the fact that optical and UV radiation are probably emitted anisotropically, with fewer photons transmitted in the direction closer to the equatorial plane (Kawaguchi & Mori 2010), a feature that is not ubiquitously simulated in all IR models.

It is clear from Table 1 that the method by Fischer et al. (2013), based on kinematic models matching the radial velocities of the [O III]-emitting NLR, is the best inclination indicator tested so far. It succeeded in revealing highly statistically significant correlations (at >95 per cent confidence level for rejecting null hypothesis) between i and n_{H} , H β FWHM, P , $F_{2-10\text{keV}}/F_{25\mu\text{m}}$ and $F_{6\mu\text{m}}/F_{25\mu\text{m}}$. Fischer et al. (2014) noticed that Mrk 279 and NGC 5506 were almost always outliers in the trends they investigated; the former because column densities from several of its absorbers have yet to be determined, and the latter because the modelled inclination angle is certainly degraded by a highly inclined host disc. The optical classification of NGC 5506 is debated as Goodrich, Veilleux & Hill (1994) found that the Pa β line profile is consistent with the type 2 category, while there is also evidence for permitted O I $\lambda 1.1287\mu\text{m}$ line (with FWHM $< 2000 \text{ km s}^{-1}$) and several Fe II lines in the 0.9–1.4 μm spectrum observed by Nagar et al. (2002). Fischer et al. (2013) used the type 2 classification in their paper and several other authors (e.g. Nikołajuk, Czerny & Gurynowicz 2009; Matt et al. 2015) followed the narrow-line Seyfert 1 from Nagar et al. (2002); in our case, removing NGC 5506 from the type 2 category and labelling it as a type 1 would increase the value of the rank correlation coefficients. Using a maximum-likelihood estimation to obtain the best values of ρ and τ from the n_{H} and $F_{2-10\text{keV}}/F_{25\mu\text{m}}$ observables, it is possible to estimate the real orientation of NGC 5506: $40^\circ \pm 4^\circ$. This value is in agreement with the corrected inclination derived by Fischer et al. (2014): 40° .

The best inclination indicator is thus provided by Fischer et al. (2013), but the necessity to have a well-resolved (distinct knots of emission visible over several arcsec) NLR structure is a major limitation to the method. It constrains the analysis to nearby, bright Seyfert galaxies where long-slit spectroscopy can be applied, but this still represents hundreds of objects (Bennert et al. 2006a,b; Crenshaw & Kraemer 2000; Crenshaw et al. 2000a,b; Fischer et al.

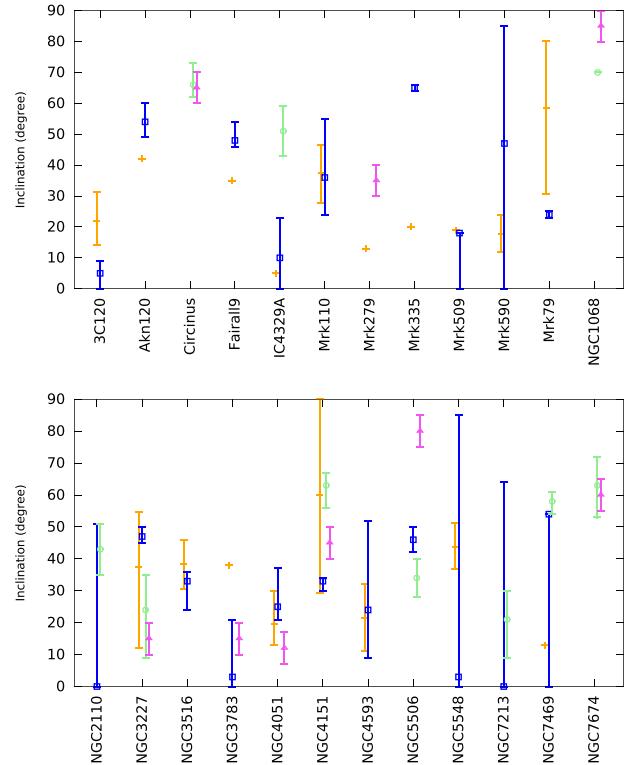


Figure 11. Comparison of the inclination duplicates: $M-\sigma$ method, orange crosses; X-ray, blue squares; IR, green circles; NLR, pink triangles.

2013). However, it remains unclear how the kinematic model of the authors can account for the changes and misalignments in the polar outflows between the torus and the inner and outer NLR components that have been observed in a couple of AGNs. In the case of NGC 1068, Raban et al. (2009) have noted the misalignment of the *HST*-revealed ionization cone and NLR with respect to the compact and equatorial dust component. Despite lying ~ 40 degrees further north from the torus symmetry axis, the observations are still consistent with the kinematic modelling of Das et al. (2006) if the ionized wind is partially obscured by large gas clouds, as suggested by Kishimoto (1999). The question remains open for the treatment of the base of the polar wind, where Müller-Sánchez et al. (2006) located the coronal line region (CLR). The CLR appears to be a medium where forbidden fine-structure transitions in the ground level of highly ionized atoms are responsible for the emission of highly ionized lines. Müller-Sánchez et al. (2011) observed changes between the kinematics of the CLR and NLR for six radio-quiet AGNs, among which the Circinus galaxy, NGC 1068, and NGC 4151 have been analysed by Fischer et al. (2013). The statistically probable inclination derived for those three AGNs indicates that the NLR orientation indicator remains valid at the scales of the CLR, but this needs to be confirmed for the remaining half of the sample of Müller-Sánchez et al. (2011).

4.2 Orientation duplicates and uncertainty

As stated in Section 2.1, our 124 Seyfert sample takes into account only one inclination per object despite the potential presence of duplicates. However, it has been shown through this paper that the global sample is not reliable. In this case, it is worth investigating if the sample could be fine tuned by selecting more reliable inclinations. Fig. 11 presents the orientation angles for 24 Seyfert galaxies

that have duplicate estimations from at least two different methods. The $M-\sigma$ approach is marked with orange crosses, the X-ray fitting indicator with blue squares, the IR torus fitting method using green circles and the NLR technique with pink triangles. No dependency between the indicators is found: the angles estimated by Fischer et al. (2013) are not predominantly higher or lower than the angles estimated from another method. In 66 per cent of the cases, the NLR-derived angle is consistent within uncertainty with another technique, but this technique is not always the same. Overall, the data dispersion around the inclinations given by the NLR method shows no trend, and the same conclusion is valid for each of the three remaining methods.

It is interesting to note that the uncertainties retrieved by the 6.4-keV fitting technique are often either very large or unspecified. In this context, it is more difficult to estimate the reliability of the method. The lack of errors is due to the parametrization of the Kerr and Schwarzschild relativistic reflection models, which can be programmed with a fixed inclination. This results in an observer-biased choice that is often set to 30° – e.g. Mrk 509 (Pounds et al. 2001), Mrk 590 (Longinotti et al. 2007), NGC 5548 (Brenneman et al. 2012), NGC 7213 (Ursini et al. 2015) and NGC 7469 (Chiang 2002) – or frozen at 45° – e.g. Mrk 509 (Mehdipour et al. 2011) and NGC 7213 (Emmanoulopoulos et al. 2013) – for type 1 objects. Type 2 inclinations are often set to 60° (e.g. Noguchi et al. 2010). However, if the inclination angle of the disc is left to vary, it will be retrieved by the model using reduced χ^2 statistics to evaluate the goodness of fit. The inclinations found through this less-biased method are almost always dominated by large errors due to the considerable number of free parameters (e.g. Nandra et al. 1997, 2007).

Improving numerical tools is necessary to narrow the uncertainties around the inclination angles derived from X-ray spectral fitting (e.g. Walton et al. 2013; Middleton et al. 2016) and to test, once and for all, the reliability of the X-ray spectroscopic method. In this regard, the help of X-ray polarimetry will be crucial. By fitting the measured spectroscopic and polarimetric information with a unique model (either using reflection spectroscopy or partial covering scenarios; e.g. Iso et al. 2016), the constraints on the nuclear inclination of AGNs will be much stronger as the number of free parameters will be drastically reduced. Information about the disc inclination, the black-hole spin, the luminosity in the thermal flux, and the optical depth, electron temperature and scaleheight of the corona will all become available (Dovčiak et al. 2004, 2011; Schnittman & Krolik 2010; Marin et al. 2012b, 2013).

4.3 Coplanarity within the first parsec

AGNs are usually depicted as axisymmetric structures, where the accretion disc, the BLR and the optically thick equatorial torus are coplanar, and the analyses of this paper have been carried out according to this hypothesis. This is the standard procedure applied by almost every author (e.g. Fine et al. 2008, 2010), but alternative scenarios exist. Pringle (1996) suggested that a powerful radiation source such as the centre of an AGN can modify the dynamics of the accretion disc and induce a warp that could explain the IR emission of Seyfert galaxies. If the equatorial rotating region is subject to a strong outflow, its surface might be even more unstable to warping and lead to detectable signatures in luminous accreting objects that generate energetic winds (Quillen 2001). The idea of twisted accretion discs is not new (Petterson 1977a,b, 1978) but remains little studied despite the observational evidence of warps

in maser structures,⁹ which are often related to the outer part of accretion discs (Maloney, Begelman & Pringle 1996). If the dense, thin, rotating accretion disc is sufficiently twisted with respect to the BLR or torus region, the inclination estimations produced by fitting the observed X-ray spectroscopic features would only apply to the innermost AGN regions as all the actual models use coplanar, geometrically flat discs. This would explain why the iron $K\alpha$ fitting method fails to produce reliable global inclinations.

This warping would naturally cause another effect, the non-alignment of the BLR–torus structures with the inner parts of the accretion disc. Bian (2005) already mentioned that the lack of correlation found between the $H\beta$ linewidth measurements and the inclination of the accretion disc derived from X-ray spectral fitting (visible in Fig. 7) seems to indicate that the BLR–torus structures are not coplanar with the accretion disc. A similar conclusion is shared by Nishiura et al. (1998), who additionally found hints of a negative correlation between $H\beta$ and i , which is also what is found in this paper (but with weak rank correlation coefficients: $\rho = -0.15$ and $\tau = -0.11$). They derived a radial distance of 0.01 pc from the central SMBH where the BLR and the outer parts of the disc should be still coplanar. This means that the inclinations derived by the NLR method are valid from kiloparsec scales to a fraction of a parsec, and when the dimensions to be probed meet the inner parts of the accretion disc, another method such as X-ray spectral fitting might become valid.

The situation seems to be the same in radio-loud quasars. Risaliti, Salvati & Marconi (2011) looked at the [O III] equivalent width of thousands of Sloan Digital Sky Survey (SDSS) quasars and reached the same conclusion about the lack of coplanarity between the accretion disc and the circumnuclear absorber. This could be due either to a random alignment between the disc and the torus, or to a very small torus covering factor in the case of quasars. If radio-quiet and radio-loud quasars are similar, with the exception of the jet, then the former hypothesis appears stronger. This is supported by the optical measurements of the polarization position angle of nearby AGNs that almost always deviate from perfect parallel or perpendicular orientation (see, e.g., table 3 in Antonucci 1984). This could be the result from non-coplanar structures within the equatorial dust funnel, but resolution effects must be taken into account as different telescope apertures result in different measurements of the polarization position angle or radio position angle (e.g. Bailey et al. 1988 in the case of NGC 1068).

5 CONCLUSIONS

The conclusions of this paper can be summarized by the following points.

- (i) The $M-\sigma$ relationship, valid for non-active galaxies, cannot be applied to AGNs to retrieve the nuclear inclination.
- (ii) Spectral fitting of the AGN SED in the IR band is not a good AGN orientation indicator, except when compared to estimated hydrogen column densities.
- (iii) X-ray spectral fitting of the broad and asymmetric fluorescent iron line is too model-dependent and subject to degeneracies to be a valid method to determine the inclinations of AGNs. However, it might work well if the disc is warped by radiation or outflows

⁹ Radio observations of NGC 4258 (Miyoshi et al. 1995) and the Circinus galaxy (Greenhill 2000) have revealed that the 22-GHz (1.35 cm) water maser line emission arises from a twisted thin disc that could correspond to the outer rim of the AGN accretion structure.

at small scales, leading to a non-coplanarity of the disc and the BLR–torus structures.

(iv) The method developed by Fischer et al. (2013), based on the original study of Crenshaw & Kraemer (2000), has proven to be very effective in reproducing the expected inclination-dependent signatures of all the observables investigated in this paper. When targeting the extended polar winds, this technique shows that the derived inclination angles are valid at much smaller physical scales (down to a fraction of a parsec where the Balmer line signature originates). This would indicate that this orientation indicator might work on multiple scales, from the extended NLR to the outer parts of the accretion disc. However, the misalignment observed for a few AGNs between the torus and the inner and outer NLR parts might weaken this conclusion.

(v) The expected hydrogen column densities at low inclinations are almost two orders of magnitude larger with the NLR technique with respect to the other orientation estimators. Further detailed observations and modelling are needed to test this method.

(vi) The absence of correlation between the Balmer emission line FWHM and the X-ray-derived inclinations confirms that, if the inclinations are correct, the accretion disc is certainly not co-aligned with the BLR and torus region.

(vii) The orientation of NGC 5506 has been evaluated using the inclination-dependent indicators and corresponds to $40^\circ \pm 4^\circ$.

Additional work is needed in the field of AGNs to understand the structure and the three-dimensional arrangement of the innermost regions of quasars. We plan to try vetting these methods for radio-loud objects using the core dominance parameter, which – at least for high-redshift objects from the Third Cambridge Catalogue of Radio Sources (3CRR) – separates the type 1s from the type 2s perfectly (Marin & Antonucci 2016). Optical polarimetry and [O III] imaging are among the best tools to push forward these analyses, especially when coupled with numerical modelling. Testing the coplanarity (or the absence of coplanarity) between the equatorial structures is mandatory to validate or reject the X-ray spectral fitting method, leading to a potentially strong modification of the unified scheme that would need warped structures at its very centre.

ACKNOWLEDGEMENTS

I would like to acknowledge the anonymous referee for useful suggestions that have helped to clarify this paper. I am also grateful to, in alphabetical order, Robert Antonucci, Michal Dovčiak, René Goosmann, Vladimir Karas, Giorgio Matt, Delphine Porquet, Marvin Rose, Marko Stalevski, Francesco Tamborra, and Belinda Wilkes for their nice comments and helpful suggestions about the results of this work. The Torus2015 Workshop organized by Poshak Gandhi and Sebastian Hoenig was a great mine of information to achieve this work. Mari Kolehmainen was of a great help for English editing. Finally, I am grateful to Jules Garreau (jul.garreau@wanadoo.fr) for his artwork of the various AGN components.

REFERENCES

- Agés-González B. et al., 2014, MNRAS, 443, 2862
 Alexander D. M., Heisler C. A., Young S., Lumsden S. L., Hough J. H., Bailey J. A., 2000, MNRAS, 313, 815
 Alonso-Herrero A. et al., 2011, ApJ, 736, 82
 Antonucci R. R. J., 1984, ApJ, 278, 499
 Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
 Antonucci R., 2012, Astronomical and Astrophysical Transactions, 27, 557
 Antonucci R. R. J., Miller J. S., 1985, ApJ, 297, 621
 Antonucci R. R. J., Kinney A. L., Ford H. C., 1989, ApJ, 342, 64
 Arévalo P. et al., 2014, ApJ, 791, 81
 Asatrian N. S., 2014, in Mickaelian A., Aharonian F., Sanders D., eds, Proc. IAU Symp. 304, Multiwavelength AGN Surveys and Studies. Cambridge, Univ. Press, Cambridge, p. 407
 Asmus D., Gandhi P., Höning S. F., Smette A., Duschl W. J., 2015, MNRAS, 454, 766
 Bailey J., Axon D. J., Hough J. H., Ward M. J., McLean I., Heathcote, S. R., 1988, MNRAS, 234, 899
 Baloković M. et al., 2014, ApJ, 794, 111
 Barth A. J., Filippenko A. V., Moran E. C., 1999, ApJ, 525, 673
 Batcheldor D., Robinson A., Axon D. J., Young S., Quinn S., Smith J. E., Hough J., Alexander D. M., 2011, ApJ, 738, 90
 Bauer F. E. et al., 2015, ApJ, 812, 116
 Beckmann V., Gehrels N., Favre P., Walter R., Courvoisier T. J.-L., Petrucci P.-O., Malzac J., 2004, ApJ, 614, 641
 Bennert N., Jungwiert B., Komossa S., Haas M., Chini R., 2006a, A&A, 459, 55
 Bennert N., Jungwiert B., Komossa S., Haas M., Chini R., 2006b, A&A, 456, 953
 Bentz M. C., Katz S., 2015, PASP, 127, 67
 Bentz M. C. et al., 2006, ApJ, 651, 775
 Bentz M. C. et al., 2010, ApJ, 716, 993
 Berriman G., Schmidt G. D., West S. C., Stockman H. S., 1990, ApJS, 74, 869
 Bhayani S., Nandra K., 2011, MNRAS, 416, 629
 Bianchi S., Miniutti G., Fabian A. C., Iwasawa K., 2005a, MNRAS, 360, 380
 Bianchi S., Guainazzi M., Matt G., Chiaberge M., Iwasawa K., Fiore F., Maiolino R., 2005b, A&A, 442, 185
 Bian W.-H., 2005, ChJAA, 5, 21
 Bisnovatyi-Kogan G. S., Blinnikov S. I., 1976, SvAL, 2, 191
 Blandford R. D., McKee C. F., 1982, ApJ, 255, 419
 Boller T., Brandt W. N., Fink H., 1996, A&A, 305, 53
 Borguet B., Hutsemékers D., 2010, A&A, 515, A22
 Boroson T. A., Green R. F., 1992, ApJS, 80, 109
 Brandt W. N., Mathur S., Elvis M., 1997, MNRAS, 285, L25
 Brenneman L. W., Elvis M., Krongold Y., Liu Y., Mathur S., 2012, ApJ, 744, 13
 Brindle C., Hough J. H., Bailey J. A., Axon D. J., Ward M. J., Sparks W. B., McLean I. S., 1990, MNRAS, 244, 577
 Brotherton M. S., 1996, ApJS, 102, 1
 Brotherton M. S., Wills B. J., Dey A., van Breugel W., Antonucci R., 1998, ApJ, 501, 110
 Browne I. W. A., Murphy D. W., 1987, MNRAS, 226, 601
 Burtscher L. et al., 2013, A&A, 558, A149
 Burtscher L. et al., 2016, A&A, 586, A28
 Carciofi A. C., Bjorkman J. E., 2006, ApJ, 639, 1081
 Carciofi A. C., Bjorkman J. E., 2008, ApJ, 684, 1374
 Carilli C. L., Wrobel J. M., Ulvestad J. S., 1998, AJ, 115, 928
 Chiang J., 2002, ApJ, 572, 79
 Chiang C.-Y., Walton D. J., Fabian A. C., Wilkins D. R., Gallo L. C., 2015, MNRAS, 446, 759
 Chou R. C. Y. et al., 2007, ApJ, 670, 116
 Cohen J., 1988, Statistical Power Analysis for the Behavioral Sciences, 2nd edn. Lawrence Erlbaum, Mahwah, NJ
 Comerford J. M., Greene J. E., 2014, ApJ, 789, 112
 Crenshaw D. M., Kraemer S. B., 2000, ApJ, 532, L101
 Crenshaw D. M., Kraemer S. B., 2012, ApJ, 753, 75
 Crenshaw D. M. et al., 2000a, AJ, 120, 1731
 Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Hutchings J. B., Danks A. C., Gull T. R., Kaiser M. E., Nelson C. H., Weistrop D., 2000b, ApJ, 545, L27
 Curran P. A., 2014, preprint (arXiv:1411.3816)
 Das V., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Deo R. P., 2006, AJ, 132, 620
 Dauser T. et al., 2012, MNRAS, 422, 1914
 Deo R. P., Richards G. T., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., 2009, ApJ, 705, 14
 Done C., Jin C., 2016, MNRAS, preprint (arXiv:1506.04547)

- Dovčiak M., Done C., 2016, Astron. Nachr., 337, 441
- Dovčiak M., Bianchi S., Guainazzi M., Karas V., Matt G., 2004, MNRAS, 350, 745
- Dovčiak M., Muleri F., Goosmann R. W., Karas V., Matt G., 2011, ApJ, 731, 75
- Drouart G. et al., 2012, A&A, 548, A45
- Edri H., Rafter S. E., Chelouche D., Kaspi S., Behar E., 2012, ApJ, 756, 73
- Elvis M., Risaliti G., Nicastro F., Miller J. M., Fiore F., Puccetti S., 2004, ApJ, 615, L25
- Emmanoulopoulos D., Papadakis I. E., Nicastro F., McHardy I. M., 2013, MNRAS, 429, 3439
- Eracleous M., Halpern J. P., 1994, ApJS, 90, 1
- Eracleous M., Hwang J. A., Flohic H. M. L. G., 2010, ApJS, 187, 135
- Espey B. R. et al., 1994, ApJ, 434, 484
- Esquej P. et al., 2014, ApJ, 780, 86
- Fabian A. C., Iwasawa K., Reynolds C. S., Young A. J., 2000, PASP, 112, 1145
- Fan Y., 2007, PhD thesis, Technical University of Munich
- Feltre A., Hatziminaoglou E., Fritz J., Franceschini A., 2012, MNRAS, 426, 120
- Feng H., Shen Y., Li H., 2014, ApJ, 794, 77
- Ferrarese L., Merritt D., 2000, ApJ, 539, L9
- Fine S. et al., 2008, MNRAS, 390, 1413
- Fine S., Croom S. M., Bland-Hawthorn J., Pimbblet K. A., Ross N. P., Schneider D. P., Shanks T., 2010, MNRAS, 409, 591
- Fischer T. C., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Schmitt H. R., 2013, ApJS, 209, 1
- Fischer T. C., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Schmitt H. R., Turner T. J., 2014, ApJ, 785, 25
- Gallo L. C., Miniutti G., Miller J. M., Brenneman L. W., Fabian A. C., Guainazzi M., Reynolds C. S., 2011, MNRAS, 411, 607
- Gandhi P., Horst H., Smette A., Höning S., Comastri A., Gilli R., Vignali C., Duschl W., 2009, A&A, 502, 457
- Gandhi P. et al., 2014, ApJ, 792, 117
- Gaskell C. M., Goosmann R. W., 2013, ApJ, 769, 30
- Gebhardt K. et al., 2000, ApJ, 539, L13
- Gilli R., Vignali C., Mignoli M., Iwasawa K., Comastri A., Zamorani G., 2010, A&A, 519, A92
- González Martín O., 2008, PhD thesis, University of Granada
- Goodrich R. W., 1989, ApJ, 342, 224
- Goodrich R. W., Veilleux S., Hill G. J., 1994, ApJ, 422, 521
- Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2007, A&A, 465, 129
- Graham M. J. et al., 2015, Nat, 518, 74
- Greenhill L. J., 2000, in Conway J. E., Polatidis A. G., Booth R. S., Pihlström Y. M., eds, EVN Symposium 2000, Proc. 5th European VLBI Network Symposium. Onsala Space Observatory, p. 101
- Grupe D., Beuermann K., Mannheim K., Thomas H.-C., 1999, A&A, 350, 805
- Guainazzi M., Rodriguez-Pascual P., Fabian A. C., Iwasawa K., Matt G., 2004, MNRAS, 355, 297
- Haardt F., Maraschi L., 1991, ApJ, 380, L51
- Haardt F., Maraschi L., 1993, ApJ, 413, 507
- Hansen P. M., 2014, Ap&SS, 352, 235
- Haukoos J. S., Lewis R. J., 2005, Academic Emergency Medicine, 12, 360
- Hicks E. K. S., Malkan M. A., 2008, ApJS, 174, 31
- Höning S. F., Kishimoto M., 2010, A&A, 523, A27
- Höning S. F., Beckert T., Ohnaka K., Weigelt G., 2007, in Ho L. C., Wang J.-M., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 373, The Central Engine of Active Galactic Nuclei. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 487
- Höning S. F., Leipski C., Antonucci R., Haas M., 2011, ApJ, 736, 26
- Höning S. F., Kishimoto M., Antonucci R., Marconi A., Prieto M. A., Tristram K., Weigelt G., 2012, ApJ, 755, 149
- Höning S. F. et al., 2013, ApJ, 771, 87
- Ichikawa K., Ueda Y., Terashima Y., Oyabu S., Gandhi P., Matsuta K., Nakagawa T., 2012, ApJ, 754, 45
- Iso N., Ebisawa K., Sameshima H., Mizumoto M., Miyakawa T., Inoue H., Yamasaki H., 2016, PASJ, 68, S27
- Jarvis M. J., McLure R. J., 2006, MNRAS, 369, 182
- Jiménez-Bailón E., Krongold Y., Bianchi S., Matt G., Santos Lleó M., Piconcelli E., Schartel N., 2008a, MNRAS, 391, 1359
- Jiménez-Bailón E., Guainazzi M., Matt G., Bianchi S., Krongold Y., Piconcelli E., Santos Lleó M., Schartel N., 2008b, Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser., 32, 131
- Kartje J. F., 1995, ApJ, 452, 565
- Kartje J. F., Königl A., Hwang C.-Y., Bowyer S., 1997, ApJ, 474, 630
- Kaspi S., Smith P. S., Netzer H., Maoz D., Jannuzzi B. T., Giveon U., 2000, ApJ, 533, 631
- Kawaguchi T., Mori M., 2010, ApJ, 724, L183
- Kawamuro T., Ueda Y., Tazaki F., Terashima Y., 2013, ApJ, 770, 157
- Kay L. E., 1994, ApJ, 430, 196
- Kay L. E., Magalhães A. M., Elizalde F., Rodrigues C., 1999, ApJ, 518, 219
- Keel W. C., 1980, AJ, 85, 198
- Kinney A. L., Schmitt H. R., Clarke C. J., Pringle J. E., Ulvestad J. S., Antonucci R. R. J., 2000, ApJ, 537, 152
- Kishimoto M., 1999, ApJ, 518, 676
- Kollatschny W., Dietrich M., 1997, A&A, 323, 5
- Kollatschny W., Zetzl M., Dietrich M., 2006, A&A, 454, 459
- La Mura G., Berton M., Ciroi S., Cracco V., Di Mille F., Rafanelli P., 2014, Advances in Space Research, 54, 1382
- Lagos C. D. P., Padilla N. D., Strauss M. A., Cora S. A., Hao L., 2011, MNRAS, 414, 2148
- Laha S., Guainazzi M., Dewangan G. C., Chakravorty S., Kembhavi A. K., 2014, MNRAS, 441, 2613
- LaValley M., Isobe T., Feigelson E., 1992, in Worrall D. M., Biemesderfer C., Barnes J., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 25, Astronomical Data Analysis Software and Systems I. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 245
- Lawrence A., 1991, MNRAS, 252, 586
- Lira P., Videla L., Wu Y., Herrero A., Alexander D. M., Ward M., 2013, ApJ, 764, 159
- Lohfink A. M., Reynolds C. S., Miller J. M., Brenneman L. W., Mushotzky R. F., Nowak M. A., Fabian A. C., 2012, ApJ, 758, 67
- Lohfink A. M. et al., 2013, ApJ, 772, 83
- Longinotti A. L., Bianchi S., Santos-Lleo M., Rodríguez-Pascual P., Guainazzi M., Cardaci M., Pollock A. M. T., 2007, A&A, 470, 73
- Lumsden S. L., Alexander D. M., Hough J. H., 2004, MNRAS, 348, 1451
- MacKenty J. W., Stockton A., 1984, ApJ, 283, 64
- McLure R. J., Dunlop J. S., 2001, MNRAS, 327, 199
- Madura T. I., Gull T. R., Owocki S. P., Groh J. H., Okazaki A. T., Russell C. M. P., 2012, MNRAS, 420, 2064
- Maiolino R., Rieke G. H., 1995, ApJ, 454, 95
- Malizia A. et al., 2008, MNRAS, 389, 1360
- Maloney P. R., Begelman M. C., Pringle J. E., 1996, ApJ, 472, 582
- Marin F., 2014, MNRAS, 441, 551
- Marin F., Antonucci R., 2016, ApJ, in press
- Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., Porquet D., Dovčiak M., 2012a, A&A, 548, A121
- Marin F., Goosmann R. W., Dovčiak M., Muleri F., Porquet D., Grosso N., Karas V., Matt G., 2012b, MNRAS, 426, L101
- Marin F., Porquet D., Goosmann R. W., Dovčiak M., Muleri F., Grosso N., Karas V., 2013, MNRAS, 436, 1615
- Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2015, A&A, 577, A66
- Marinucci A. et al., 2014, MNRAS, 440, 2347
- Markowitz A., Reeves J. N., George I. M., Braito V., Smith R., Vaughan S., Arévalo P., Tombesi F., 2009, ApJ, 691, 922
- Marquez I., Boisson C., Durret F., Petitjean P., 1998, A&A, 333, 459
- Martin P. G., Thompson I. B., Maza J., Angel J. R. P., 1983, ApJ, 266, 470
- Marziani P., Calvani M., Sulentic J. W., 1992, ApJ, 393, 658
- Matt G., Bianchi S., D'Ammando F., Martocchia A., 2004a, A&A, 421, 473
- Matt G., Bianchi S., Guainazzi M., Molendi S., 2004b, A&A, 414, 155
- Matt G., Bianchi S., Awaki H., Comastri A., Guainazzi M., Iwasawa K., Jimenez-Bailón E., Nicastro F., 2009, A&A, 496, 653
- Matt G. et al., 2015, MNRAS, 447, 3029
- Mehdipour M. et al., 2011, A&A, 534, A39
- Mehdipour M. et al., 2015, A&A, 575, A22
- Middleton M. J., Parker M. L., Reynolds C. S., Fabian A. C., Lohfink A. M., 2016, MNRAS, 457, 1568

- Miller J. S., Antonucci R. R. J., 1983, *ApJ*, 271, L7
- Miniutti G., Ponti G., Dadina M., Cappi M., Malaguti G., 2007, *MNRAS*, 375, 227
- Miniutti G., Piconcelli E., Bianchi S., Vignali C., Bozzo E., 2010, *MNRAS*, 401, 1315
- Miyoshi M., Moran J., Herrnstein J., Greenhill L., Nakai N., Diamond P., Inoue M., 1995, *Nat*, 373, 127
- Mor R., Netzer H., Elitzur M., 2009, *ApJ*, 705, 298
- Moran E. C., 2007, in Ho L. C., Wang J.-M., eds, *ASP Conf. Ser.* Vol. 373, *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 425
- Moran E. C., Barth A. J., Kay L. E., Filippenko A. V., 2000, *ApJ*, 540, L73
- Mortlock D. J. et al., 2011, *Nat*, 474, 616
- Müller Sánchez F., Davies R. I., Eisenhauer F., Tacconi L. J., Genzel R., Sternberg A., 2006, *A&A*, 454, 481
- Müller-Sánchez F., Prieto M. A., Hicks E. K. S., Vives-Arias H., Davies R. I., Malkan M., Tacconi L. J., Genzel R., 2011, *ApJ*, 739, 69
- Nagar N. M., Oliva E., Marconi A., Maiolino R., 2002, *A&A*, 391, L21
- Nandra K., George I. M., Mushotzky R. F., Turner T. J., Yaqoob T., 1997, *ApJ*, 477, 602
- Nandra K., O'Neill P. M., George I. M., Reeves J. N., 2007, *MNRAS*, 382, 194
- Nardini E. et al., 2015, *Sci*, 347, 860
- Nikolaikuk M., Czerny B., Gurynowicz P., 2009, *MNRAS*, 394, 2141
- Nishiura S., Murayama T., Taniguchi Y., 1998, *PASJ*, 50, 31
- Noguchi K., Terashima Y., Ishino Y., Hashimoto Y., Koss M., Ueda Y., Awaki H., 2010, *ApJ*, 711, 144
- Novikov I. D., Thorne K. S., 1973, in DeWitt C., DeWitt B. S., eds, *Black Holes (Les Astres Occlus)*. Gordon and Breach, New York, p. 343
- O'Brien P. T., Page K., Reeves J. N., Pounds K., Turner M. J. L., Puchnarewicz E. M., 2001, *MNRAS*, 327, L37
- Ogle P. M., Cohen M. H., Miller J. S., Tran H. D., Goodrich R. W., Martel A. R., 1999, *ApJS*, 125, 1
- Orr M. J. L., Browne I. W. A., 1982, *MNRAS*, 200, 1067
- Osterbrock D. E., 1977, *ApJ*, 215, 733
- Osterbrock D. E., Shuder J. M., 1982, *ApJS*, 49, 149
- Pancoast A., Brewer B. J., Treu T., Park D., Barth A. J., Bentz M. C., Woo J.-H., 2014, *MNRAS*, 445, 3073
- Parker M. L. et al., 2014, *MNRAS*, 443, 1723
- Patrick A. R., Reeves J. N., Porquet D., Markowitz A. G., Braito V., Lobban A. P., 2012, *MNRAS*, 426, 2522
- Petterson J. A., 1977a, *ApJ*, 214, 550
- Petterson J. A., 1977b, *ApJ*, 216, 827
- Petterson J. A., 1978, *ApJ*, 226, 253
- Peterson B. M., 2006, in Alloin D., Johnson R., Lira P., eds, *Lecture Notes in Physics* Vol. 693, *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*. Springer, Berlin, p. 77
- Phinney E. S., 1989, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, 290, 457
- Ponti G. et al., 2010, *MNRAS*, 406, 2591
- Porcas R., 1983, *Nat*, 302, 753
- Pounds K., Reeves J., O'Brien P., Page K., Turner M., Nayakshin S., 2001, *ApJ*, 559, 181
- Pounds K. A., Reeves J. N., Page K. L., O'Brien P. T., 2004, *ApJ*, 605, 670
- Pringle J. E., 1996, *MNRAS*, 281, 357
- Pringle J. E., Rees M. J., 1972, *A&A*, 21, 1
- Puccetti S. et al., 2014, *ApJ*, 793, 26
- Puccetti S. et al., 2016, *A&A*, 585, A157
- Quillen A. C., 2001, *ApJ*, 563, 313
- Raban D., Jaffe W., Röttgering H., Meisenheimer K., Tristram K. R. W., 2009, *MNRAS*, 394, 1325
- Rachen J. P., Mannheim K., Biermann P. L., 1996, *A&A*, 310, 371
- Rawlings S., Saunders R., 1991, *Nat*, 349, 138
- Rees M. J., 1966, *Nat*, 211, 468
- Reeves J. N., O'Brien P. T., Ward M. J., 2003, *ApJ*, 593, L65
- Reeves J. N. et al., 2006, *Astron. Nachr.*, 327, 1079
- Risaliti G., Maiolino R., Salvati M., 1999, *ApJ*, 522, 157
- Risaliti G., Elvis M., Nicastro F., 2002, *ApJ*, 571, 234
- Risaliti G., Elvis M., Fabbiano G., Baldi A., Zezas A., 2005, *ApJ*, 623, L93
- Risaliti G., Salvati M., Marconi A., 2011, *MNRAS*, 411, 2223
- Risaliti G. et al., 2013, *Nat*, 494, 449
- Rivers E. et al., 2015, *ApJ*, 815, 55
- Rose M., Elvis M., Crenshaw M., Glidden A., 2015, *MNRAS*, 451, L11
- Różańska A., Czerny B., Siemiginowska A., Dumont A.-M., Kawaguchi T., 2004, *ApJ*, 600, 96
- Ruschel-Dutra D., Pastoriza M., Riffel R., Sales D. A., Winge C., 2014, *MNRAS*, 438, 3434
- Saez C., Brandt W. N., Gallagher S. C., Bauer F. E., Garmire G. P., 2012, *ApJ*, 759, 42
- Sako M. et al., 2001, *A&A*, 365, L168
- Sales D. A., Pastoriza M. G., Riffel R., Winge C., Rodríguez-Ardila A., Carciofi A. C., 2011, *ApJ*, 738, 109
- Salvaterra R. et al., 2009, *Nat*, 461, 1258
- Sani E., Lutz D., Risaliti G., Netzer H., Gallo L. C., Trakhtenbrot B., Sturm E., Boller T., 2010, *MNRAS*, 403, 1246
- Sazonov S., Churazov E., Krivonos R., 2015, *MNRAS*, 454, 1202
- Schartel N. et al., 1996, *MNRAS*, 283, 1015
- Schmid H. M., Appenzeller I., Camenzind M., Dietrich M., Heidt J., Schild H., Wagner S., 2001, *A&A*, 372, 59
- Schmid H. M., Appenzeller I., Burch U., 2003, *A&A*, 404, 505
- Schmidt G. D., Miller J. S., 1985, *ApJ*, 290, 517
- Schmitt H. R., Kinney A. L., Storchi-Bergmann T., Antonucci R., 1997, *ApJ*, 477, 623
- Schnittman J. D., Krolik J. H., 2010, *ApJ*, 712, 908
- Schulz H., Komossa S., Schmitz C., Mücke A., 1999, *A&A*, 346, 764
- Schweitzer M. et al., 2006, *ApJ*, 649, 79
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Shang Z., Wills B. J., Wills D., Brotherton M. S., 2007, *AJ*, 134, 294
- Shapovalova A. I. et al., 2004, *A&A*, 422, 925
- Shen Y., Ho L. C., 2014, *Nat*, 513, 210
- Shen S., Shao Z., Gu M., 2010, *ApJ*, 725, L210
- Shu X. W., Wang J. X., Jiang P., Fan L. L., Wang T. G., 2007, *ApJ*, 657, 167
- Simcoe R., McLeod K. K., Schacter J., Elvis M., 1997, *ApJ*, 489, 615
- Simpson C., 2005, *MNRAS*, 360, 565
- Smith D. A., Georgantopoulos I., Warwick R. S., 2001, *ApJ*, 550, 635
- Smith J. E., Young S., Robinson A., Corbett E. A., Giannuzzo M. E., Axon D. J., Hough J. H., 2002, *MNRAS*, 335, 773
- Spearman C., 1904, *Amer. J. Psychol.*, 15, 72
- Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Ruiz M. T., Livio M., Wilson A. S., Filippenko A. V., 1997, *ApJ*, 489, 87
- Storchi-Bergmann T., Winge C., Ward M. J., Wilson A. S., 1999, *MNRAS*, 304, 35
- Sulentic J. W., 1989, *ApJ*, 343, 54
- Tan Y., Wang J. X., Shu X. W., Zhou Y., 2012, *ApJ*, 747, L11
- Teng S. H. et al., 2014, *ApJ*, 785, 19
- Teng S. H. et al., 2015, *ApJ*, 814, 56
- Tilton E. M., Shull J. M., 2013, *ApJ*, 774, 67
- Tran H. D., 1995, *ApJ*, 440, 565
- Tristram K. R. W., Burtscher L., Jaffe W., Meisenheimer K., Höning S. F., Kishimoto M., Schartmann M., Weigelt G., 2014, *A&A*, 563, A82
- Turner T. J. et al., 1999, *ApJ*, 510, 178
- Urry C. M., Padovani P., 1995, *PASP*, 107, 803
- Ursini F. et al., 2015, *MNRAS*, 452, 3266
- Van Gorkom J. J., Wardle J. F. C., Rauch A. P., Gobeille D. B., 2015, *MNRAS*, 450, 4240
- Vasudevan R. V., Fabian A. C., 2007, *MNRAS*, 381, 1235
- Vasudevan R. V., Brandt W. N., Mushotzky R. F., Winter L. M., Baumgartner W. H., Shimizu T. T., Schneider D. P., Nousek J., 2013, *ApJ*, 763, 111
- Véron-Cetty M.-P., Véron P., Gonçalves A. C., 2001, *A&A*, 372, 730
- Vestergaard M., 2002, *ApJ*, 571, 733
- Wada K., 2012, *ApJ*, 758, 66
- Wada K., Papadopoulos P. P., Spaans M., 2009, *ApJ*, 702, 63
- Walter R., Courvoisier T. J.-L., 1992, *A&A*, 266, 57
- Walter R., Fink H. H., 1993, *A&A*, 274, 105

- Walton D. J., Nardini E., Fabian A. C., Gallo L. C., Reis R. C., 2013, MNRAS, 428, 2901
 Walton D. J. et al., 2014, ApJ, 788, 76
 Wandel A., Petterson B. M., Malkan M. A., 1999, ApJ, 526, 579
 Wang T., Brinkmann W., Bergeron J., 1996, A&A, 309, 81
 Wilkes B. J. et al., 2013, ApJ, 773, 15
 Wilkins D. R., Fabian A. C., 2012, MNRAS, 424, 1284
 Wilkins D. R., Kara E., Fabian A. C., Gallo L. C., 2014, MNRAS, 443, 2746
 Wills B. J., Brotherton M. S., 1995, ApJ, 448, L81
 Wills B. J., Browne I. W. A., 1986, ApJ, 302, 56
 Wills B. J., Wills D., Evans N. J. II, Natta A., Thompson K. L., Breger M., Sitko M. L., 1992, ApJ, 400, 96
 Winkler H., 1992, MNRAS, 257, 677
 Winter L. M., Mushotzky R. F., Tueller J., Markwardt C., 2008, ApJ, 674, 686
 Winter L. M., Mushotzky R. F., Reynolds C. S., Tueller J., 2009, ApJ, 690, 1322
 Winter L. M., Lewis K. T., Koss M., Veilleux S., Keeney B., Mushotzky R. F., 2010, ApJ, 710, 503
- Woo J-H., Urry C. M., 2002, ApJ, 579, 530
 Woo J-H., Kim J-G., Park D., Bae H-J., Kim J-H., Lee S-E., Kim S. C., Kwon H-J., 2014, Journal of Korean Astronomical Society, 47, 167
 Woo J-H., Yoon Y., Park S., Park D., Kim S. C., 2015, ApJ, 801, 38
 Wu X-B., Han J. L., 2001, ApJ, 561, L59
 Xiao T., Barth A. J., Greene J. E., Wills B. J., Bailey J. A., Ward M. J., Axon D. J., 2011, ApJ, 739, 28
 Yang H., Wang J., Liu T., 2015, ApJ, 799, 91
 Young S., 2000, MNRAS, 312, 567
 Young S., Hough J. H., Efstathiou A., Wills B. J., Bailey J. A., Ward M. J., Axon D. J., 1996, MNRAS, 281, 1206
 Zakamska N. L., Greene J. E., 2014, MNRAS, 442, 784
 Zhang T-Z., Wu X-B., 2002, CJA&A, 2, 487
 Zitrin A. et al., 2015, ApJ, 810, L12
 Zoghbi A. et al., 2015, ApJ, 799, L24

APPENDIX A: DATA TABLES

Table A1. Archival data listing the 124 Seyfert galaxies with identified nuclear inclination measurements. The redshifts are obtained through SIMBAD. The central black-hole masses are in logarithmic units and taken from the AGN black hole data base (Bentz & Katz 2015), Kaspi et al. (2000), Vestergaard (2002), Vasudevan & Fabian (2007), Esquej et al. (2014) and Feng, Shen & Li (2014). The AGN classification types are also indicated for completeness. The different main methods (labelled as IR, X, NLR and VEL) used to determine the inclination of the system are presented in the text. References: Wil92, Wills et al. (1992); Nan97, Nandra et al. (1997); Sto97, Storchi-Bergmann et al. (1997); Car98, Carilli, Wrobel & Ulvestad (1998); Mar98, Marquez et al. (1998); Sto99, Storchi-Bergmann et al. (1999); Obr01, O'Brien et al. (2001); Sch01, Schmid et al. (2001); Smi01, Smith, Georgantopoulos & Warwick (2001); Wu01, Wu & Han (2001); Zha02, Zhang & Wu (2002); Sch03, Schmid et al. (2003); Bec04, Beckmann et al. (2004); Cho07, Chou et al. (2007); Fan07, Fan (2007); Hon07, Höning et al. (2007); Min07, Miniutti et al. (2007); Nan07, Nandra et al. (2007); Hic08, Hicks & Malkan (2008); Mor09, Mor et al. (2009); Bor10, Borguet & Hutsemékers (2010); Nog10, Noguchi et al. (2010); Pon10, Ponti et al. (2010); Alo11, Alonso-Herrero et al. (2011); Bha11, Bhayani & Nandra (2011); Sal11, Sales et al. (2011); Dau12, Dauser et al. (2012); Tan12, Tan et al. (2012); Fis13, Fischer et al. (2013); Kaw13, Kawamuro et al. (2013); Ris13, Risaliti et al. (2013); Wal13, Walton et al. (2013); Agi14, Agís-González et al. (2014); Bal14, Baloković et al. (2014); Lah14, Laha et al. (2014); Mar14, Marinucci et al. (2014); Pan14, Pancoast et al. (2014); Rus14, Ruschel-Dutra et al. (2014); Riv15, Rivers et al. (2015).

Object	Type	Redshift	BH mass (log)	L_{bol} (log erg s $^{-1}$)	Inclination ($^{\circ}$)	Ref.	Method	
0019+0107	BAL QSO	2.123	—	—	90.0	Bor10	OTHER	
0145+0416	BAL QSO	2.03	—	—	80.0	Bor10	OTHER	
0226–1024	BAL QSO	2.256	—	—	87.0	Bor10	OTHER	
0842+3431	BAL QSO	2.13	—	—	78.0	Bor10	OTHER	
1235+1453	BAL QSO	2.686	—	—	76.0	Bor10	OTHER	
1333+2840	BAL QSO	1.91	—	—	80.0	Bor10	OTHER	
1413+1143	BAL QSO	2.560	—	—	88.0	Bor10	OTHER	
1H0419–577		1.5	0.104000	8.30	51.0 $^{+4}_{-6}$	Wal13	X	
1H0707–495	NLS1	0.040568	6.85	44.48	48.8 $^{+1.3}_{-1.2}$	Dau12	X	
3C 120		1.5	0.033573	7.74	45.34	Wu01	BH– σ	
4C 13.41		1.0	0.24064	—	46.3	Mor09	IR	
Akn 120	BLS1	0.0323	8.07	44.91	42.0	Zha02	BH– σ	
Akn 564	NLS1	0.024917	6.41	44.77	26.0	Zha02	BH– σ	
Arp 151	BLS1	0.021091	6.62	43.7	25.2 $^{+3.3}_{-3.4}$	Pan14	OTHER	
Circinus		2.0	0.001449	6.42	43.59	Fis13	NLR	
ESO 323–G077	NLS1	0.014904	7.40	43.9	45.0	Sch03	OTHER	
ESO 362–G18		1.5	0.012445	7.65	44.11	Agi14	OTHER	
ESO 511–G30		1.0	0.022389	8.40	44.41	59 \pm 10	Lah14	OTHER
Fairall 51		1.5	0.014361	8.00	43.95	Sch01	OTHER	
Fairall 9	BLS1	0.048175	8.20	45.23	35.0	Zha02	BH– σ	
I Zw 1	NLS1	0.060875	7.24	44.98	8.0	Mor09	IR	
IC 2560		2.0	0.009757	6.48	42.7	Bal14	X	
IC 4329A	BLS1	0.01613	6.77	44.78	10.0 $^{+13.0}_{-10.0}$	Nan97	X	
IC 5063		2.0	0.011274	7.74	44.53	82.0 $^{+5}_{-9}$	Alo11	IR
IRAS 00521–7054		2.0	0.068900	—	49.43	37 $^{+4}_{-7}$ $^{+13}_{-13}$	Tan12	X
IRAS 13224–3809		1.0	0.0658	7.00	44.95	52.0	Pon10	X
IRAS 13349+2438		2.0	0.10853	8.75	46.3	52.0	Wil92	OTHER
K 348–7		1.0	0.2341	8.58	46.16	35.0	Mor09	IR
MCG–2–8–39		2.0	0.029894	7.85	42.57	60.0	Nog10	X
MCG–3–34–64		1.5	0.017092	7.69	44.8	27.0 \pm 17	Min07	X

Table A1 – *continued*

Object	Type	Redshift	BH mass (log)	L_{bol} (log erg s $^{-1}$)	Inclination ($^{\circ}$)	Ref.	Method
MCG-3-58-7	2.0	0.031462	–	44.7	60.0	Nog10	X
MCG-6-30-15	1.5	0.00758	6.46	43.85	$34.0^{+5.0}_{-6.0}$	Nan97	X
MCG+8-11-11	1.5	0.02004	8.08	44.43	45.0	Bha11	X
Mrk 1014	1.0	0.16274	8.03	46.26	16.0	Mor09	IR
Mrk 1018	1.0	0.042436	8.6	44.9	$45^{+14}_{-10/-15}$	Wal13	X
Mrk 1066	2.0	0.012082	7.01	44.55	80.0	Fis13	NLR
Mrk 110	1.5	0.03552	7.29	44.71	$37.4^{+9.2}_{-9.5}$	Wu01	BH- σ
Mrk 1239	NLS1	0.0196	6.38	44.65	7.0	Zha02	BH- σ
Mrk 1298	BLS1	0.06	5.00	45.54	28.0	Mor09	IR
Mrk 1310	1.0	0.019560	8.10	43.5	$6.6^{+5.0}_{-2.5}$	Pan14	OTHER
Mrk 1383	BLS1	0.087	8.92	45.78	30.0	Mor09	IR
Mrk 176	2.0	0.02646	8.00	45.84	60.0	Nog10	X
Mrk 231	BLS1	0.04147	7.94	46.18	45.0	Car98	OTHER
Mrk 273	2.0	0.03734	8.22	47	60.0	Nog10	X
Mrk 279	BLS1	0.030601	7.43	44.36	35.0	Fis13	NLR
Mrk 3	2.0	0.013443	8.26	44.54	85.0	Fis13	NLR
Mrk 304	BLS1	0.066293	–	44.56	40.0	Mor09	IR
Mrk 335	NLS1	0.025418	7.23	44.69	20.0	Zha02	BH- σ
Mrk 34	2.0	0.05095	7.80	44.78	65.0	Fis13	NLR
Mrk 348	2.0	0.015034	7.21	44.27	60.0	Smi01	X
Mrk 359	NLS1	0.01684	6.23	43.55	30.0	Obr01	X
Mrk 463	2.0	0.050382	7.88	45.28	60.0	Nog10	X
Mrk 478	NLS1	0.079	7.33	45.56	25.0	Zha02	BH- σ
Mrk 486	BLS1	0.039	7.03	45.04	16.0	Zha02	BH- σ
Mrk 50	1.0	0.023433	7.57	44.34	9^{+7}_{-5}	Pan14	OTHER
Mrk 509	BLS1	0.03501	8.05	45.03	19.0	Zha02	BH- σ
Mrk 573	2.0	0.017285	7.58	44.44	60.0	Fis13	NLR
Mrk 590	BLS1	0.02609	7.57	44.63	$17.8^{+6.1}_{-5.9}$	Wu01	BH- σ
Mrk 6	1.5	0.018676	8.10	44.56	26.0	Bha11	X
Mrk 705	NLS1	0.0288	6.92	44.74	16.0	Zha02	BH- σ
Mrk 707	NLS1	0.05026	6.63	44.79	15.0	Zha02	BH- σ
Mrk 766	NLS1	0.01271	6.63	44.23	$36.0^{+8.0}_{-7.0}$	Nan97	X
Mrk 78	2.0	0.03715	8.14	44.59	60.0	Fis13	NLR
Mrk 79	BLS1	0.022185	7.61	44.57	58.0	Zha02	BH- σ
Mrk 817	1.5	0.031455	7.60	44.99	$41.6^{+8.5}_{-7.5}$	Wu01	BH- σ
Mrk 841	1.5	0.03642	7.90	45.84	$26.0^{+8.0}_{-5.0}$	Nan97	X
Mrk 876	BLS1	0.138512	8.95	45.81	27.0	Mor09	IR
Mrk 877	BLS1	0.112	8.44	45.33	20.0	Mor09	IR
Mrk 896	NLS1	0.026784	6.58	43.89	15.0	Zha02	BH- σ
NGC 1068	2.0	0.00381	7.59	44.3	70.0	Hon07	IR
NGC 1097	LINER	0.004218	8.15	47.59	34.0	Sto97	OTHER
NGC 1320	2.0	0.0092	7.18	43.86	68.0^{+3}_{-2}	Bal14	X
NGC 1365	1.8	0.005476	8.20	43.1	57.5 ± 2.5	Ris13	X
NGC 1386	1.9/2.0	0.002905	7.42	43.38	81.0^{+6}_{-8}	Rus14	IR
NGC 1566	1.5	0.005036	6.92	44.45	30.0	Kaw13	X
NGC 1667	2.0	0.015204	7.62	44.69	72.0	Fis13	NLR
NGC 2110	1.9/2.0	0.007579	8.30	43.7	53.0	Sto99	OTHER
NGC 2655	LINER	0.004670	8.50	42.08	60.0	Nog10	X
NGC 2992	2.0	0.007296	7.72	43.92	70.0	Mar98	OTHER
NGC 3227	1.5	0.00365	6.77	43.86	14.2 ± 2.5	Hic08	NLR
NGC 3281	2.0	0.010674	8.60	43.8	69^{+11}_{-11}	Sal11	IR
NGC 3516	1.5	0.008816	7.39	44.29	26.0^{+3}_{-4}	Nan97	X
NGC 3783	1.5	0.009755	7.37	44.41	15.0	Fis13	NLR
NGC 4051	NLS1	0.00216	6.13	43.56	$19.6^{+10.4}_{-6.6}$	Wu01	BH- σ
NGC 4151	1.5	0.003262	7.56	43.73	9.0^{+18}_{-9}	Nan97	X
NGC 424	2.0	0.01184	7.78	44.85	69.0^{+4}_{-4}	Bal14	X
NGC 4388	2.0	0.00862	7.23	44.1	60.0^{+12}_{-63}	Bec04	OTHER
NGC 4395	1.8	0.00106	5.45	41.37	15.0^{+12}_{-15}	Nan07	X
NGC 4507	1.9/2.0	0.011907	7.65	44.4	47.0	Fis13	NLR
NGC 4593	BLS1	0.008344	6.88	44.09	21.6 ± 10.5	Wu01	BH- σ
NGC 4941	2.0	0.00369	6.90	43.0	70.0	Kaw13	X
NGC 4945	2.0	0.001878	6.15	43.4	62.0	Cho07	OTHER

Table A1 – *continued*

Object	Type	Redshift	BH mass (log)	L_{bol} (log erg s $^{-1}$)	Inclination ($^{\circ}$)	Ref.	Method
NGC 5506	NLS1	0.00589	7.95	44.3	80.0	Fis13	NLR
NGC 5548	1.5	0.01627	7.72	44.83	$47.3^{+7.6}_{-6.9}$	Wu01	BH– σ
NGC 5643	2.0	0.00399	7.40	42.3	65.0	Fis13	NLR
NGC 6240	2.0	0.024480	8.94	44.3	63.3	Fan07	OTHER
NGC 7172	2.0	0.008616	7.67	43.3	77.0^{+8}_{-14}	Alo11	IR
NGC 7213	LINER	0.005869	7.74	44.3	$21.0^{+9.0}_{-12.0}$	Rus14	IR
NGC 7314	1.9	0.004771	6.70	43.23	42.0^{+3}_{-4}	Nan07	X
NGC 7469	1.5	0.01588	6.96	45.28	15.0 ± 1.8	Hic08	NLR
NGC 7582	2.0	0.00525	7.74	43.3	65.0	Riv15	X
NGC 7674	2.0	0.02998	7.56	45.47	60.0	Fis13	NLR
PDS 456	1.0	0.184000	9.00	47.00	70^{+3}_{-5}	Wal13	X
PG 0026+129	NLS1	0.142	8.49	45.39	43.0	Mor09	IR
PG 1001+054	NLS1	0.16012	7.65	45.76	38.0	Mor09	IR
PG 1211+143	NLS1	0.0809	7.37	45.81	31.0	Zha02	BH– σ
PG 1244+026	NLS1	0.04813	6.11	44.13	31.0	Mor09	IR
PG 1302–102	1.0	0.2784	8.94	46.33	32.0	Mor09	IR
PG 1411+442	BLS1	0.09	8.54	45.58	14.0	Mor09	IR
PG 1435–067	BLS1	0.126	8.24	45.5	38.0	Mor09	IR
PG 1448+273	NLS1	0.06451	6.92	45.02	53.0	Mor09	IR
PG 1626+554	BLS1	0.133	8.37	45.85	31.0	Mor09	IR
PG 1700+518	NLS1	0.292	8.79	46.56	43.0	Mor09	IR
PG 2251+113	1.0	0.325252	8.96	46.56	67.0	Mor09	IR
RBS 1124	BLS1	0.208000	8.26	45.53	66^{+5}_{-12}	Wal13	X
SBS 1116+583A	1.0	0.027872	6.99	–	$18.2^{+8.4}_{-5.9}$	Pan14	OTHER
Swift J2127.4+5654	NLS1	0.014400	7.18	44.54	49.0 ± 2.0	Mar14	X
TON 1388	1.0	0.1765	8.50	45.92	39.0	Mor09	IR
TON 1542	BLS1	0.06355	7.93	45.27	28.0	Mor09	IR
TON 1565	1.0	0.18291	8.21	45.89	37.0	Mor09	IR
Ton S180	NLS1	0.061980	7.30	45.70	$60^{+3/10}_{-1/-10}$	Wal13	X
UGC 3973	1.5	0.022189	8.10	44.31	19.0 ± 6	Lah14	OTHER
UGC 6728	1.0	0.006518	6.30	43.0	<55	Wal13	X
VII Zw 244	BLS1	0.131344	–	45.35	23.0	Mor09	IR

Table A2. Inclinations of 19 Seyfert nuclei derived from the black-hole mass–bulge velocity dispersion relation. Note that the data taken from Zhang & Wu (2002) are restricted to AGNs with measured BLR size and FWHM of H β emission line. All AGNs are type 1 AGNs. References: Wu01, Wu & Han (2001); Zha02, Zhang & Wu (2002).

Object	Inclination ($^{\circ}$)	Reference
3C 120	$22.0^{+9.3}_{-7.7}$	Wu01
Akn 120	42.0	Zha02
Fairall 9	35.0	Zha02
IC 4329A	5.0	Zha02
Mrk 110	$37.4^{+9.2}_{-9.5}$	Wu01
Mrk 279	13.0	Zha02
Mrk 335	20.0	Zha02
Mrk 509	19.0	Zha02
Mrk 590	$17.8^{+6.1}_{-5.9}$	Wu01
Mrk 79	$58.5^{+21.7}_{-27.9}$	Wu01
Mrk 817	$41.6^{+8.5}_{-7.5}$	Wu01
NGC 3227	$37.5^{+17.3}_{-25.4}$	Wu01
NGC 3516	38.3 ± 7.6	Wu01
NGC 3783	38.0	Zha02
NGC 4051	$19.6^{+10.4}_{-6.6}$	Wu01
NGC 4151	$60.0^{+30.0}_{-30.6}$	Wu01
NGC 4593	21.6 ± 10.5	Wu01
NGC 5548	$43.7^{+7.6}_{-6.9}$	Wu01
NGC 7469	13.0	Zha02

Table A3. Inclinations of 54 Seyfert nuclei, as determined by fitting their X-ray spectra with disc reflection models in special and general relativistic environments. See also Middleton et al. (2016) and references therein. References: Nan97, Nandra et al. (1997); Smi01, Smith et al. (2001); Min07, Miniutti et al. (2007); Nan07, Nandra et al. (2007); Nog10, Noguchi et al. (2010); Bha11, Bhayani & Nandra (2011); Gal11, Gallo et al. (2011); Dau12, Dauser et al. (2012); Loh12, Lohfink et al. (2012); Pat12, Patrick et al. (2012); Tan12, Tan et al. (2012); Kaw13, Kawamuro et al. (2013); Loh13, Lohfink et al. (2013); Wal13, Walton et al. (2013); Agi14, Agí-González et al. (2014); Bal14, Baloković et al. (2014); Mar14, Marinucci et al. (2014); Par14, Parker et al. (2014); Wal14, Walton et al. (2014); Chi15, Chiang et al. (2015); Riv15, Rivers et al. (2015); Zog15, Zoghbi et al. (2015).

Object	Inclination ($^{\circ}$)	Reference
1H 0419–577	51.0^{+4}_{-6}	Wal13
1H 0707–495	$52.0^{+1.7}_{-1.8}$	Dau12
3C 120	5^{+4}_{-5}	Loh13
Akn 120	54.0^{+6}_{-5}	Wal13
Akn 564	$64.0^{+1/6}_{-11}$	Wal13
ESO 362–G18	53.0 ± 5	Agi14
Fairall 9	48.0^{+6}_{-2}	Loh12
IC 2560	66.0^{+7}_{-4}	Bal14
IC 4329A	10.0^{+13}_{-10}	Nan97
IRAS 00521–7054	$37.0^{+4/13}_{-4/-7}$	Tan12
IRAS 13224–3809	$65.0^{+1/5}_{-1}$	Chi15

Table A3 – *continued*

Object	Inclination ($^{\circ}$)	Reference
MCG–2–8–39	60.0	Nog10
MCG–3–34–64	27.0 \pm 17	Min07
MCG–3–58–7	60.0	Nog10
MCG–6–30–15	34.0 $^{+5.0}_{-6.0}$	Nan97
MCG+8–11–11	45.0 $^{+40}_{-8}$	Bha11
Mrk 1018	45.0 $^{+14}_{-10/-15}$	Wal13
Mrk 110	36.0 $^{+19}_{-12}$	Bha11
Mrk 176	60.0	Nog10
Mrk 273	60.0	Nog10
Mrk 335	65.0 \pm 1	Par14
Mrk 348	60.0	Smi01
Mrk 359	47.0 \pm 6	Wal13
Mrk 463	60.0	Nog10
Mrk 509	<18	Wal13
Mrk 590	47.0 $^{+38}_{-47}$	Bha11
Mrk 6	26.0 $^{+59}_{-7}$	Bha11
Mrk 766	36.0 $^{+8}_{-7}$	Nan97
Mrk 79	24.0 \pm 1	Gal11
Mrk 841	45.0 $^{+7}_{-5}$	Wal13
NGC 1320	68.0 $^{+3}_{-2}$	Bal14
NGC 1365	63 \pm 4	Wal14
NGC 1566	30.0	Kaw13
NGC 2110	0.0 $^{+51}_{-0}$	Bha11
NGC 2655	60.0	Nog10
NGC 3227	47.0 $^{+3}_{-2}$	Pat12
NGC 3516	33.0 $^{+3}_{-9}$	Nan07
NGC 3783	3.0 $^{+18}_{-3}$	Nan07
NGC 4051	25.0 $^{+12}_{-4}$	Nan97
NGC 4151	33.0 $^{+1}_{-3}$	Nan07
NGC 424	69.0 $^{+5}_{-4}$	Bal14
NGC 4593	24.0 $^{+28}_{-15}$	Nan07
NGC 4941	70.0	Kaw13
NGC 5506	46.0 $^{+4}_{-4}$	Bha11
NGC 5548	3.0 $^{+82}_{-3}$	Bha11
NGC 7213	0.0 $^{+64}_{-0}$	Bha11
NGC 7469	<54	Wal13
NGC 7582	65.0	Riv15
PDS 456	70 $^{+3}_{-5}$	Wal13
PG 1211+143	28.0 $^{+7+22}_{-7}$	Zog15
RBS 1124	66 $^{+5}_{-12}$	Wal13
Swift J2127.4+5654	49.0 \pm 2.0	Mar14
Ton S180	60 $^{+3+10}_{-1/-10}$	Wal13
UGC 6728	<55	Wal13

Table A4. Inclinations of 37 Seyfert nuclei, as determined by fitting their IR spectra with radiative transfer in clumpy environments; see Section 2. References: Hon07, Hönig et al. (2007); Mor09, Mor et al. (2009); Alo11, Alonso-Herrero et al. (2011); Sal11, Sales et al. (2011); Rus14, Ruschel-Dutra et al. (2014).

Object	Inclination ($^{\circ}$)	Reference
Circinus	66.0 $^{+7}_{-4}$	Alo11
I Zw 1	8	Mor09
IC 4329A	51.0 $^{+8}_{-8}$	Alo11
IC 5063	82.0 $^{+5}_{-9}$	Alo11
K 348–7	35	Mor09
Mrk 304	40	Mor09
Mrk 478	26	Mor09
Mrk 876	27	Mor09
Mrk 877	20	Mor09

Table A4 – *continued*

Object	Inclination ($^{\circ}$)	Reference
Mrk 1014	16	Mor09
Mrk 1298	28	Mor09
Mrk 1383	30	Mor09
NGC 1068	70	Hon07
NGC 1386	81.0 $^{+6}_{-8}$	Rus14
NGC 2110	43.0 $^{+8}_{-8}$	Alo11
NGC 3227	24.0 $^{+11}_{-15}$	Alo11
NGC 3281	69.0 $^{+11}_{-11}$	Sal11
NGC 4151	63.0 $^{+4}_{-7}$	Alo11
NGC 5506	34.0 $^{+6}_{-6}$	Alo11
NGC 7172	77.0 $^{+8}_{-14}$	Alo11
NGC 7213	21.0 $^{+9}_{-12}$	Rus14
NGC 7469	58.0 $^{+3}_{-4}$	Alo11
NGC 7674	63.0 $^{+9}_{-10}$	Alo11
PG 0026+129	43	Mor09
PG 1001+054	38	Mor09
PG 1244+026	31	Mor09
PG 1302–102	32	Mor09
PG 1411+442	14	Mor09
PG 1435–067	38	Mor09
PG 1448+273	53	Mor09
PG 1626+554	31	Mor09
PG 1700+518	43	Mor09
PG 2251+113	67	Mor09
TON 1388	39	Mor09
TON 1542	28	Mor09
TON 1565	37	Mor09
VII Zw 244	23	Mor09

Table A5. Inclinations of 17 Seyfert nuclei, as determined by their NLR kinematics. A standard $\pm 5^{\circ}$ uncertainty is added to the inclinations by the authors (e.g. Rose et al. 2015). Reference: Fis13, Fischer et al. (2013).

Object	Inclination ($^{\circ}$)	Reference
Circinus	65	Fis13
Mrk 3	85	Fis13
Mrk 34	65	Fis13
Mrk 78	60	Fis13
Mrk 279	35	Fis13
Mrk 573	60	Fis13
Mrk 1066	80	Fis13
NGC 1068	85	Fis13
NGC 1667	72	Fis13
NGC 3227	15	Fis13
NGC 3783	15	Fis13
NGC 4051	12	Fis13
NGC 4151	45	Fis13
NGC 4507	47	Fis13
NGC 5506	80	Fis13
NGC 5643	65	Fis13
NGC 7674	60	Fis13

Table A6. Archival X-ray column density for 104/124 Seyfert galaxies. The hydrogen column density is ionized for type 1s and cold for type 2s. References: Wal92, Walter & Courvoisier (1992); Wal93, Walter & Fink (1993); Bol96, Boller, Brandt & Fink (1996); Kar97, Kartje et al. (1997); Rac96, Rachen, Mannheim & Biermann (1996); Sch96, Schartel et al. (1996); Wan96, Wang, Brinkmann & Bergeron (1996); Ris99, Risaliti, Maiolino & Salvati (1999); Sak01, Sako et al. (2001); Ris02, Risaliti, Elvis & Nicastro (2002); Gua04, Guainazzi et al. (2004); Mat04a, Matt et al. (2004a); Pou04, Pounds et al. (2004); Roz04, Różańska et al. (2004); Bia05a, Bianchi et al. (2005a); Bia05b, Bianchi et al. (2005b); Shu07, Shu et al. (2007); Jim08a, Jiménez-Bailón et al. (2008a); Jim08b, Jiménez-Bailón et al. (2008b); Mar08, González Martín (2008); Win08, Winter et al. (2008); Mar09, Markowitz et al. (2009); Win09, Winter et al. (2009); Era10, Era- cleous, Hwang & Flohic (2010); Gal11, Gallo et al. (2011); Gil10, Gilli et al. (2010); Min10, Miniutti et al. (2010); Win10, Winter et al. (2010); Cre12, Crenshaw & Kraemer (2012); Ich12, Ichikawa et al. (2012); Sae12, Saez et al. (2012); Tan12, Tan et al. (2012); Vas13, Vasudevan et al. (2013); Lir13, Lira et al. (2013); Are14, Arévalo et al. (2014); Bal14, Baloković et al. (2014); Bau15, Bauer et al. (2015); Gan14, Gandhi et al. (2014); Mar14, Marinucci et al. (2014); Puc14, Puccetti et al. (2014); Rus14, Ruschel-Dutra et al. (2014); Ten14, Teng et al. (2014); Meh15, Mehdipour et al. (2015); Nar15, Nardini et al. (2015); Puc16, Puccetti et al. (2016); Ten15, Teng et al. (2015); Urs15, Ursini et al. (2015).

Object	n_{H} ($\times 10^{22}$ cm $^{-2}$)	Reference
1H0419–577	4.3 ± 0.4	Pou04
3C 120	0.16	Win09
Akn 120	0.02	Win09
Akn 564	0.073 ± 0.004	Bol96
Arp 151	0.2173 $^{+0.0059}_{-0.0199}$	Win09
Circinus	600 – 1000	Are14
ESO 323–G077	5.85 $^{+0.12}_{-0.11}$	Jim08a
ESO 362–G18	26.6	Win09
ESO 511–G30	0.098	Win09
Fairall 51	1.6 ± 0.2	Jim08b
Fairall 9	0.023	Win09
I Zw 1	0.065 ± 0.007	Bol96
IC 2560	>1000	Bal14
IC 4329A	0.61	Win09
IC 5063	25	Win09
IRAS 00521–7054	7.0 ± 0.8	Tan12
IRAS 13349+2438	2.5 ± 1.5	Sak01
MCG–2–8–39	31.6	Lir13
MCG–3–34–64	40.7	Win09
MCG–3–58–7	25.1	Lir13
MCG–6–30–15	0.19	Win09
MCG+8–11–11	0.25	Win09
Mrk 1018	0.01 ± 0.016	Wal93
Mrk 1066	>100	Ris99
Mrk 110	1.78	Win09
Mrk 1239	0.083 ± 0.016	Bol96
Mrk 1310	0.242 $^{+0.0024}_{-0.0018}$	Win09
Mrk 1383	0.021 ± 0.011	Wal93
Mrk 231	12 ± 1	Ten14
Mrk 273	43.8 $^{+9.5}_{-5.7}$	Ten15
Mrk 279	0.013	Win09
Mrk 3	136 $^{+3}_{-4}$	Bia05a
Mrk 304	0.0145	Kar97
Mrk 335	0.03 $^{+0.05}_{-0.03}$	Wal92
Mrk 34	250 – 1000	Gan14
Mrk 348	16	Win09
Mrk 359	0.05 ± 0.007	Bol96
Mrk 463	0.2382 ± 0.0003	Vas13
Mrk 478	0.02 ± 0.003	Bol96
Mrk 50	0.006	Win09
Mrk 509	0.015	Win09

Table A6 – continued

Object	n_{H} ($\times 10^{22}$ cm $^{-2}$)	Reference
Mrk 573	>100	Shu07
Mrk 590	0.027	Win09
Mrk 6	3.26	Win09
Mrk 705	0.039 ± 0.013	Wal93
Mrk 766	0.525	Win09
Mrk 78	57.5 ± 5.8	Gil10
Mrk 79	<0.0063	Ich12
Mrk 817	0.1285 ± 0.0008	Win10
Mrk 841	0.219	Win09
Mrk 876	0.043 $^{+0.009}_{-0.008}$	Sch96
Mrk 877	0.008 $^{+0.033}_{-0.008}$	Sch96
Mrk 896	0.034 ± 0.004	Bol96
NGC 1068	15 – 1000	Bau14
NGC 1097	0.023	Era10
NGC 1320	400 $^{+20}_{-10}$	Bal14
NGC 1365	450	Win09
NGC 1386	140 $^{+10}_{-20}$	Rus14
NGC 1566	0.007 ± 0.011	Wal93
NGC 1667	>100	Bia05b
NGC 2110	2.84	Win09
NGC 2655	30.2 $^{+39.47}_{-24.21}$	Gon08
NGC 2992	1.19	Win09
NGC 3227	0.35 ± 0.18	Mar09
NGC 3281	86.3	Win09
NGC 3516	0.353	Win09
NGC 3783	3.6 ± 0.5	Cre12
NGC 4051	2.1 ± 1.1	Cre12
NGC 4151	9.4 ± 2.8	Cre12
NGC 424	300 ± 10	Bal14
NGC 4388	36.2	Win09
NGC 4395	3.3	Win09
NGC 4507	43.9 ± 5.7	Mat04a
NGC 4593	0.031	Win09
NGC 4941	0.2412 $^{+0.0012}_{-0.0017}$	Vas13
NGC 4945	355	Puc14
NGC 5506	3.7 ± 0.8	Ris02
NGC 5548	1.2 – 9.6	Meh15
NGC 5643	70.7 $^{+30}_{-10}$	Gua04
NGC 6240	150	Puc16
NGC 7172	8.19	Win09
NGC 7213	50 $^{+20}_{-16}$	Urs15
NGC 7314	1.16	Win09
NGC 7469	0.041	Win09
NGC 7582	300	Riv15
NGC 7674	> 1000	Bia05b
PDS 456	12.1 ± 1	Nar15
PG 0026+129	0.0522 ± 0.0105	Rac96
PG 1001+054	0.0233	Wan96
PG 1211+143	0.03 ± 0.01	Wal93
PG 1244+026	0.0311 ± 0.0049	Wan96
PG 1302–102	0.027 ± 0.0076	Rac96
PG 1411+442	0.0118 ± 0.0094	Rac96
PG 1448+273	0.044 ± 0.016	Wal93
PG 1626+554	0.03 $^{+0.019}_{-0.013}$	Sch96
PG 1700+518	<0.12	Sae12
RBS 1124	6.0 $^{+3}_{-2}$	Min10
Swift J2127.4+5654	0.213 ± 0.005	Mar14
TON 1542	0.037 ± 0.019	Wal93
Ton S180	0.037 $^{+0.023}_{-0.022}$	Roz04
UGC 3973	0.734 ± 0.019	Wal93
UGC 6728	0.01 $^{+0.02}_{-0.01}$	Win08
VII Zw 244	0.061 $^{+0.13}_{-0.044}$	Sch96

Table A7. Archival optical FWHM measurements of the H β $\lambda 4861$ line for 74/90 type 1 AGNs. Some objects show large, double-peaked, Balmer line profiles and are identified with the superscript a . A larger fraction of AGNs, which need to be identified, might show similar characteristics. References: Ost82, Osterbrock & Shuder (1982); Mac84, MacKenty & Stockton (1984); Bro87, Browne & Murphy (1987); Goo89, Goodrich (1989); Sul89, Sulentic (1989); Mar92, Marziani et al. (1992); Win92, Winkler (1992); Esp94, Espy et al. (1994); Bol96, Boller et al. (1996); You96, Young et al. (1996); Bra97, Brandt, Mathur & Elvis (1997); Kol97, Kollatschny & Dietrich (1997); Gru99, Grupe et al. (1999); Sch99, Schulz et al. (1999); Tur98, Turner et al. (1999); Ver01, Véron-Cetty, Véron & Gonçalves (2001); Ree03, Reeves, O'Brien & Ward (2003); Sch03, Schmid et al. (2003); Ben06, Bennert et al. (2006a); Kol06, Kollatschny, Zetzl & Dietrich (2006); Sha07, Shang et al. (2007); Mal08, Malizia et al. (2008); Win09, Winter et al. (2009); Min10, Miniutti et al. (2010); San10, Sani et al. (2010); Edr12, Edri et al. (2012); Til13, Tilton & Shull (2013); Agi14, Agís-González et al. (2014); Fen14, Feng, Shen & Li (2014); Mur14, La Mura et al. (2014); Don15, Done & Jin (2016); Gra15, Graham et al. (2015).

Object	FWHM H β (km s $^{-1}$)	Reference
1H0419–577	4200 \pm 250	
1H0707–495	940	Don15
3C 120	2419 \pm 29	Fen14
4C 13.41	6800	Bro87
Akn 120 ^a	5987 \pm 54	Fen14
Akn 564	865	Ver01
Arp 151	3407 \pm 35	Fen14
ESO 323–G077	2100	Sch03
ESO 362–G18	5240 \pm 500	Agi14
ESO 511–G30	2500	Win92
Fairall 51	3330 \pm 300	Ben06
Fairall 9	5618 \pm 107	Fen14
I Zw 1	1240	Bol96
IC 4329A ^a	6000	Mar92
IRAS 00521+7054	817	You96
IRAS 13224–3809	650	Bra97
K 348–7	3225	Til13
MCG–3–34–64	–	–
MCG–6–30–15	1990 \pm 200	
MCG+8–11–11	3630	Ost82
Mrk 6	4512 \pm 38	Fen14
Mrk 6	4512 \pm 38	Fen14
Mrk 50	4621 \pm 30	Fen14
Mrk 79	4735 \pm 44	Kol06
Mrk 110	2194 \pm 64	Fen14
Mrk 231	3000	Ver01
Mrk 279	5208 \pm 95	Fen14
Mrk 304	4600	Sul89
Mrk 335	2182 \pm 53	Fen14
Mrk 359	900	Ver01
Mrk 478	1270	Ver01
Mrk 486	1680	Ver01
Mrk 509	3595 \pm 24	Fen14

Table A7 – continued

Object	FWHM H β (km s $^{-1}$)	Reference
Mrk 590	2966 \pm 56	Fen14
Mrk 705	1790	Ver01
Mrk 707	1295	Ver01
Mrk 766	1630	Ver01
Mrk 817	4937 \pm 120	Fen14
Mrk 841	5300	Bra97
Mrk 876	5017	Sul89
Mrk 877	3790	Sul89
Mrk 896	1135	Ver01
Mrk 1014	2308	Mac84
Mrk 1018	6940 \pm 760	Mur14
Mrk 1239	1075	Ver01
Mrk 1298	2200	Goo89
Mrk 1310	2731 \pm 51	Fen14
Mrk 1383	5420	Sul89
NGC 1097 ^a	–	–
NGC 1365	3586	Sch99
NGC 1566	1800	Win92
NGC 3227	4494 \pm 19	Fen14
NGC 3516	5527 \pm 17	Fen14
NGC 3783	3634 \pm 41	Fen14
NGC 4051	1565 \pm 80	Fen14
NGC 4151	6794 \pm 161	Fen14
NGC 4395	1175 \pm 325	Edr12
NGC 4593	3900	Kol97
NGC 5548 ^a	12404 \pm 20	Fen14
NGC 7213	3200	Win92
NGC 7314	–	–
NGC 7469	3296 \pm 75	Fen14
PDS 456	3000	Ree03
PG 0026+129	2598 \pm 57	Fen14
PG 1001+054	1125 \pm 30	Sha07
PG 1211+143	1975	Ver01
PG 1244+026	740	Ver01
PG 1302–102	4450 \pm 150	Gra15
PG 1411+442	2392 \pm 56	Fen14
PG 1435–067	3180	San10
PG 1448+273	820	Bol96
PG 1626+554	4618	Til13
PG 1700+518	2230 \pm 57	Fen14
PG 2251+113	2139	Esp94
RBS 1121	4260 \pm 1250	Min10
SBS 1116+583A	3950 \pm 255	Fen14
Swift J2127.4+5654	2000	Mal08
TON 1388	2920 \pm 80	Gru99
TON 1542	3470	San10
TON 1565	950 $^{+10}_{-0}$	Sha07
Ton S180	1000	Ver01
UGC 3973	4735 \pm 44	Fen14
UGC 6728	2308.3 \pm 79.6	Win09
VII Zw 244	2899	Til13

Table A8. Recorded average white light continuum polarization of 100/124 AGNs. References: Mar83, Martin et al. (1983); Mil83, Miller & Antonucci (1983); Sch85, Schmidt & Miller (1985); Goo89, Goodrich (1989); Ber90, Berriman et al. (1990); Bri90, Brindle et al. (1990); Wil92, Wills et al. (1992); Kay94, Kay (1994); Tra95, Tran (1995); You96, Young et al. (1996); Bar99, Barth, Filippenko & Moran (1999); Kay99, Kay et al. (1999); Ogl99, Ogle et al. (1999); Ale00, Alexander et al. (2000); Mor00, Moran et al. (2000); Smi02, Smith et al. (2002); Sch03, Schmid et al. (2003); Lum04, Lumsden, Alexander & Hough (2004); Mor07, Moran (2007); Bat11, Batcheldor et al. (2011).

Object	Waveband (Å)	Pol. degree (per cent)	Pol. angle (°)	Reference
3C 120	3800–5600	0.92 ± 0.25	103.5 ± 7.9	Mar83
0019+0107	4000–8600	>0.98	35.0 ± 0.5	Ogl99
0145+0416	1960–2260	>2.14	126.0 ± 1.0	Ogl99
0226–1024	4000–8600	>1.81	167.1 ± 0.2	Ogl99
0842+3431	4000–8600	>0.51	27.1 ± 0.6	Ogl99
1235+1453	1600–1840	>0.75	175.0 ± 12.0	Ogl99
1333+2840	4000–8600	>4.67	161.5 ± 0.1	Ogl99
1413+1143	4000–8600	>1.52	55.7 ± 0.9	Ogl99
4C 13.41	3200–8600	0.94 ± 0.19	87.0 ± 6.0	Ber90
Akn 120	3800–5600	0.65 ± 0.13	78.6 ± 5.7	Mar83
Akn 564	6000–7500	0.52 ± 0.02	87.0 ± 1.3	Smi02
Circinus	5650–6800	22.4–25.0	45.0	Ale00
ESO 323–G077	3600	7.5	84	Sch03
Fairall 51	4700–7200	4.12 ± 0.03	141.2 ± 0.2	Smi02
Fairall 9	3800–5600	0.4 ± 0.11	2.4 ± 7.6	Mar83
I Zw1	3200–8600	0.61 ± 0.08	8.0 ± 3.0	Ber90
IC 4329A	5000–5800	5.80 ± 0.26	42.0 ± 1.0	Bri90
IC 5063	3800–5600	4.05–5.05	10.1 ± 3.2	Mar83
IRAS 13224–3809	4445–8150	0.38 ± 0.03	84.0 ± 2.0	Kay99
IRAS 13349+2438	3200–8320	23–35	124.0 ± 5.0	Wil92
K 348–7	3200–8600	0.25 ± 0.22	42.0 ± 25.0	Ber90
MCG–3–34–64	6015–7270	0.50 ± 0.20	75.0 ± 25.0	You96
MCG–6–30–15	5000–5800	4.06 ± 0.45	120.0 ± 3.0	Bri90
MCG+8–11–11	3800–5600	0.69 ± 0.46	166.4 ± 19.0	Mar83
Mrk 1014	3200–8600	1.37 ± 0.40	21.0 ± 8.0	Ber90
Mrk 1018	4180–6903	0.28 ± 0.05	165.1 ± 5.2	Goo89
Mrk 1066	3200–6200	>1.99	135.1 ± 2.6	Kay94
Mrk 110	3200–8600	0.17 ± 0.08	18.0 ± 15.0	Ber90
Mrk 1239	3800–5600	4.09 ± 0.14	136.0 ± 1.0	Mar83
Mrk 1298	3200–8600	0.32 ± 0.14	76.0 ± 12.0	Ber90
Mrk 1383	3200–8600	0.49 ± 0.19	58.0 ± 11.0	Ber90
Mrk 176	3800–5600	>0.54	146.3 ± 8.2	Mar83
Mrk 231	3800–5600	2.87 ± 0.08	95.1 ± 0.8	Mar83
Mrk 273	3800–5600	>0.37	66.7 ± 52.0	Mar83
Mrk 279	6000–7500	0.48 ± 0.04	58.9 ± 2.4	Smi02
Mrk 3	5000	7.77–8.61	167.0	Tra95
Mrk 304	3200–8600	0.58 ± 0.14	107.0 ± 7.0	Ber90
Mrk 335	3800–5600	0.48 ± 0.11	107.6 ± 6.9	Mar83
Mrk 34	3200–6200	>3.92	53.0 ± 4.5	Kay94
Mrk 348	3200–6200	>9.09	78.9 ± 1.3	Kay94
Mrk 359	4214–6937	0.46 ± 0.02	112.0 ± 1.2	Goo89
Mrk 463	3200–6200	>10	84.0	Tra95
Mrk 478	3800–5600	0.46 ± 0.15	44.9 ± 9.5	Mar83
Mrk 486	3800–5600	3.40 ± 0.14	136.8 ± 1.2	Mar83
Mrk 509	3800–5600	1.09 ± 0.15	146.5 ± 4.0	Mar83
Mrk 573	3200–6200	>5.56	48.0 ± 2.0	Kay94
Mrk 590	3800–5600	0.32 ± 0.30	105.9 ± 26.6	Mar83
Mrk 6	3800–5600	0.54 ± 0.15	141.2 ± 8.0	Mar83
Mrk 705	4700–7200	0.46 ± 0.07	49.3 ± 6.5	Smi02
Mrk 707	3800–5600	0.20 ± 0.24	140.9 ± 52.0	Mar83
Mrk 766	4500–7100	3.10 ± 0.80	90.0	Bat11
Mrk 78	3200–6200	21.0 ± 9.0	75.3 ± 11.2	Kay94
Mrk 79	3800–5600	0.34 ± 0.19	0.4 ± 16.2	Mar83
Mrk 841	4500–7500	1.00 ± 0.03	103.4 ± 1.0	Smi02
Mrk 876	3200–8600	0.50 ± 0.14	86.0 ± 8.0	Ber90
Mrk 877	3200–8600	0.95 ± 0.20	69.0 ± 6.0	Ber90
Mrk 896	3800–5600	0.55 ± 0.13	1.9 ± 7.1	Mar83

Table A8. – *continued*

Object	Waveband (Å)	Pol. degree (per cent)	Pol. angle (°)	Reference
NGC 1068	3500–5200	16.0 ± 2.0	95.0	Mil83
NGC 1097	5100–6100	0.26 ± 0.02	178 ± 2.0	Bar99
NGC 1320	3200–6300	>0.38	91.3 ± 3.0	Kay94
NGC 1365	5000–5900	0.91 ± 0.18	157 ± 6.0	Bri90
NGC 1386	3800–5600	>0.62	34.3 ± 7.1	Mar83
NGC 1566	3800–5600	0.60 ± 0.24	52.6 ± 11.6	Mar83
NGC 1667	5100–6100	0.35–9.8	94.0 ± 1.0	Bar99
NGC 2110	5200–6200	18.4	70.0	Mor07
NGC 2992	3800–5600	>3.32	33.3 ± 1.6	Mar83
NGC 3227	5000	1.3 ± 0.1	133 ± 3.0	Sch85
NGC 3516	4500–7500	0.15 ± 0.04	30.1 ± 8.0	Smi02
NGC 3783	4500–7500	0.52 ± 0.02	135.5 ± 1.0	Smi02
NGC 4051	4500–7500	0.55 ± 0.04	82.8 ± 1.8	Smi02
NGC 4151	4600–7400	0.26 ± 0.08	62.8 ± 8.4	Mar83
NGC 424	5000–5900	>1.53	59.0 ± 5.0	Kay94
NGC 4388	3800–5600	2.0–39.7	93.0 ± 29.0	Kay94
NGC 4395	5100–6100	0.64 ± 0.03	30.0 ± 2.0	Bar99
NGC 4507	5400–5600	14.8–16.3	37.0 ± 2.0	Mor00
NGC 4593	6000–7600	0.14 ± 0.05	109.5 ± 10.8	Smi02
NGC 5506	3200–6200	>2.6	72.8 ± 4.5	Kay94
NGC 5548	6000–7500	0.69 ± 0.01	33.2 ± 0.5	Smi02
NGC 5643	5000–5900	>0.75	57.0 ± 9.0	Bri90
NGC 7172	5000–5900	>2.10	96.0 ± 3.0	Bri90
NGC 7213	6000–7500	0.09 ± 0.02	146.0 ± 7.6	Smi02
NGC 7314	4500–7500	3.00 ± 1.00	35.0	Lum04
NGC 7469	6000–7500	0.18 ± 0.01	76.8 ± 1.7	Smi02
NGC 7582	3800–4900	>1.35	157 ± 5.0	Bri90
NGC 7674	3200–6200	6.54–7.6	31.0	Tra95
PG 0026+129	3200–8600	0.27 ± 0.17	83.0 ± 17.0	Ber90
PG 1001+054	3200–8600	0.77 ± 0.22	74.0 ± 8.0	Ber90
PG 1211+143	4700–7200	0.27 ± 0.04	137.7 ± 4.5	Smi02
PG 1244+026	3200–8600	0.48 ± 0.25	108.0 ± 15.0	Ber90
PG 1302–102	3200–8600	0.18 ± 0.15	26.0 ± 24.0	Ber90
PG 1411+442	3200–8600	0.76 ± 0.17	61.0 ± 6.0	Ber90
PG 1435–067	3200–8600	1.44 ± 0.29	27.0 ± 6.0	Ber90
PG 1448+273	3200–8600	0.27 ± 0.14	67.0 ± 15.0	Ber90
PG 1626+554	3200–8600	0.59 ± 0.19	10.0 ± 9.0	Ber90
PG 1700+518	3200–8600	0.54 ± 0.10	56.0 ± 5.0	Ber90
PG 2251+113	3200–8600	0.89 ± 0.22	50.0 ± 7.0	Ber90
TON 1388	3200–8600	0.23 ± 0.11	142.0 ± 13.0	Ber90
TON 1542	3200–8600	0.61 ± 0.12	118.0 ± 6.0	Ber90
TON 1565	3200–8600	0.31 ± 0.14	42.0 ± 13.0	Ber90
VII Zw244	3200–8600	1.08 ± 0.37	144.0 ± 10.0	Ber90

Table A9. Sublist from Table A8 of type 1 Seyfert galaxies exhibiting optical polarization spectra similar to those of type 2 objects (polar scattering dominated AGN).

Object	Pol. degree (per cent)
ESO 323–G077	7.5
Fairall 51	4.12 ± 0.03
Mrk 231	2.87 ± 0.08
Mrk 486	3.40 ± 0.14
Mrk 766	3.10 ± 0.80
Mrk 1239	4.09 ± 0.14
NGC 3227	1.3 ± 0.1
NGC 4593	0.14 ± 0.05
NGC 5548	0.69 ± 0.01

Table A10. Sublist from Table A8 of type 1 Seyfert galaxies exhibiting high (>2 per cent) optical polarization.

Object	Pol. degree (per cent)
ESO 323–G077	7.5
Fairall 51	4.12 ± 0.03
IC 4329A	5.80 ± 0.26
MCG–6–30–15	4.06 ± 0.45
Mrk 231	2.87 ± 0.08
Mrk 486	3.40 ± 0.14
Mrk 766	3.10 ± 0.80
Mrk 1239	4.09 ± 0.14
NGC 7314	3.00 ± 1.00

This paper has been typeset from a T_EX/L_AT_EX file prepared by the author.

Reflection nebulae in the Galactic center: soft X-ray imaging polarimetry

F. Marin¹, F. Muleri², P. Soffitta², V. Karas¹, and D. Kunneriath¹

¹ Astronomical Institute of the Academy of Sciences, Boční II 1401, 14100 Prague, Czech Republic
e-mail: frederic.marin@asu.cas.cz

² INAF/IAPS, via del Fosso del Cavaliere 100, 00133 Roma, Italy

Received 14 November 2014 / Accepted 17 February 2015

ABSTRACT

Context. The origin of irradiation and fluorescence of the 6.4 keV bright giant molecular clouds surrounding Sgr A*, the central supermassive black hole of our Galaxy, remains enigmatic despite numerous attempts to decipher it with spectroscopic and timing analyses.

Aims. Testing the theory of a past active period of Sgr A* requires opening a new observational window: X-ray polarimetry. In this paper, we aim to show how modern imaging polarimeters could revolutionize our understanding of the Galactic center (GC).

Methods. Through Monte Carlo modeling, we produced a 4–8 keV polarization map of the GC. We focused on the polarimetric signature produced by Sgr B1, Sgr B2, G0.11-0.11, Bridge E, Bridge D, Bridge B2, MC2, MC1, Sgr C3, Sgr C2, and Sgr C1. We estimated the resulting polarization that arises from these scattering targets, included polarized flux dilution by the diffuse plasma emission detected toward the GC, and simulated the polarization map that modern polarimetric detectors would obtain assuming the performances of a mission prototype.

Results. The eleven reflection nebulae we investigated present a variety of polarization signatures, ranging from nearly unpolarized to highly polarized (~77%) fluxes. Their polarization position angle is found to be normal to the scattering plane, as expected from previous studies. A major improvement in our simulation is the addition of a diffuse, unpolarized plasma emission that strongly affects soft X-ray polarized fluxes. The dilution factor is in the range 50%–70%, making the observation of the Bridge structure unlikely even in the context of modern polarimetry. The best targets are the Sgr B and Sgr C complexes and the G0.11-0.11 cloud, arranged in the order of decreasing detectability.

Conclusions. An exploratory observation of a few hundred kilo-seconds of the Sgr B complex would allow a significant detection of the polarization and be sufficient to derive indications of the primary radiation source. A more ambitious program (few Ms) of mapping the giant molecular clouds could then be carried out to probe the turbulent history of Sgr A* with great precision and place important constraints on the composition and three-dimensional position of the surrounding gas.

Key words. Galaxy: nucleus – Galaxy: structure – instrumentation: polarimeters – polarization – radiative transfer – X-rays: general

1. Introduction

Using the *Herschel* satellite, Molinari et al. (2011) recently discovered a massive ($\sim 3 \times 10^7 M_{\odot}$), continuous chain of irregular, cold dusty clumps in the vicinity of Sgr A*, the central supermassive black hole (SMBH) of the Milky Way. The thermal, far-infrared images obtained reveal a ∞ -shaped, twisted ring that is reminiscent of the persistent dusty tori surrounding the central regions of active Galactic nuclei (AGN). In addition, the geometrical size of the circumnuclear gas structure, its column density in excess of 10^{24} cm^{-2} , and its orbital speed ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$, Molinari et al. 2011), are compatible with AGN tori (Shi et al. 2006). But the current quiescent X-ray luminosity of Sgr A* ($L_X \sim 2 \times 10^{33} \text{ ergs s}^{-1}$, Baganoff et al. 2001) is orders of magnitude lower than what is observed in Seyfert-1 AGN ($L_X > 10^{40} \text{ ergs s}^{-1}$), where high accretion rates (typically 0.01 to $0.2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, Meyer et al. 2011) provide efficient radiating engines. Therefore, the question of a more turbulent history, that is, an active phase, of Sgr A* becomes of prime interest.

It has been suggested that the central SMBH underwent at least two high-luminosity periods, bright enough to illuminate its environment (Inui et al. 2009; Ponti et al. 2010). Traces of this potential activity can be found from the epoch of *Granat*, when

Sunyaev et al. (1993) provided broadband 15' resolution images of the Galactic center (GC). In their observations, the GC is characterized by a spherical shape in the 2.5–5 keV X-ray band and by an extended (i.e., elongated along the Galactic plane) morphology in the 8.5–19 keV energy range. To explain this difference in the spatial structure of the GC emission, Sunyaev et al. (1993) suggested that part of the diffuse emission of the molecular gas clouds, associated with very steep spectra and strong iron fluorescent emission lines (Koyama et al. 1996), may be due to Compton scattering of photons originating from a nearby compact source. Additional detections of hard X-ray spectral slopes and Fe K α emission lines from a variety of neighboring GC gas clouds (Murakami et al. 2001b; Ponti et al. 2010; Capelli et al. 2012) strengthened the classification of a tenth of giant molecular clouds as reflection nebulae, echoing past Sgr A* outbursts.

The spatial position of the reflectors becomes crucial in the process of determining the goodness of the flaring theory (with estimated $L_X > 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$). Churazov et al. (2002) proved that a polarimetric mission, inherently sensitive to the morphology and the location of reprocessing targets, is the most adequate solution to investigate the re-emitted flux of the scattering molecular clouds. In their model, the Sgr B2 cloud is expected to produce a high polarization degree associated with a direction of

polarization normal to the scattering plane. A more elaborate investigation has been undertaken in Marin et al. (2014), where we produced 8–35 keV polarization maps of the GC. We avoided the soft X-ray energies, since past X-ray observations (Koyama et al. 1986, 1989; Sidoli & Mereghetti 1999) have revealed a diffuse plasma emission angularly superimposed to the X-ray emission of the molecular clouds. This diffuse emission can be well explained with a two-temperature plasma with $T_1 \leq 1$ keV and $T_2 = 5\text{--}7$ keV (Koyama et al. 2007). It is probably due to a multitude of faint sources (accreting white dwarfs and coronally active stars, Revnivtsev et al. 2009). This X-ray component should be basically unpolarized (Mewe 1999), ultimately diluting the polarization signal at energies E below 7 keV. Avoiding these energies in Marin et al. (2014), we conservatively modeled the Sgr B2 cloud following the prescription by Churazov et al. (2002). We also implemented a simple structure for the Sgr C complex, as well as the dusty, twisted ring discovered by Molinari et al. (2011), and a reservoir of gas surrounding the inner 5 pc around Sgr A* (not to be mistaken for an accretion disk). It was found that only the two reflection nebulae can be detected at high energies, but it is unknown if similar results hold at $E \leq 7$ keV.

It is the scope of this paper to extend the investigation of Churazov et al. (2002) and Marin et al. (2014) to the soft X-ray band by increasing the number of reflection nebulae in the model, and estimating the plasma and the reflected contributions for the molecular clouds to produce a realistic, 4–8 keV polarization map of the GC. In a crowded field such as the GC, an imaging detector becomes necessary to resolve the faint gas clouds and probe the scattering pattern of radiation. To precisely localize the reflection nebulae, characterize their composition and reveal the past activity of Sgr A*, we present in Sect. 2.1 the Monte Carlo simulations we performed to obtain a synthetic polarimetric image of the GC. We estimate the polarized flux dilution by the diffuse plasma emission detected toward Sgr A* and compute the diluted polarization signal that a modern imaging polarimeter could detect from space in Sect. 2.2. We discuss our results and conclude our paper in Sect. 3.

2. Polarimetric, soft X-ray view of the Galactic center

2.1. Modeling the polarization from reflection nebulae

We modeled the past activity of Sgr A* as a point-like accreting source at the location of the SMBH, emitting an unpolarized spectrum with a spectral energy distribution $F_* \propto \nu^{-\alpha}$ ($\alpha = 1.0$, Porquet et al. 2003, 2008; Nowak et al. 2012). The resulting 4–8 keV emission is isotropic and photons journey through the model until absorption, reemission, or scattering onto the giant molecular gas clouds. Polarization of the observed signal then arises from Compton scattering of the reprocessed light, where the scattering angle determines the polarization degree and the polarization angle of the intercepted signal that can be recorded at the detector. The reflection nebulae were modeled with uniform-density, spherical clumps filled with neutral solar abundance matter and located according to the most recent constraints from infrared-to-X-rays observations (see Table 1). A sketch of the model is presented in Fig. 1, showing the location of the reflection nebulae from a polar view (top figure) and on the plane of the sky (i.e., the Galactic plane, bottom figure). The axes are labeled in parsecs and arcminutes.

Three-dimensional radiative transfer is achieved using (Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012), a

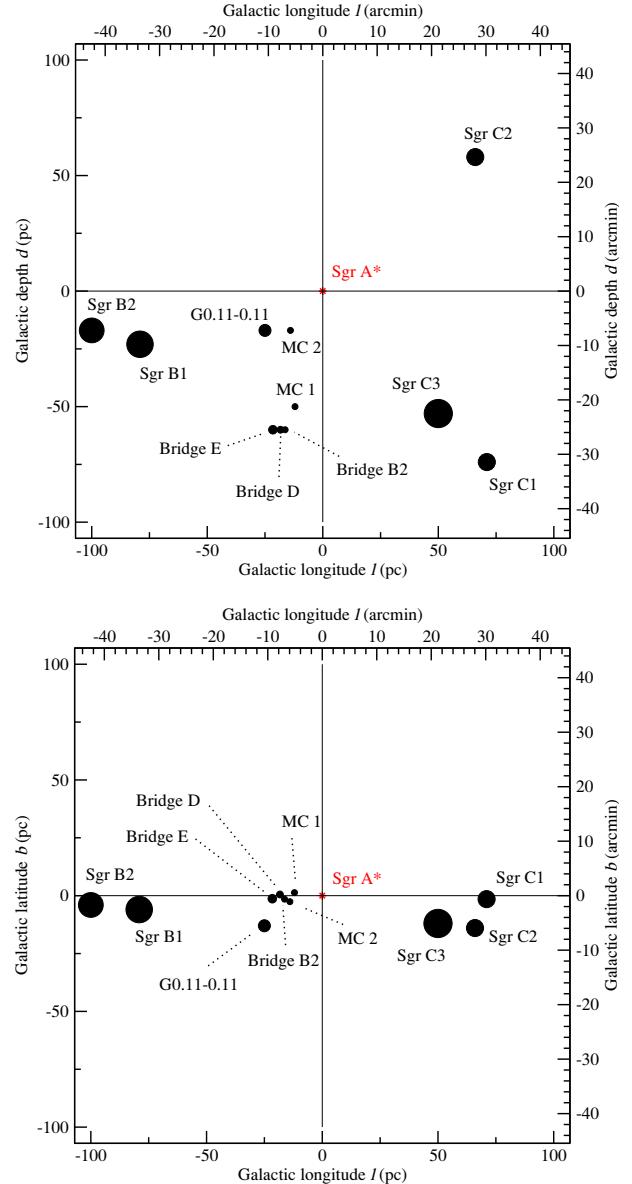


Fig. 1. Sketch of the GC model as seen from two directions. *Top:* view from the direction of the Galactic pole; Earth is situated toward negative Galactic depths. *Bottom:* view from Earth; each cloud is projected on the plane of the sky (the Galactic plane).

Monte Carlo code that includes a coherent treatment of polarization, multiple scattering, and an imaging routine. Computation of the re-emitted spectra included algorithms for inelastic Compton scattering onto bound electrons, photo-absorption, and iron line fluorescence. The emission direction, the distance that photons travel between reprocessing events, and the scattering angles were computed by Monte Carlo routines based on classical intensity distributions. Mueller matrices were used to evaluate the change in polarization after each scattering event. Photo-absorption above the atom K-shell and the subsequent emission of $K\alpha$ and/or $K\beta$ line photons was included and weighted against the probability of Auger effects. For more details about the code, we refer to the complete description of the polarization properties and transformation of radiation during scattering events described in Goosmann & Gaskell (2007), Marin et al. (2012) and Marin & Dovčiak (2015).

Table 1. Parameterization of the reflection nebulae, modeled with uniform-density, spherical clouds filled with cold, solar abundance matter.

Molecular cloud	Cloud radius (pc)	Projected distance ^a (pc)	Line of sight distance ^b (pc)	Offset ^c (pc)	Velocity ^d (km s ⁻¹)	Hydrogen column density ($\times 10^{22}$ cm ⁻²)	Electron optical depth	References
Sgr B2	5	-100	-17	-4.0	60	80	0.5	E, I
Sgr B1	6	-79.1	-23	-6	-45	12.3	0.3	A, D, G
G0.11-0.11	3.7	-25	-17	-13	25	2	0.03	E, F
Bridge E	2.0	-21.6	-60	-1.3	55	9.6	0.07	B, E, F
Bridge D	1.6	-18.3	-60	0.5	55	13.2	0.09	B, E, F
Bridge B2	1.8	-16.3	-60	-1.5	55	12.3	0.08	B, E, F
MC2	1.8	-14	<-17	-2.6	-10	<2	0.36	C, E
MC1	1.8	-12	-50	1.3	-15	4	0.32	E
Sgr C3	6	50	-53	-12	60	8.7	<1	H, E
Sgr C2	4.7	66	58	-14	60	11.4	<1	H, E
Sgr C1	4.7	71	-74	-1.5	60	6.5	<1	H, E

Notes. ^(a) Positive = east of the Galactic center; ^(b) Positive = behind the Galactic plane (farther to us than Sgr A*); ^(c) Positive = above the equatorial plane. ^(d) Positive = away from Earth.

References. A: [An et al. \(2013\)](#); B: [Capelli et al. \(2012\)](#); C: [Clavel et al. \(2013\)](#); D: [Downes et al. \(1980\)](#); E: [Ponti et al. \(2010\)](#); F: [Ponti et al. \(2014\)](#); G: [Ryu et al. \(2009\)](#); H: [Ryu et al. \(2013\)](#) and I: [Sunyaev et al. \(1993\)](#).

We sampled a total of 7×10^{11} photons in a model with a spatial resolution set to 270×270 bins for the longitudinal and latitudinal offsets, so that the photon flux was divided into 72 900 pixels. Each of these pixels is labeled by its position offset in parsecs and arcminutes, and stores the four Stokes parameters of the photons. The spatial resolution is equal to 0.8 pc, which represents 20 arcsecs at the distance of the GC (8.5 kpc, [Ghez et al. 2008](#)). Finally, the model space was divided in 20 polar and 10 azimuthal viewing directions. Note that because of the three-dimensional meshes of the coordinate grid, the shape of the scattering regions is slightly deformed in the image projection process.

The resulting polarization maps of the GC, integrated over the whole 4–8 keV band to maximize detection, are presented in Fig. 2. The top panel shows a triple combination of 1) the polarized flux (PF/F_* , i.e., intensity \times polarization degree), color-coded and displayed with arbitrary units; 2) the polarization degree P ; and 3) the polarization position angle ψ identified by white bars drawn in the center of each spatial bin. A vertical bar indicates a polarization angle of $\psi = 90^\circ$ and a horizontal bar stands for an angle of $\psi = 0^\circ$. The length of the bar is proportional to P . The second figure shows the polarized flux alone, and the third is a visual representation of ψ with artificially extended white vectors for better visibility. The map in the fourth panel depicts the polarization degree with its own color code, ranging from 0 (unpolarized) to 1 (fully polarized).

From east to west, we find that Sgr B2 presents a high polarization degree (65.0%) associated with very low polarized fluxes (a consequence of its high hydrogen column density and distance from the irradiating source). The polarized flux map (Fig. 2, top) clearly shows a brightness distribution of the flux on the contours of the molecular gas model that faces the SMBH, such as observed by [Murakami et al. \(2001a\)](#). Sgr B1 has the highest polarization degree of the GC, up to 76.9%. Its size and location allow a highly polarized flux to be observed. Similarly to the other large structures, the re-emission pattern from the cloud can be probed in great detail by imaging polarimeters. Similarly, G0.11-0.11 shows highly polarized fluxes due to a reasonably high P (55.8%). The Bridge globally displays medium-to-low polarized fluxes. The three-dimensional location of the clouds forming the Bridge (Bridges D, E, and B2, MC1, and MC2) explains their lower polarization degrees (from 0.06 to 15%) in comparison

with the other scattering nebulae (see Fig. 1). One notable exception is the MC2 cloud, which exhibits a polarization degree of up to 25.8% since, being the closest cloud to Sgr A*, its scattering angle with respect to the source and the observer is more favorable. The ~10% polarization of MC2's neighboring, coplanar clouds (Bridges B2 and E) arises from scattering of high- P photons that are reprocessed on MC2 and then reach the observer. Finally, the Sgr C complex behaves uniformly despite the dispersion of its three clouds with respect to the line-of-sight distance. They exhibit moderately polarized fluxes and polarization degrees of about 32%. All the clouds display a polarization position angle ψ normal to the scattering plane (i.e., close to 90°). We summarize the integrated P and ψ in the first two columns of Table 2.

Thus, the GC presents a large panel of polarization signatures associated with polarization degrees varying from high ¹ (76.9%) to very low values (0.1%). The blend of the polarization signals originating from the Sgr B and Sgr C complexes, and from the Bridge structure, underlines the need for an imaging detector with a sufficient spatial resolution in order to resolve structures as small as the Bridge clouds. Additionally, our results are found to be consistent with the pioneering simulation of [Churazov et al. \(2002\)](#) and their higher energy counterpart ([Marin et al. 2014](#)). However, in the light of our previous (8–35 keV) simulations ([Marin et al. 2014](#)), it is worth mentioning that our polarization results strongly depend on the real location of the reflection nebulae. As it was shown in the aforementioned article, the degree of polarization resulting from reprocessing onto the outer layers of the cloud approximately varies as the square of the cosine of the scattering angle between the source, the cloud, and the observer's position. With new estimations of the true location of the scattering nebulae, first order corrections can be then applied to results from Table 2 (see, e.g., discussion in [Kruijssen et al. 2014, 2015](#)).

¹ High degrees of integrated polarization can be attained despite an unpolarized iron fluorescence line at 6.4 keV. The amount of dilution depends on the strength and equivalent width of the line: for a 1 keV equivalent width (as for Sgr B2, [Sunyaev & Churazov 1998](#)), the line flux counts for about 20% of the total flux in the 4–8 keV band, therefore the polarization dilution due to this line is small.

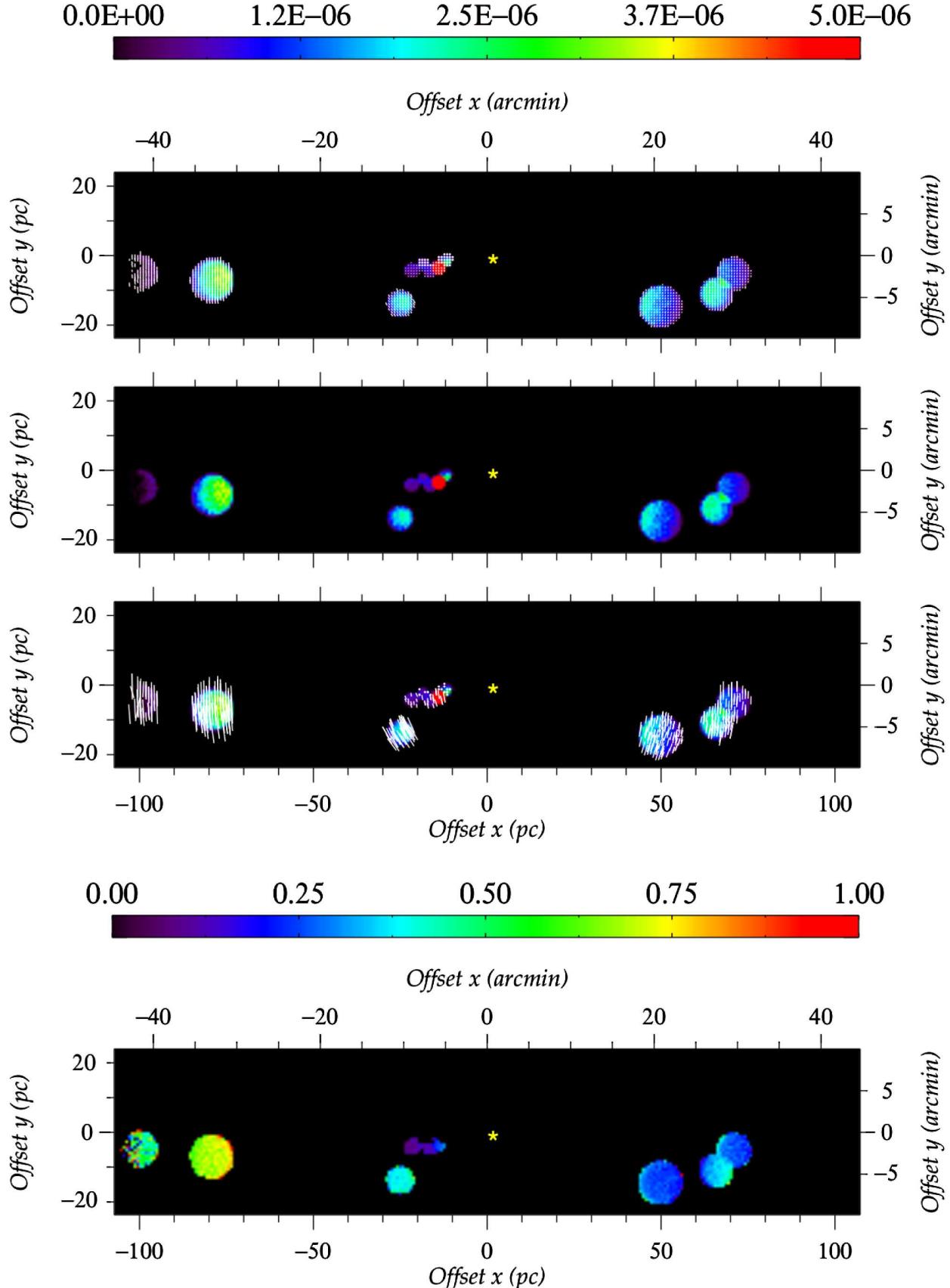


Fig. 2. Simulated model images of the ~ 100 pc $\times 20$ pc region around Sgr A*. The top map shows the combination of polarized flux, PF/F_* (color-coded, with the color scale shown on top of the image in arbitrary units), polarization position angle ψ (white bars drawn in the center of each spatial bin), and polarization degree P , whose value is proportional to the length of the bars. The second map is the polarized flux alone, the third image the polarization position angle ψ with artificially extended white vectors for better visibility, and the bottom map represents the P , color-coded, with the color scale shown at the top of the image in fractions of polarization. A yellow star indicates the position of Sgr A*.

Table 2. Integrated 4–8 keV polarization degree P of the reflection component (including neutral iron lines) and polarization position angle ψ of the GC molecular clouds from the simulation with .

Molecular cloud	P (%)	ψ (°)	f_R (%)	$P_{\text{exp.}}$ (%)	$P_{\text{detect.}}$ (%)	$\psi_{\text{detect.}}$ (°)
Sgr B2	65.0	88.3	70.0	45.5	57.4 ± 4.4	83.3 ± 3.4
Sgr B1	76.9	84.4	52.6	40.5	40.4 ± 3.9	80.3 ± 3.3
G0.11-0.11	55.8	61.6	—	—	—	—
Bridge E	12.7	67.9	—	—	—	—
Bridge D	0.1	74.2	—	—	—	—
Bridge B2	15.8	77.8	—	—	—	—
MC2	25.8	73.8	—	—	—	—
MC1	0.1	77.5	—	—	—	—
Sgr C3	32.9	106.4	50.7	16.7	15.5 ± 2.4	109.0 ± 4.5
Sgr C2	34.9	99.1	63.0	22.0	17.9 ± 3.8	99.1 ± 5.6
Sgr C1	31.1	94.6	60.2	18.7	23.1 ± 3.3	98.1 ± 6.0

Notes. Polarization angles are defined with respect to Galactic north, with positive defined as west to north. The fraction of the total flux that is reflected f_R is computed from Ryu et al. (2009, 2013), allowing us to evaluate the diluted polarization signal $P_{\text{exp.}}$. Using Monte Carlo simulations associated with the GPD instrument (see text), we finally show estimations of the polarization degree $P_{\text{detect.}}$ and angle $\psi_{\text{detect.}}$ that a future polarimeter would detect. The empty cells correspond to clouds with too low X-ray luminosities to be observed within 3 Ms or with unestimated fractions of the reflected flux.

2.2. Polarization dilution by the GC diffuse plasma emission and detectability with modern instruments

To evaluate how modern imaging polarimeters may constrain the angular position of the source that illuminated the GC molecular clouds in the past, we simulated their observations taking into account the complex environment in which these sources are immersed. One of the most elaborate, technologically ready X-ray polarimeter is the Gas Pixel Detector (GPD, Costa et al. 2001; Bellazzini et al. 2006; Bellazzini & Muleri 2010). The GPD is particularly sensitive to the X-ray polarization in the 2–10 keV energy range, also offering fine location accuracy and moderate energy resolution (Muleri et al. 2010; Fabiani et al. 2014). These characteristics are very well matched with the required moderate angular resolution of 4–5 arcmin for performing these observations (see Fig. 1).

As a test case of the GPD in the context of modern polarimetric missions, we relied on the imaging capabilities of the Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE, a mission concept to be proposed to the next NASA/SMEX call). The IXPE’s 30 arcsec half-power diameter roughly corresponds to the spatial resolution of our images, so that a comparison between the resolution of the instrument and our simulation is straightforward. Equipped with GPDs, such a mission will allow singling out and removing the contribution of any point-like sources, even if transient (namely, Sgr A* flares and transients), which may be active during the observation; therefore we can safely neglect any contamination from these sources. Nonetheless, we have to account for the diffuse Galactic plasma emission that is expected to be unpolarized and in any case not correlated with the position of the illuminating source. Therefore, the plasma contribution has to be subtracted from the flux coming from the molecular cloud; alternatively, the simulated polarization has to be diluted, with respect to the values presented in the previous section, by an amount that depends on which fraction of the total flux is due to the reflected component. While during flight we could always compare the results from these two different methods, in this paper we chose the latter for practical reasons.

We estimated the plasma and the reflected contributions for the molecular clouds in the Sgr B and Sgr C complexes by means of the spectral decomposition performed by Ryu et al. (2009) and Ryu et al. (2013). In these works, the spectra of Sgr B1, Sgr B2, Sgr C1, Sgr C2, and Sgr C3 are each fitted with two

spectral components that separately take into account the plasma contribution and the emission due to the reflection of the external source radiation. Labeling these two spectral components $F_{\text{plasma}}(E)$ and $F_{\text{refl.}}(E)$, the dilution factor f_R by which we multiplied the polarization presented above to obtain the expected degree polarization $P_{\text{exp.}}$ is

$$f_R = \frac{\int_{4 \text{ keV}}^{8 \text{ keV}} F_{\text{refl.}}(E) dE}{\int_{4 \text{ keV}}^{8 \text{ keV}} [F_{\text{refl.}}(E) + F_{\text{plasma}}(E)] dE}, \quad (1)$$

where E is the energy. The energy interval 4–8 keV was chosen to maximize the reflected contribution in the energy range where IXPE is most sensitive. The dilution f_R for the different clouds is in the range 50%–70% assuming the best-fit parameters estimated by Ryu et al. (2009) and Ryu et al. (2013) (see Table 2); however, the uncertainty on this value depends on the uncertainties on the parameters of the fit deconvolution. For example, changing these parameters at the 90% confidence level for Sgr B2 results in a value of f_R between about 64% and 75%, with a mean value of 70%, which coincides with the number reported in Table 2. Therefore, there is a systematic uncertainty on the expected polarization of about 10% of its value, but this does not affect our ultimate goal, which is to explore the feasibility of the polarization measurement with reasonable assumptions. Moreover, it is reasonable to assume that when the measurement will actually be made, this systematic uncertainty will be reduced by the more accurate measurements carried out by other satellites dedicated to spectroscopy.

The inputs for the Monte Carlo routine (described in detail in Dovciak et al. 2011) are the net polarization $P_{\text{exp.}}$, reported in Table 2, and the flux of each molecular cloud. This returns an estimate of the measured polarization for the selected observation time². The GPD field of view is sufficient to observe the Sgr B and Sgr C complexes in a single pointing each; therefore, we proceeded to carry out a single 1 Ms long observation for Sgr B and another single 2 Ms long observation of Sgr C, whose expected degree of polarization is lower because of the less favorable scattering geometry. We also estimated the detector’s

² Here we do not need to consider effects of general relativity on polarization of light near a black hole because the assumed scattering clouds are located relatively far away from the event horizon.

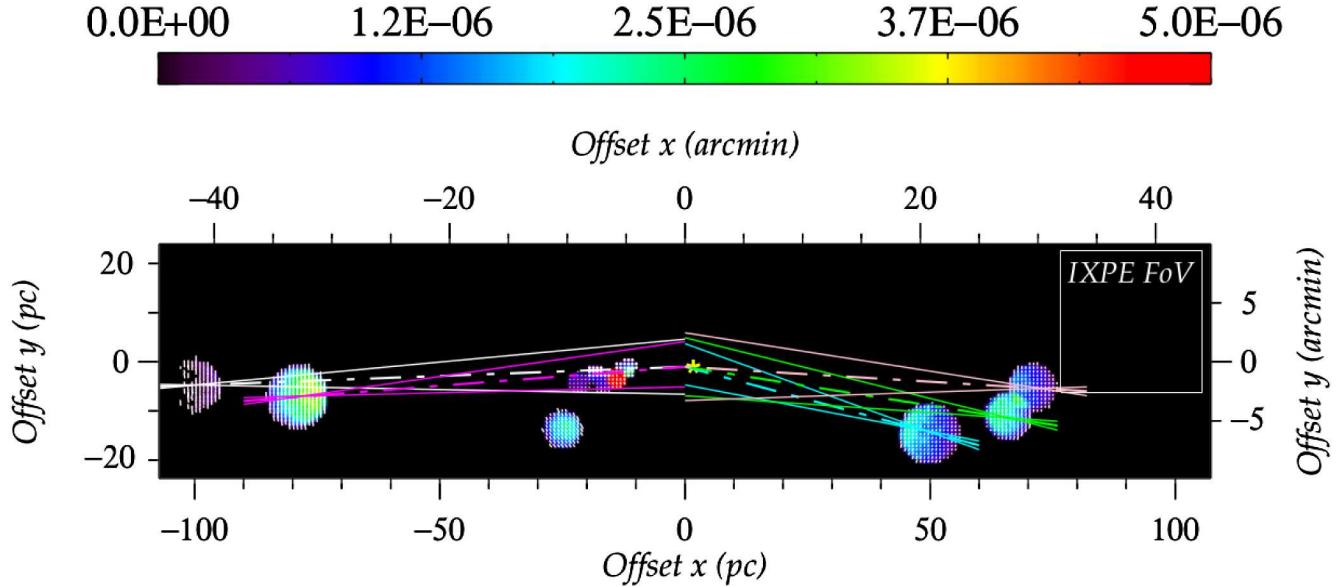


Fig. 3. Integrated polarization image of the GC showing how the angle of polarization would constrain the position of the illuminating source. The polarized flux is shown, color-coded and with arbitrary units. The field of view (FoV) of our test case IXPE is indicated with a white box, and a yellow star indicates the position of Sgr A*. Colored segments (Sgr B2: white; Sgr B1: magenta; Sgr C3: cyan; Sgr C2: green; Sgr C1: pink) are representative of the estimated polarization position angle (dashed line) and its associated error (solid line).

residual background rate based on previously flown gas detectors with similar gas mixture. Thanks to the GPD imaging capabilities, this is about ten times lower than the expected signal from the reflected component of the molecular clouds. The results are reported in Table 2 and is shown graphically in Fig. 3. In this picture, we report the polarization angles $\psi_{\text{detect.}}$ as they would be measured by a modern imaging polarimeter with a 1σ error of a few degrees for each cloud. Figure 3 demonstrates that the measurement of ψ would allow us to constrain the angular position of the illuminating source very tightly. Moreover, the five molecular clouds provide as many independent constraints, so it is clear that a future X-ray polarimetric satellite equipped with a mapping instrument would be able to unambiguously test the scattering origin of the X-ray emission from GC molecular clouds. In principle, all the other mentioned molecular clouds could be observed (e.g., G0.11-0.11, the Bridge, MC1, or MC2) with a single pointing. However, as a result of their lower expected net polarization and because of the increased contribution of the plasma emission, the observation strategy for these reflection nebulae will be driven by the results obtained for the Sgr B and the Sgr C complexes.

3. Concluding remarks

To probe the crowded field of the GC, an instrument with imaging capability is essential. X-ray polarimetry is needed to test (in a novel way) the physical processes operating near the Galactic supermassive black hole.

We simulated the 4 to 8 keV polarization response of the observed, 6.4 keV bright giant molecular regions in the GC to a Sgr A* flaring event. We found that the scattering nebulae present a variety of polarization signatures, ranging from nearly unpolarized to highly polarized (with $P \sim 77\%$) fluxes. The brightness distribution of the reprocessed flux compared with the contours of the spherical clumps agrees with past observations and tends to point toward a flaring scenario to explain the detection of hard X-ray spectra and prominent iron K α fluorescence

features. Future observations will be able to test our predictions against an alternative mechanism proposed to explain the same X-ray signatures by low-energy cosmic-ray electron interactions with neutral matter (Valinia et al. 2000; Yusef-Zadeh et al. 2002). This scenario, not specifically excluded by observations (Capelli et al. 2011), suggests that the resulting X-ray power-law originates from thermal bremsstrahlung emission, and thus the net polarization would be either null for an isotropic distribution of electrons, or at least different from Compton scattering-induced polarization. The key feature needed to distinguish between the two scenarios is to measure the angle of polarization. Indeed, in comparison with the observed degree of polarization affected by the Galactic plasma and by its characteristics, the polarization position angle of a photon will not suffer any GC plasma-induced rotation along its journey toward Earth.

To assess the validity of the flaring hypothesis, we simulated an observation of the reflection nebulae with the GPD, a modern imaging polarimeter to be mounted on future X-ray polarimetric satellites, taking into account a diffuse, unpolarized, plasma emission toward the GC. While such an effect decreases the amount of polarization, we found that with a 1 Ms observation of the Sgr B complex and/or with a 2 Ms observation of the Sgr C complex, the polarization imager of a future instrument would be able to unambiguously determine the history of Sgr A* by pinpointing the source of the primary emission.

In this context, the presence of seven transient X-ray binaries within 23 pc of the GC (four within 1 pc, Munoz et al. 2005) could be a challenge for future observations since a past X-ray outburst of one of these sources could have mimicked a Sgr A* flare. However, since these objects are probably low-mass X-ray binaries (ibid.), their putative past outburst would hardly exceed 10^{37-38} ergs s $^{-1}$ (assuming $L_X = 0.1\dot{M}_{\text{peak}}c^2$, Dubus et al. 2001), which is still two orders of magnitude lower than the expected light echo of Sgr A* ($L_X > 10^{39}$ erg s $^{-1}$). In addition, Fig. 3 shows that modern imaging polarimeters are able to constrain the emitting source to within less than 10 pc around the SMBH, removing half of the X-ray transients.

Acknowledgements. The authors would like to thank the anonymous referee for useful and constructive comments. This research has been partially supported by the European Union Seventh Framework Programme (FP7/2013–2017) under grant agreement No. 312789, StrongGravity. F.M. thanks the grant COST-CZ LD12010 for additional funding. V.K. and D.K. are grateful to the Czech Science Foundation – Deutsche Forschungsgemeinschaft collaboration project (GACR 13-00070J).

References

- An, D., Ramírez, S. V., & Sellgren, K. 2013, [ApJS](#), **206**, 20
 Baganoff, F. K., Bautz, M. W., Brandt, W. N., et al. 2001, [Nature](#), **413**, 45
 Bellazzini, R., & Muleri, F. 2010, [Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A](#), **623**, 766
 Bellazzini, R., Angelini, F., Baldini, L., et al. 2006, [Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A](#), **560**, 425
 Capelli, R., Warwick, R. S., Porquet, D., Gillessen, S., & Predehl, P. 2011, [A&A](#), **530**, A38
 Capelli, R., Warwick, R. S., Porquet, D., Gillessen, S., & Predehl, P. 2012, [A&A](#), **545**, A35
 Churazov, E., Sunyaev, R., & Sazonov, S. 2002, [MNRAS](#), **330**, 81
 Clavel, M., Terrier, R., Goldwurm, A., et al. 2013, [A&A](#), **558**, A32
 Costa, E., Soffitta, P., Bellazzini, R., et al. 2001, [Nature](#), **411**, 662
 Dovčiak, M., Muleri, F., Goosmann, R. W., et al. 2011, [ApJ](#), **731**, 75
 Downes, D., Wilson, T. L., Bieging, J., & Wink, J. 1980, [A&AS](#), **40**, 379
 Dubus, G., Hameury, J.-M., & Lasota, J.-P. 2001, [A&A](#), **373**, 251
 Fabiani, S., Costa, E., Del Monte, E., et al. 2014, [ApJS](#), **212**, 25
 Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al. 2008, [ApJ](#), **689**, 1044
 Goosmann, R. W., & Gaskell, C. M. 2007, [A&A](#), **465**, 129
 Inui, T., Koyama, K., Matsumoto, H., & Tsuru, T. G. 2009, [PASJ](#), **61**, 241
 Koyama, K., Makishima, K., Tanaka, Y., & Tsunemi, H. 1986, [PASJ](#), **38**, 121
 Koyama, K., Awaki, H., Kunieda, H., Takano, S., & Tawara, Y. 1989, [Nature](#), **339**, 603
 Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., et al. 1996, [PASJ](#), **48**, 249
 Koyama, K., Hyodo, Y., & Inui, T., et al. 2007, [PASJ](#), **59**, 245
 Kruijssen, J. M. D., Longmore, S. N., Elmegreen, B. G., et al. 2014, [MNRAS](#), **440**, 3370
 Kruijssen, J. M. D., Dale, J. E., & Longmore, S. N. 2015, [MNRAS](#), **447**, 1059
 Marin, F., & Dovčiak, M. 2015, [A&A](#), **573**, A60
 Marin, F., Goosmann, R. W., Gaskell, C. M., Porquet, D., & Dovčiak, M. 2012, [A&A](#), **548**, A121
 Marin, F., Karas, V., Kunneriath, D., & Muleri, F. 2014, [MNRAS](#), **441**, 3170
 Mewe, R. 1999, [X-Ray Spectroscopy in Astrophysics](#), Lect. Notes Phys., **520**, 109
 Meyer-Hofmeister, E., & Meyer, F. 2011, [A&A](#), **527**, A127
 Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, A., et al. 2011, [ApJ](#), **735**, L33
 Muleri, F., Soffitta, P., Baldini, L., et al. 2010, [Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A](#), **620**, 285
 Munro, M. P., Pfahl, E., Baganoff, F. K., et al. 2005, [ApJ](#), **622**, L113
 Murakami, H., Koyama, K., & Maeda, Y. 2001a, [ApJ](#), **558**, 687
 Murakami, H., Koyama, K., Tsujimoto, M., Maeda, Y., & Sakano, M. 2001b, [ApJ](#), **550**, 297
 Nowak, M. A., Neilsen, J., Markoff, S. B., et al. 2012, [ApJ](#), **759**, 95
 Ponti, G., Terrier, R., Goldwurm, A., Belanger, G., & Trap, G. 2010, [ApJ](#), **714**, 732
 Ponti, G., Morris, M. R., Clavel, M., et al. 2014, [IAU Symp.](#), **303**, 333
 Porquet, D., Predehl, P., Aschenbach, B., et al. 2003, [A&A](#), **407**, L17
 Porquet, D., Grossi, N., Predehl, P., et al. 2008, [A&A](#), **488**, 549
 Revnivtsev, M., Sazonov, S., Churazov, E., et al. 2009, [Nature](#), **458**, 1142
 Ryu, S. G., Koyama, K., Nobukawa, M., Fukuoka, R., & Tsuru, T. G. 2009, [PASJ](#), **61**, 751
 Ryu, S. G., Nobukawa, M., Nakashima, S., et al. 2013, [PASJ](#), **65**, 33
 Shi, Y., Rieke, G. H., Hines, D. C., et al. 2006, [ApJ](#), **653**, 127
 Sidoli, L., & Mereghetti, S. 1999, [A&A](#), **349**, L49
 Sunyaev, R., & Churazov, E. 1998, [MNRAS](#), **297**, 1279
 Sunyaev, R. A., Markevitch, M., & Pavlinsky, M. 1993, [ApJ](#), **407**, 606
 Valinia, A., Tatischeff, V., Arnaud, K., Ebisawa, K., & Ramaty, R. 2000, [ApJ](#), **543**, 733
 Weisskopf, M. C., Bellazzini, R., Costa, E., et al. 2008, Proc. SPIE, 7011
 Weisskopf, M. C., Bellazzini, R., Costa, E., et al. 2014, AAS/High Energy Astrophysics Division, **14**, 116.15
 Yusef-Zadeh, F., Law, C., & Wardle, M. 2002, [ApJ](#), **568**, L121



A compendium of AGN inclinations with corresponding UV/optical continuum polarization measurements

F. Marin*

Astronomical Institute of the Academy of Sciences, Boční II 1401, CZ-14100 Prague, Czech Republic

Accepted 2014 March 21. Received 2014 March 21; in original form 2013 December 12

ABSTRACT

The anisotropic nature of active galactic nuclei (AGN) is thought to be responsible for the observational differences between type-1 (pole-on) and type-2 (edge-on) nearby Seyfert-like galaxies. In this picture, the detection of emission and/or absorption features is directly correlated to the inclination of the system. The AGN structure can be further probed by using the geometry-sensitive technique of polarimetry, yet the pairing between observed polarization and Seyfert type remains poorly examined. Based on archival data, I report here the first compilation of 53 estimated AGN inclinations matched with ultraviolet/optical continuum polarization measurements. Corrections, based on the polarization of broad emission lines, are applied to the sample of Seyfert-2 AGN to remove dilution by starburst light and derive information about the scattered continuum alone. The resulting compendium agrees with past empirical results, i.e. type-1 AGN show low polarization degrees ($P \leq 1$ per cent) predominantly associated with a polarization position angle parallel to the projected radio axis of the system, while type-2 objects show stronger polarization percentages ($P > 7$ per cent) with perpendicular polarization angles. The transition between type-1 and type-2 inclination occurs between 45° and 60° without noticeable impact on P . The compendium is further used as a test to investigate the relevance of four AGN models. While an AGN model with fragmented regions matches observations better than uniform models, a structure with a failed dusty wind along the equator and disc-born, ionized, polar outflows is by far closer to observations. However, although the models correctly reproduce the observed dichotomy between parallel and perpendicular polarization, as well as correct polarization percentages at type-2 inclinations, further work is needed to account for some highly polarized type-1 AGN.

Key words: polarization – radiative transfer – scattering – atlases – galaxies: active – galaxies: structure.

1 INTRODUCTION

The unified model of active galactic nuclei (AGN; Antonucci 1993) states that most of the observational differences between type-1 and type-2 Seyfert-like galaxies arise from an orientation effect. According to this theory, the disappearance of ultraviolet (UV) and optical broad emission features at type-2 inclinations can be explained by the presence of an obscuring, circumnuclear material along the equatorial plane of the AGN (the so-called ‘dusty torus’) that hides both the central engine and the photoionized broad line regions (BLRs; the low ionization line ‘LIL’ BLR and the highly ionized line ‘HIL’ BLR; Rowan-Robinson 1977; Osterbrock 1978). A type-2 viewing angle can then be defined as a line of sight towards the central source that intercepts the equatorial dust, while

type-1 inclination allows a direct view of the central engine. The observational lack of type-1 AGN with edge-on host galaxy (Keel 1980; Lawrence & Elvis 1982) suggests that dust along Seyfert 1 galaxy discs may obscure the HIL and LIL BLR and make the AGN appear like Seyfert 2s (Maiolino & Rieke 1995). The number count of Seyfert 1 objects is thus expected to be small, even if the fraction of type-1 against type-2 AGN in the nearby Universe still needs to be properly determined. Estimating the orientation of a large sample of AGN is necessary to verify the assumptions of the unified model, and check whether all the differences between Seyfert 1 and Seyfert 2 objects can be explained by inclination or if morphological differences must also be taken into account.

In this regard, polarization has proven to be a solid tool to investigate the inner structure of AGN. The spectropolarimetric measurements of NGC 1068 by Miller & Antonucci (1983) helped to identify electron and dust scattering as the main mechanisms producing a continuum polarization in radio-quiet AGN. Going further, the

* E-mail: frederic.marin@asu.cas.cz

extensive high-resolution, high signal-to-noise spectropolarimetric observation of the same AGN by Antonucci & Miller (1985) revealed the presence of highly polarized, broad, symmetric Balmer and permitted Fe II lines. The polarization spectrum was found to be closely similar to typical Seyfert 1 galaxies, supporting the idea that Seyfert 2 AGN are hiding Seyfert 1 core behind the dusty torus. This discovery was a key argument in favour of a unified model of AGN.

Spectropolarimetry is thus a powerful method to probe the validity of any AGN model, as the computed fluxes shall match both observational intensity, polarization percentage and polarization angle, reducing the number of free parameters/degeneracies (Kartje 1995; Young 2000; Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012c). In order to model a peculiar source, the observer's viewing angle i has to be set (e.g. $i \sim 70^\circ$ for NGC 1068; Höning et al. 2007; Raban et al. 2009) to explore the resulting polarization (Goosmann & Matt 2011; Marin, Goosmann & Dovčiak 2012b). The impact of the system's orientation on to the net polarization can lead to significantly different results, especially when the observer's line of sight matches the half-opening angle of the obscuring region (Marin et al. 2012c). To be consistent with observation, an investigation of the model over a broad range of inclination must be undertaken. However, any comparison between the observed polarization and the theoretical orientation of individual AGN is hampered by the lack of a data base that combines inclination and polarization.

It is the aim of this paper to provide the first spectropolarimetric compendium of Seyfert-like galaxies, gathering observed continuum polarizations from literature correlated with estimated inclinations of individual AGN. In Section 2, I investigate the different observational and numerical techniques used to estimate the inclination of 53 objects, and match the sources with their archival UV/optical polarization measurement, whenever it is feasible. To illustrate the significance of this catalogue when comparing models to observations, in Section 3, I pick four different, competitive AGN models from the literature and analyse them in the framework of this compendium. In Section 4, I review the successes and potential improvements of AGN modelling, explore the problematic, high polarization levels of peculiar type-1 objects and discuss possible bias on the estimation of inclination. Finally, conclusions are drawn in Section 5.

2 THE COMPENDIUM

While polarimetric measurement of AGN are difficult to obtain due to intrinsically low polarization degrees in type-1 objects (Berriman 1989; Berriman et al. 1990; Smith et al. 2002a) and flux dilution by unpolarized starlight in type-2s (Antonucci 2002a), it is more straightforward to measure polarization than to estimate the inclination of the system, as orientation is not easily derived directly from observations. Hence, the following sections present different techniques to infer the orientation of AGN (with potential caveats discussed in Section 4.3), the selection criteria used to select/remove estimated inclinations, corrections that have to be made to most of the Seyfert 2 AGN and the final compilation of data. For the remaining of this paper, the terminology 'inclination of the system' will refer to the nuclear, not the host, inclination.

2.1 Estimation of the system's inclination

Method A. Based on the tight correlation found by Gebhardt et al. (2000), Ferrarese & Merritt (2000) and Merritt & Ferrarese (2001) between the mass of the central supermassive black hole and the

bulge velocity dispersion in nearby galaxies, Wu & Han (2001) and Zhang & Wu (2002) developed a method to derive the inclination angle of nearby Seyfert 1 AGN. By assuming a Keplerian motion of the LIL BLR and a similar mass/velocity dispersion between type-1 AGN and regular galaxies, they estimated the orientation angles i for a variety of Seyfert 1 objects, with associated errors calculated from the uncertainties of both the black hole mass (obtained by reverberation mapping techniques; Blandford & McKee 1982) and the measured velocity dispersion.

Method B. The inclination estimation of the Seyfert 1 galaxy ESO 323-G077 comes from the optical spectropolarimetric measurement achieved by Schmid, Appenzeller & Burch (2003), who detected very high levels of linear polarization (up to 7.5 per cent at 3600 Å). Within the framework of the unified model, those levels are inconsistent with the polarization degrees produced by an object seen in the polar orientation (Marin et al. 2012c). Schmid et al. (2003) argued that the system must be partially hidden by the dusty torus and tilted by $\sim 45^\circ$ with respect to the observer's line of sight to produce such a high polarization degree. The same method was previously applied to Fairall 51 (continuum polarization 4.12 ± 0.03 per cent) by Schmid et al. (2001), who also derived an inclination of $\sim 45^\circ$.

Method C. An increasing amount of X-ray bright, type-1 AGN shows an asymmetrically blurred emission feature at 6.4 keV, associated with iron fluorescence in near-neutral material (Reeves et al. 2006). Interestingly, the line broadening caused by Doppler effects and gravitational plus transverse redshifts can be used to numerically probe the inclination of the system (Fabian et al. 1989). In Nandra et al. (1997), this characteristic line profile is equally fitted within a Schwarzschild or a Kerr metric (even if recent modelling seems to favour maximally rotating black holes in the centre of type-1 AGN; Bambi 2011, 2013), giving a mean Seyfert 1 inclination of 30° .

Method D. Constraints on the inclination of NGC 1097 are derived by Storchi-Bergmann et al. (1997), who applied an eccentric accretion ring model to the observed broad, double-peaked Balmer emission lines. Between 1991 and 1996, the double-peaked H α line of NGC 1097 evolved from a red-peak dominance (Storchi-Bergmann, Baldwin & Wilson 1993) to a nearly symmetrical profile (Storchi-Bergmann et al. 1995) and up to a blue-peak dominance (Storchi-Bergmann et al. 1997). This line profile evolution can be explained by a refinement of the precessing, planar, elliptical accretion-ring model developed by Storchi-Bergmann et al. (1995) and Eracleous et al. (1995), to fit the data using an eccentric accretion disc inclined by 34° .

Method E. Hicks & Malkan (2008) measured the two-dimensional distribution and kinematics of the molecular, ionized, and highly ionized gas in the inner regions of a sample of radio-quiet, type-1 AGN using high spatial resolution, near-infrared (IR) spectroscopy. Based on a model developed by Macchetto et al. (1997), they assumed that a gravitational well, created by the combined action of a central supermassive black hole and a distant stellar population, is driving the circular motion of a coplanar thin disc, reproducing the observed emission line gas kinematics. Exploring four free parameters (disc inclination, position angle of its major axis, black hole mass and mass-to-light ratio), Hicks & Malkan (2008) statistically estimated the inclination of NGC 3227, NGC 4151 and NGC 7469 using a Bootstrap Gaussian fit (Efron 1979).

Method F. To determine the inclination of a sample of nearby AGN, Fischer et al. (2013) explored the three-dimensional geometry and

Table 1. Selected (i_{sel}) and rejected (i_{rej}) nuclear inclinations according to the selection criteria presented in Section 2.1.

Object	Type	$i_{\text{sel}} (\circ)$	$i_{\text{rej}} (\circ)$
3C 120	1	$22.0^{+9.3}_{-7.7}$ (Wu & Han 2001)	88^{+2}_{-1} (Nandra et al. 1997)
Fairall 9	1	35.0 (Zhang & Wu 2002)	89^{+1}_{-49} (Nandra et al. 1997)
IC 4329A	1	$10^{+13.0}_{-10.0}$ (Nandra et al. 1997)	5.0 (Zhang & Wu 2002)
Mrk 279	1	35.0 (Fischer et al. 2013)	13.0 (Zhang & Wu 2002)
Mrk 509	1	19.0 (Zhang & Wu 2002)	89^{+1}_{-89} (Nandra et al. 1997)
NGC 3227	1	14.2 ± 2.5 (Hicks & Malkan 2008)	15.0 (Fischer et al. 2013)
			21^{+7}_{-21} (Nandra et al. 1997)
			$37.5^{+17.3}_{-25.4}$ (Wu & Han 2001)
NGC 3516	1	26^{+3}_{-4} (Nandra et al. 1997)	38.3 ± 7.6 (Wu & Han 2001)
NGC 3783	1	15.0 (Fischer et al. 2013)	40^{+12}_{-40} (Nandra et al. 1997)
			38.0 (Zhang & Wu 2002)
NGC 4051	1	$19.6^{+10.4}_{-6.6}$ (Wu & Han 2001)	25^{+12}_{-4} (Nandra et al. 1997)
			10.0 (Fischer et al. 2013)
NGC 4151	1	9^{+18}_{-9} (Nandra et al. 1997)	19.8 ± 2.9 (Hicks & Malkan 2008)
			45 (Fischer et al. 2013)
			$60^{+30}_{-30.6}$ (Wu & Han 2001)
NGC 5548	1	$47.3^{+7.6}_{-6.9}$ (Wu & Han 2001)	10^{+80}_{-10} (Nandra et al. 1997)
NGC 7469	1	15.0 ± 1.8 (Hicks & Malkan 2008)	20^{+70}_{-20} (Nandra et al. 1997)
			13.0 (Zhang & Wu 2002)
NGC 1068	2	70.0 (Hönig et al. 2007)	85.0 (Fischer et al. 2013)

kinematics of the narrow-line regions (NLRs) of AGN, observing both type-1 and type-2 objects. Resolved by [O III] imaging and long-slit spectroscopy, most of the AGN show a bi-conical structure which can be morphologically and kinematically constrained. However, to extract information about the AGN orientation, a kinematic model must be generated. Using uniform, hollow, bi-conical models with sharp edges, Fischer et al. (2013) were able to statistically derive a set of morphological parameters (including orientation) for 17 objects out of 53.

Method G. Relatively bright and situated in the nearby Universe, NGC 1068 is an archetypal Seyfert 2 galaxy, observed during the last fifty years. Taking advantage of past near and mid-IR photometric and interferometric observations (Jaffe et al. 2004; Wittkowski et al. 2004), Hönig et al. (2007) applied a three-dimensional radiative transfer code to a clumpy, dusty structure in order to reproduce the observed spectral energy distribution (SED). Among new constraints on the bolometric luminosity and the IR optical depth of the torus, Hönig et al. (2007) estimated the overall inclination of NGC 1068 to be close to 70°.

Method H. Borguet & Hutsemékers (2010) examined the generation of C IV line profiles in broad absorption line (BAL) quasars using a two-component wind model. By modelling a structure based on stellar wind laws and composed of axisymmetric, polar and equatorial outflows filled with 2-level atoms, they succeeded to reproduce a large set of BAL profiles and concluded that the viewing angle to the wind is generally large. Unfortunately, degeneracies in line profile fitting do not allow stronger constraints.

Method I. Finally, Wills et al. (1992) investigated their own polarimetric and photometric observations of the type-2 quasar IRAS 13349+2438 in the context of an axisymmetric distribution of scatterers to explain the alignment of polarization with the major axis of the host galaxy. Using a model of a dusty disc parallel to the plane of the galaxy, similar to a usual dusty torus, surrounding the

continuum source and the LIL BLR, they showed that both the observed polarization in the continuum and in the broad H α line could be reproduced if the inclination of the observer is about 52° with respect to the symmetry axis of their model.

2.2 Selection criteria

Once inclinations are obtained, I match them with UV/optical spectropolarimetric measurements, whenever it was possible. The methods presented in Section 2.1 derive about 100 AGN orientations but only 53 of them have published continuum polarization measurements. Moreover, not all of the estimated inclinations are unique and a selection has to be done whenever two methods, or more, give different estimations for the same AGN. Table 1 lists discrepancies of duplicate inclinations. Reasons for the choice of a given inclination are discussed below.

3C 120. The inclination of 3C 120 found by Nandra et al. (1997), $i = 88^{+2}_{-1}$, is rejected in favour of the estimation by Wu & Han (2001), who found $i = 21^{+9.3}_{-7.7}$, a result in a better agreement with the type-1 classification of 3C 120.¹

Fairall 9. Due to the huge error bars derived by Nandra et al. (1997) on the orientation of Fairall 9 (89^{+1}_{-49}), covering the full permitted range of inclination for a type-2 object plus a fraction of the permitted range of type 1s, the viewing angle computed by Zhang & Wu (2002) is favoured.

IC 4329A. The inclination derived by Zhang & Wu (2002) in the case of IC 4329A (5°) is compatible within the error bars of the

¹ 3C 120 is a type-1, broad-line, X-ray bright radio galaxy showing an episodic superluminal jet outflow (Marscher et al. 2002). 3C 120 is sometimes included in radio-quiet AGN surveys as its X-ray spectrum shows a strong relativistic iron K α emission (Nandra et al. 1997).

estimation computed by Nandra et al. (1997). The latest ($10^{\circ+13.0}_{-10.0}$) is thus selected in order to concur with the two values.

Mrk 279. Estimated inclinations of Mrk 279 are rather different between Zhang & Wu (2002), $i = 13^{\circ}0$, and Fischer et al. (2013), $i = 35^{\circ}0$, especially since they do not have overlapping error bars. The inclination derived by Fischer et al. (2013) is favoured as Zhang & Wu (2002) were not able to recover the measured stellar velocity dispersion of Mrk 279 and had to estimate it from the [O III] emission line, introducing another potential bias in their final AGN orientation.

Mrk 509. The inclination estimated by Nandra et al. (1997) covers the whole range of inclination possible for an AGN ($89^{\circ+1}_{-89}$) and therefore does not make much sense. The inclination of Mrk 509 by Zhang & Wu (2002) is thus selected.

NGC 3227. There are four different estimations for the viewing angle of NGC 3227. Two have very large error bars (Nandra et al. 1997; Wu & Han 2001) overlapping the two others estimates by Hicks & Malkan (2008) and Fischer et al. (2013). Since the two later inclinations are very similar but from totally different estimation methods, they are likely to be representative of the real inclination of NGC 3227. Hence I favour the one of Hicks & Malkan (2008), 14.2 ± 2.5 , which agrees with the value found by Fischer et al. (2013), $15^{\circ}0$.

NGC 3516. The values estimated by Nandra et al. (1997), $i = 26^{\circ+3}_{-4}$, and Wu & Han (2001), $i = 38.3 \pm 7.6$, are not overlapping but still very close to each other. However, provided that Wu & Han (2001) had to artificially estimate the errors on the black hole mass for NGC 3516 while Nandra et al. (1997) derived it from their simulation, the estimation made by Nandra et al. (1997) is used.

NGC 3783. Similarly to the case of Mrk 279, estimations of the orientation of NGC 3783 are rather different between Zhang & Wu (2002) and Fischer et al. (2013) and, for the same reasons, the value derived by Fischer et al. (2013) is selected. The inclination recovered by Nandra et al. (1997) for NGC 3783, covering the whole possible inclination range for type-1 objects, is discarded.

NGC 4051. Both estimations made by Nandra et al. (1997), $i = 25^{\circ+12}_{-4}$, and Wu & Han (2001), $i = 19.6^{\circ+10.4}_{-6.6}$, are compatible and their error bars nearly fully overlap. The viewing angle taken from Wu & Han (2001) having slightly higher error bars, this value is chosen to fully concur with the estimations from Nandra et al. (1997) and to be representative of the value derived by Fischer et al. (2013), $10^{\circ}0$.

NGC 4151. The inclination angle of NGC 4151 derived by Wu & Han (2001) is not considered due to its huge error bars that cover two thirds of the possible AGN inclinations ($60^{\circ+30}_{-30.6}$). The overlapping values, from different methods, found by Nandra et al. (1997), $9^{\circ+18}_{-9}$, and Hicks & Malkan (2008), 19.8 ± 2.9 , exclude the fourth one derived by Fischer et al. (2013), $45^{\circ}0$. Finally, the estimation made by Nandra et al. (1997) is preferred as it fully covers the potential inclination calculated by Hicks & Malkan (2008).

NGC 5548. Similar to the case of Mrk 509, the inclination of NGC 5548 evaluated by Nandra et al. (1997), $i = 10^{\circ+80}_{-10}$, is rejected in favour of the one derived by Wu & Han (2001), $i = 47.3^{\circ+7.6}_{-6.9}$.

NGC 7469. The viewing angle derived by Zhang & Wu (2002) is consistent with the one derived by Hicks & Malkan (2008), within the error bars of the later. The inclination of NGC 7469 estimated by Nandra et al. (1997) is not worth considering due to its huge error bars ($20^{\circ+70}_{-20}$).

NGC 1068. Finally, the estimations of Fischer et al. (2013) and Hönig et al. (2007) are different and do not overlap. However, the inclination derived by Hönig et al. (2007) is supported by the three-dimensional structure of the nuclear region of NGC 1068 reconstructed by Kishimoto (1999) using a different set of observations. As Kishimoto (1999) derived a similar, $\sim 70^{\circ}$, inclination, the estimation of Hönig et al. (2007) is thus favoured.

2.3 Revisited polarization of Seyfert 2s

Similarly to the inclination estimates in the previous section, I have found for a very few number of objects several continuum polarization measurements achieved by different authors. The level of polarization and the polarization position angle (measured from north through east) were coherent between the different observing campaigns, regardless of the epoch. I have thus favoured polarimetric measurement from Seyfert atlases (Martin et al. 1983; Brindle et al. 1990; Kay 1994; Ogle et al. 1999; Smith et al. 2002a).

However, not all of these measurements are reliable. Most, if not all, type-2 AGN are dominated by relatively large, unpolarized starlight fluxes (Antonucci 2002b). Removing the contribution from old stellar populations drastically increases the resulting continuum polarization but previous polarimetric type-2 atlases still recorded low, 1–3 per cent, polarization degrees (Martin et al. 1983; Kay 1994; Smith et al. 2002b). Such behaviour is in disagreement with the unified model, where radiation escapes from the inner parts of the obscuring equatorial torus by perpendicular scattering into the polar outflows, carrying a large amount of polarization (Antonucci 1993). High polarization percentages are thus expected, but not observed, for type-2 objects (Miller & Goodrich 1990). Miller & Goodrich (1990) reported that even after starlight subtraction, the remaining continuum is dominated by another component responsible for dilution of the polarized flux, now identified as originating from starburst regions. To estimate the continuum polarization of a given object after corrections for the interstellar polarization and dilution by host galaxy starlight, Tran (1995a,b,c) proposed to measure the equivalent width (EW) of the broad Balmer lines in both intensity and polarized flux spectra, since polarized flux spectra have the advantage to suppress low polarization emission from starlight and narrow emission lines. If no additional unpolarized, or very little polarized, continuum superimposes on the polarization originating from the scattered light alone, the intrinsic polarization in the line and the adjacent continuum should be equal. This is the case for NGC 1068, where the broad lines have the same polarization as the continuum (Antonucci, Hurt & Miller 1994). Unfortunately, nearly all the remaining measurements of type-2 AGN polarization are likely to be biased downward.

In the following I revisit and, when necessary and possible, revise the estimated continuum polarization of type-2 objects to be included in the compendium. The best way to estimate the continuum polarization due only to scattered light is to divide the polarized flux by the total flux across the broad emission lines, as suggested by Tran (1995c) and Antonucci (2002a). Only the broad lines polarization is a reliable indicator of the polarization of the scattered component. However, by definition, broad lines are not detected in the total flux spectra of type-2s. To overcome this problem, I compare the typical EWs of type-1 polarized, broad, Balmer emission lines H α $\lambda 6563$ (EW ≈ 400 Å; Smith et al. 2002a) and H β $\lambda 4861$ (EW ≈ 80 Å; Young et al. 1997) to the EW of the polarized H α $\lambda 6563$ and H β $\lambda 4861$ lines of the compendium-selected Seyfert 2s. This is a first-order approximation, but it is justified by the fact

that the broad lines have the same EW in polarized flux in type-1 and type-2 AGN (Antonucci 2002b). If the ratio is equal to unity, the continuum polarization is correct; if larger than unity, the continuum must be revised by the same factor. In the case where no spectra are available to estimate the EW of broad emission lines in polarized flux, the continuum polarization reported by previous Seyfert atlases will be used as a lower limit (Goodrich & Miller 1994).

I revisit the polarization of the Circinus galaxy measured by Alexander et al. (2000), 1.9 per cent, using the only broad emission line detected in its polarized flux spectrum, namely $H\alpha \lambda 6563$ ($H\beta \lambda 4861$ being only marginally detected, $\sim 2\sigma$). The EW, estimated using a Lorentzian profile (Kollatschny & Zetzl 2012), is about 34 Å. From then, the ratio between type-1 $H\alpha$ EW (≈ 400 Å) and $EW_{H\alpha, \text{Circinus}}$ is equal to 11.8 and the resulting continuum polarization is equal to 22.4 per cent. Interestingly, Oliva et al. (1998) have derived a similar result (25 per cent) using a simple, numerical model applied to their own spectropolarimetric measurement of the Circinus galaxy.

Mrk 3 has been observed by Tran (1995a), who found after correction for interstellar polarization and dilution by starlight a continuum polarization of 7.0 per cent. Using $H\alpha \lambda 6563$ and $H\beta \lambda 4861$ as diagnostic lines from Tran (1995b), the EW of $H\alpha$ is estimated to be ~ 360 Å and $EW H\beta \sim 65$ Å. The ratio are 1.11 and 1.23, respectively. The scattered light is thus expected to have an intrinsic polarization of 7.77–8.61 per cent.

The small bump around 6563 Å in the percentage of polarization spectrum of NGC 1667 was attributed to the red wing of the $H\alpha + [\text{N II}]$ profile by Barth, Filippenko & Moran (1999), who consequently stated that no polarized $H\alpha$ emission have been detected. However, the polarization spectra are dominated by high noise levels, probably hiding the appearance of the broad wings of the line. The EW of the polarized $H\alpha \lambda 6563$ line is consequently very similar to the EW measured in the total flux spectrum, i.e. 14.3 Å. The resulting ratio, 28.0, can be used to account for an upper limit of the intrinsic continuum polarization, which is then set between 0.35 (Barth et al. 1999) and 9.8 per cent.

Both $H\alpha \lambda 6563$ and $H\beta \lambda 4861$ polarized broad lines can be detected in the polarized flux spectrum of NGC 4507 (Moran et al. 2000). The estimated EW are 165 Å ($H\alpha$) and 30 Å ($H\beta$), raising the continuum polarization from its initial value (6.1 per cent; Moran et al. 2000) to 14.8–16.3 per cent.

NGC 5506 has been observed by Kay (1994), who found a continuum polarization of 2.60 ± 0.41 per cent. From the spectropolarimetric measurements of a sample of nearby Compton-thin ($N_H < 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) Seyfert 2s, Lumsden, Alexander & Hough (2004) found no evidence for a broad $H\alpha \lambda 6563$ line in NGC 5506. They argued that the cause of non-detection of the broad lines in the polarized spectrum of this AGN can be due to an extended obscuring region rather than non-existence. I estimate an upper limit on the EW for the polarized $H\alpha \lambda 6563$ line (~ 10 Å) looking at the total flux spectrum and set the corrected polarization degree between 2.6 and 100 per cent.

Tran (1995b) measured the continuum polarization of NGC 7674 to be 3.8 per cent after removing the starlight contribution. From their spectra, I estimate the EW of the $H\alpha \lambda 6563$ and $H\beta \lambda 4861$ lines to be 208 Å and 40 Å, respectively. The ratio are 1.72 and 2.0, increasing the intrinsic polarization of the scattered light to 6.54–7.6 per cent.

NGC 1068 has proven to be remarkable in a sense that the polarization degree of its broad emission lines is similar to that of the continuum. This peculiar feature is also shared by the broad $H\alpha$

line/continuum polarization in IRAS 13349+2438 and no revisions are necessary for these two objects. The high level of polarization detected in Mrk 78 by Kay (1994), 21.0 ± 9.0 per cent, is significantly different from the rest of the sample and might face the same physical conditions, if not suffering from an upward bias (since polarization is a positive-definite quantity). The absence of spectra make it impossible to verify this assumption.

The polarization spectra of the seven BAL quasars extracted from Ogle et al. (1999), 0019+0107, 0145+0416, 0226–1024, 0842+3431, 1235+1453, 1333+2840 and 1413+1143, are too noisy to measure the EW of isolated broad emission lines in polarized flux. The few broad emission lines detected in total flux are either merged with some other lines ($L\alpha + N\text{V}$; $\text{Al III} + \text{C III}$), truncated or poorly resolved. Most of them are not even detected in polarized flux. The reported polarization continuum will then be used as lower limits.

Unfortunately, there are no detailed polarization spectra published so far for Mrk 34, Mrk 573, Mrk 1066 and NGC 5643.

Over the 20 type-2 AGN, 3 of them did not need any correction, 6 were revised and 11 can only be used as basic lower limits for the intrinsic polarization of the scattered light. Type-1 AGN, once corrected for starlight contribution, do not suffer from an additional dilution component and are thus directly exploitable. The detailed lists of the AGN sampled, with inclination matched to continuum polarization, are given in Tables 2 and 3, for type-1 and type-2 objects, respectively.

2.4 Inclination versus polarization

The resulting compendium, comparing the polarization percentage P versus the inclination i for 53 objects, is presented in Fig. 1. Type-1 AGN are shown in red, type-2 AGN in violet.

According to the inclination estimations, type-1 AGN cover a range of orientation from $i = 0^\circ$ (pole-on) to $i = 45^\circ$ – 60° , which is in agreement with the estimations of the overall half-opening angle of the system, $\theta > 58^\circ$, made by Osterbrock & Martel (1993) and Ho, Filippenko & Sargent (1995). Type-1 objects exhibit low polarization degrees (≤ 1 per cent), except for seven unusually, highly polarized sources (ESO 323-G077, Fairall 51, IC 4329A, MCG-6-30-15, Mrk 486, Mrk 766 and Mrk 1239). Those high levels of polarization are similar to the detection of polarization degrees up to 4 per cent in Mrk 231 (Gallagher et al. 2005), or in the Warm Infrared Ultraluminous AGN survey done by Hines (1994), but they still need to be explained (see Section 4.2). However, most of the type-1 sources collected here follow the empirical ascertainment, started with the observational surveys of Seyfert 1 AGN realized by Berriman (1989), Berriman et al. (1990) and Smith et al. (2002a): type-1 AGN predominantly show low levels of polarization, associated with polarization position angles roughly parallel² to the radio axis of the system (when radio axis measurements were available). It is particularly interesting to note that, among the seven polar scattering dominated AGN (with ‘perpendicular’ polarization) identified, five exhibit a polarization degree higher than 1 per cent. If a perpendicular polarization position angle can be explained by an increase of the opacity of the polar outflows (through which the observer’s

² Exceptions in the compendium are NGC 5548, Fairall 51, Mrk 486 (Smith et al. 2002a), ESO 323-G077, NGC 3227, and probably Mrk 766 and NGC 4593 (Batcheldor et al. 2011), which exhibit polarization position angles perpendicular to their radio axis.

Table 2. Recorded average continuum polarization states and inclinations of 33 type-1 AGN. The first reference column is related to polarization measurements, the second to estimations of the orientation. Methods used to determine the inclination of the system are described in Section 2.1. Legend: Mar83 – Martin et al. (1983); Sch85 – Schmidt & Miller (1985); Ber90 – Berriman et al. (1990); Bri90 – Brindle et al. (1990); Nan97 – Nandra et al. (1997); Sto97 – Storchi-Bergmann et al. (1997); Bar99 – Barth et al. (1999); Sch01 – Schmid et al. (2001); Wu01 – Wu & Han (2001); Smi02 – Smith et al. (2002a); Zha02 – Zhang & Wu (2002); Sch03 – Schmid et al. (2003); Hic08 – Hicks & Malkan (2008); Bat11 – Batcheldor et al. (2011); Fis13 – Fischer et al. (2013); and Ris13 – Risaliti et al. (2013).

Object	Waveband (Å)	Pol. degree (per cent)	Pol. angle (°)	Ref.	Inclination (°)	Ref.	Method
3C 120	3800–5600	0.92 ± 0.25	103.5 ± 7.9	Mar83	22.0 ^{+9.3} _{-7.7}	Wu01	A
Akn 120	3800–5600	0.65 ± 0.13	78.6 ± 5.7	Mar83	42.0	Zha02	A
Akn 564	6000–7500	0.52 ± 0.02	87.0 ± 1.3	Smi02	26.0	Zha02	A
ESO 323-G077	3600	7.5	84	Sch03	45.0	Sch03	B
Fairall 9	3800–5600	0.4 ± 0.11	2.4 ± 7.6	Mar83	35.0	Zha02	A
Fairall 51	4700–7200	4.12 ± 0.03	141.2 ± 0.2	Smi02	45.0	Sch01	B
IC 4329A	5000–5800	5.80 ± 0.26	42.0 ± 1.0	Bri90	10 ^{+13.0} _{-10.0}	Nan97	C
PG 1211+143	4700–7200	0.27 ± 0.04	137.7 ± 4.5	Smi02	31.0	Zha02	A
MCG-6-30-15	5000–5800	4.06 ± 0.45	120.0 ± 3.0	Bri90	34.0 ^{+5.0} _{-6.0}	Nan97	C
Mrk 79	3800–5600	0.34 ± 0.19	0.4 ± 16.2	Mar83	58.0	Zha02	A
Mrk 110	3200–8600	0.17 ± 0.08	18.0 ± 15.0	Ber90	37.4 ^{+9.2} _{-9.5}	Wu01	A
Mrk 279	6000–7500	0.48 ± 0.04	58.9 ± 2.4	Smi02	35.0	Fis13	F
Mrk 335	3800–5600	0.48 ± 0.11	107.6 ± 6.9	Mar83	20.0	Zha02	A
Mrk 478	3800–5600	0.46 ± 0.15	44.9 ± 9.5	Mar83	25.0	Zha02	A
Mrk 486	3800–5600	3.40 ± 0.14	136.8 ± 1.2	Mar83	16.0	Zha02	A
Mrk 509	3800–5600	1.09 ± 0.15	146.5 ± 4.0	Mar83	19.0	Zha02	A
Mrk 590	3800–5600	0.32 ± 0.30	105.9 ± 26.6	Mar83	17.8 ^{+6.1} _{-5.9}	Wu01	A
Mrk 705	4700–7200	0.46 ± 0.07	49.3 ± 6.5	Smi02	16.0	Zha02	A
Mrk 707	3800–5600	0.20 ± 0.24	140.9 ± 52.0	Mar83	15.0	Zha02	A
Mrk 766	4500–7100	3.10 ± 0.80	90.0	Bat11	36.0 ^{+8.0} _{-7.0}	Nan97	C
Mrk 841	4500–7500	1.00 ± 0.03	103.4 ± 1.0	Smi02	26.0 ^{+8.0} _{-5.0}	Nan97	C
Mrk 896	3800–5600	0.55 ± 0.13	1.9 ± 7.1	Mar83	15.0	Zha02	A
Mrk 1239	3800–5600	4.09 ± 0.14	136.0 ± 1.0	Mar83	7.0	Zha02	A
NGC 1097	5100–6100	0.26 ± 0.02	178 ± 2.0	Bar99	34.0	Sto97	D
NGC 1365	5000–5900	0.91 ± 0.18	157 ± 6.0	Bri90	57.5 ± 2.5	Risa13	C
NGC 3227	5000	1.3 ± 0.1	133 ± 3.0	Sch85	14.2 ± 2.5	Hic08	E
NGC 3516	4500–7500	0.15 ± 0.04	30.1 ± 8.0	Smi02	26 ⁺³ ₋₄	Nan97	C
NGC 3783	4500–7500	0.52 ± 0.02	135.5 ± 1.0	Smi02	15.0	Fis13	F
NGC 4051	4500–7500	0.55 ± 0.04	82.8 ± 1.8	Smi02	19.6 ^{+10.4} _{-6.6}	Wu01	A
NGC 4151	4600–7400	0.26 ± 0.08	62.8 ± 8.4	Mar83	9 ⁺¹⁸ ₋₉	Nan97	C
NGC 4593	6000–7600	0.14 ± 0.05	109.5 ± 10.8	Smi02	21.6 ± 10.5	Wu01	A
NGC 5548	6000–7500	0.69 ± 0.01	33.2 ± 0.5	Smi02	47.3 ^{+7.6} _{-6.9}	Wu01	A
NGC 7469	6000–7500	0.18 ± 0.01	76.8 ± 1.7	Smi02	15.0 ± 1.8	Hic08	E

line of sight is passing), it is more difficult to explain such high P at inclinations below 45° (Marin et al. 2012c).

In the case of type-2 AGN, objects show perpendicular polarization position angles associated with higher polarization percentages, not uncommonly >7 per cent (after first-order correction for the intrinsic continuum polarization). As electron-induced P depends on the cosine square of the scattering angle, Seyfert galaxies seen edge-on are expected to be intrinsically more polarized (Miller & Antonucci 1983; Brindle et al. 1990; Kay 1994). Radiation scatters perpendicularly on to the ionized, polar outflows detected in type-2 AGN, leading to higher polarization percentages than at polar inclinations, where the combination of forward scattering and dilution by the unobscured nucleus diminishes the net polarization. A clear estimation of the average polarization percentage of Seyfert 2 objects remains problematic since most of the quoted values are lower limits. However, the trend is that P seems to increase with inclination, with a possible decrease at extreme type-2 inclinations that has to be properly observed by future, rigorous measurements of

the scattered light alone. The overall inclination of Seyfert 2 AGN lies between 60° and 90° (edge-on).

No clear polarization break is detected at the transition angles (45°–60°) between type-1 and type-2 objects; P increases continuously from pole-on to edge-on view. Note that the range of orientation that separates type-1 and type-2 Seyfert galaxies is not artificially enhanced by the selection criteria (see Section 2.2), as none of the rejected inclinations cover the 45°–60° range. However, the reader is advised to note that possible bias in the estimation of i may shift some objects to different inclination values. ESO 323-G077 (type-1), NGC 1365 (type-1), IRAS 13349+2438 (type-2) and the Circinus galaxy (ESO 97-G13, type-2) are in the intermediate zone between the two classifications. While the type-2 classification of the Circinus galaxy is undisputed, the cases of ESO 323-G077, NGC 1365 and IRAS 13349+2438 are more ambiguous. Spectropolarimetric observations achieved by Schmid et al. (2003) showed that, at least, a fraction of the inner region of ESO 323-G077 must be hidden behind the torus horizon, classifying this AGN as a

Table 3. Recorded average continuum polarization states and inclinations of 20 type-2 AGN. The first reference column is related to polarization measurements, the second to estimations of the orientation. Methods used to determine the inclination of the system are described in Section 2.1. Legend: Mill83 – Miller & Antonucci (1983); Bri90 – Brindle et al. (1990); Wil92 – Wills et al. (1992); Kay94 – Kay (1994); Tra95 – Tran (1995a); Bar99 – Barth et al. (1999); Ogl99 – Ogle et al. (1999); Ale00 – Alexander et al. (2000); Mor00 – Moran et al. (2000); Hon07 – Hönig et al. (2007); Bor10 – Borguet & Hutsemékers (2010); and Fis13 – Fischer et al. (2013).

Object	Waveband (Å)	Pol. degree (per cent)	Pol. angle (°)	Ref.	Inclination (°)	Ref.	Method
0019+0107	4000–8600	> 0.98	35.0 ± 0.5	Ogl99	90.0	Bor10	H
0145+0416	1960–2260	> 2.14	126.0 ± 1.0	Ogl99	80.0	Bor10	H
0226-1024	4000–8600	> 1.81	167.1 ± 0.2	Ogl99	87.0	Bor10	H
0842+3431	4000–8600	> 0.51	27.1 ± 0.6	Ogl99	78.0	Bor10	H
1235+1453	1600–1840	> 0.75	175.0 ± 12.0	Ogl99	76.0	Bor10	H
1333+2840	4000–8600	> 4.67	161.5 ± 0.1	Ogl99	80.0	Bor10	H
1413+1143	4000–8600	> 1.52	55.7 ± 0.9	Ogl99	88.0	Bor10	H
Circinus	5650–6800	22.4–25.0	45.0	Ale00	65.0	Fis13	F
IRAS 13349+2438	3200–8320	23–35	124.0 ± 5.0	Wil92	52.0	Wil92	I
Mrk 3	5000	7.77–8.61	167.0	Tra95	85.0	Fis13	F
Mrk 34	3200–6200	> 3.92	53.0 ± 4.5	Kay94	65.0	Fis13	F
Mrk 78	3200–6200	21.0 ± 9.0	75.3 ± 11.2	Kay94	60.0	Fis13	F
Mrk 573	3200–6200	> 5.56	48.0 ± 2.0	Kay94	60.0	Fis13	F
Mrk 1066	3200–6200	> 1.99	135.1 ± 2.6	Kay94	80.0	Fis13	F
NGC 1068	3500–5200	16.0 ± 2.0	95.0	Mill83	70.0	Hon07	G
NGC 1667	5100–6100	0.35–9.8	94.0 ± 1.0	Bar99	72.0	Fis13	F
NGC 4507	5400–5600	14.8–16.3	37.0 ± 2.0	Mor00	47.0	Fis13	F
NGC 5506	3200–6200	> 2.6	72.8 ± 4.5	Kay94	80.0	Fis13	F
NGC 5643	5000–5900	> 0.75	57.0 ± 9.0	Bri90	65.0	Fis13	F
NGC 7674	3200–6200	6.54–7.6	31.0	Tra95	60.0	Fis13	F

borderline Seyfert 1 galaxy. NGC 1365 is another intriguing, borderline object, showing rapid transition between Compton-thin and Compton-thick regimes due to X-ray eclipses (Risaliti et al. 2005). Such behaviour leads to a difficult classification of NGC 1365, either type-1 (Schulz, Knake & Schmidt-Kaler 1994), type-1.5 (Veron et al. 1980), type-1.8 (Alloin et al. 1981; Risaliti et al. 2005) or even type-2 (Chun 1982; Rush, Malkan & Spinoglio 1993). The case of IRAS 13349+2438 is somewhat similar to the previous object. The H β line width measured by Lee et al. (2013) favours a type-2 classification, an argument in contradiction with Brandt, Fabian & Pounds (1996) who found that IRAS 13349+2438 shares many properties with narrow-line Seyfert 1s, though they noted that this object must have a peculiar geometry. Such statement is supported by the spectropolarimetric observations realized by Wills et al. (1992), who have shown that the observer’s line of sight is probably intercepting part of the equatorial dusty material, classifying IRAS 13349+2438 as a borderline type-2 AGN. Thus, from a polarimetric point of view and if its estimated inclination is correct, the Circinus galaxy should be considered as a borderline Seyfert 2 object.

3 POLARIZATION PREDICTIONS FROM THEORETICAL MODELS

A direct application of this polarization/inclination study concerns radiative transfer in numerical AGN models. While more recent simulations tend to complexify in terms of morphology, composition and kinematic, testing the relevance of a model against observations is a significant consistency check. In the following section, I run Monte Carlo simulations on four different AGN models from the literature and compare the polarimetric results to the compendium.

Simulations of emission, multiple scattering and radiative coupling in complex AGN environments were achieved using STOKES

(Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012c), a public³ Monte Carlo code including scattering-induced polarization. The results presented hereafter are representative of each different model, characterized by a unique set of parameters. The resulting wavelength-independent polarization percentage is integrated over 2000 to 8000 Å. For consistency, the same input spectrum is used for all the models, namely an isotropic source emitting an unpolarized spectrum with a power-law SED $F_* \propto \nu^{-\alpha}$ ($\alpha = 1$). Finally, an important condition on the models investigated below is that, at least, they reproduce the expected polarization dichotomy (i.e. parallel polarization position angles for type-1 inclinations and perpendicular polarization position angles for type-2s).

3.1 Three-component AGN

According to the axisymmetric unified model (Antonucci 1993), the central supermassive black hole and its accretion disc, that radiates most of its bolometric luminosity in the UV/optical bands, are obscured by an equatorial, dusty torus. A common hypothesis is that the funnel of the torus collimates ejection winds in the form of a bi-conical polar outflow. Past spectropolarimetric models of AGN, composed by a central irradiating source, a dusty torus and a bi-conical, electron-filled wind, showed that only perpendicular polarization (with respect to the symmetry axis of the torus) can emerge (Kartje 1995; Marin et al. 2012c). To introduce the production of parallel polarization in polar viewing angles, a third, equatorial region lying between the torus and the source has been proposed (Antonucci 1984; Young 2000). This highly ionized, geometrically thin disc can be associated with the accretion flow between the torus and the BLR (Young 2000; Goosmann & Gaskell

³ <http://www.stokes-program.info/>

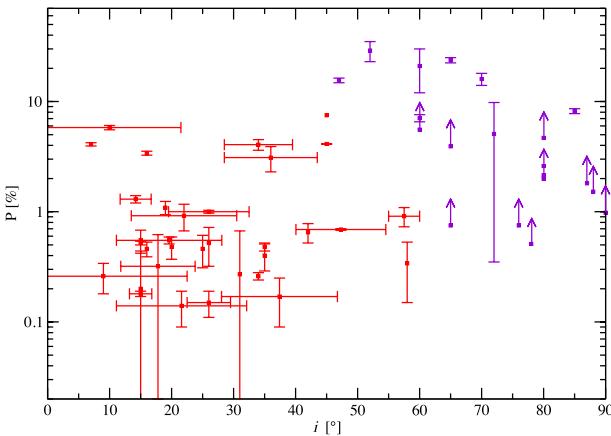


Figure 1. The polarization degree P is plotted versus the AGN inclination i . Type-1 Seyfert-like galaxies are shown in red, type-2 objects in violet.

2007) and is necessary to reproduce the observed polarization dichotomy (Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012c).

Following the parametrization from Marin et al. (2012c), the central, unpolarized source is surrounded by an equatorial, scattering flared disc with a half-opening angle of 20° with respect to the equatorial plane and a Thomson optical depth in the V band of $\tau_{\text{disc}} = 1$. Along the same plane, an optically thick ($\tau_{\text{torus}} \gg 1$), dusty torus, filled with a standard ‘Milky Way’ dust mixture (Mathis, Rumpl & Nordsieck 1977) prevents radiation to escape along the equator. An hourglass-shaped, electron-filled region ($\tau_{\text{wind}} = 0.3$) accounts for the polar ejection flow. The torus and the collimated ionized wind sustain the same half-opening angle, 60° with respect to the symmetry axis of the model, see Fig. 2 (top). The reader may refer to Marin et al. (2012c) for further details about the model.

The wavelength-integrated polarization spectrum of the three-component model is shown in Fig. 2 (bottom). From 0° to 60° (where the transition between type-1 and type-2 classification occurs), the three-component model successfully reproduces the average polarization level expected from type-1 AGN (i.e. $P \leq 1$ per cent) as well as a parallel polarization position angle. P rises from pole-on view to intermediate inclination without exceeding 1 per cent. When the observer’s line of sight crosses the torus height, P decreases. This is due to the competition between parallel polarization produced by the equatorial, scattering disc and perpendicular polarization originating from the torus/polar regions, cancelling each other. Such behaviour is expected in any axisymmetric model and P may decrease down to zero, depending on the global morphology of the system. Once the equatorial, electron-filled disc disappears behind the torus horizon, P strongly increases, up to 30 per cent, as radiation becomes dominated by perpendicular, Thomson scattering inside the polar outflows. The resulting polarization is not high enough in the 45° – 65° range and becomes too strong at large inclinations to fit the majority of type-2 objects.

3.2 Four-component AGN

A three-component model produces too much polarization at extreme type-2 inclinations. A natural way to decrease the amount of P is to add an absorbing medium to the previous model. We know from observations that, beyond the dust sublimation radius, the ionized outflows merge continuously with the dusty environment of the host galaxy, forming the so-called (low-density) NLR (Capetti et al. 1996, 1999). The next step is then to investigate, in the framework

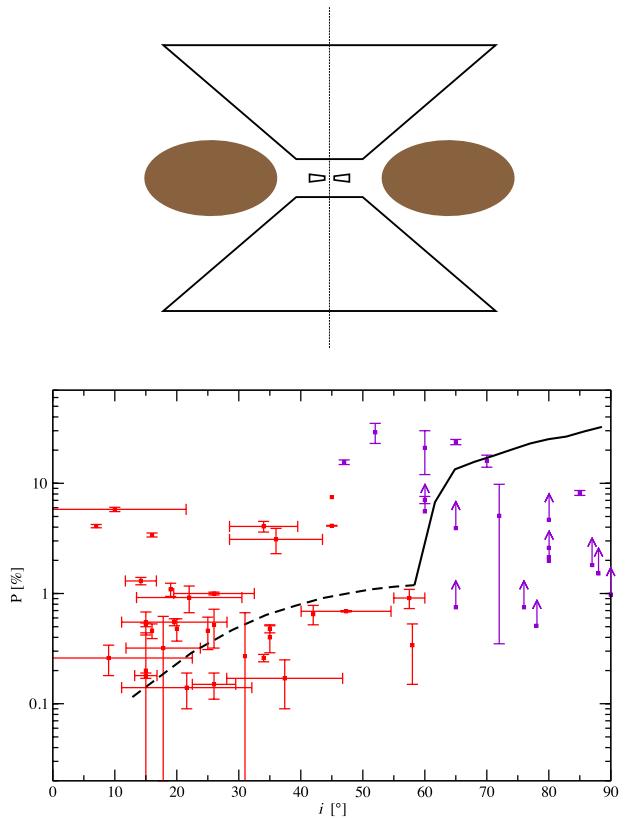


Figure 2. Top: schematic view of the three-component model. The dusty torus is shown in dark brown. Bottom: the resulting polarization (black line) of a three-component model (see Marin et al. 2012c) is plotted against observations. The dashed section corresponds to parallel polarization, the solid line to perpendicular polarization.

of this compendium, the polarization signature of a four-component model that includes a dust-filled, low opacity ($\tau_{\text{NLR}} = 0.3$) NLR (Marin & Goosmann 2012). I used the same parametrization as in Section 3.1, with the NLR bi-cone sustaining the same half-opening angle as the ionized outflows (Fig. 3, top).

The addition of NLR into the modelling of an AGN does not strongly impact the overall polarization signature. It slightly decreases the net polarization in type-1 viewing angles (see Fig. 3, bottom) but does not alter its polarization position angle due to the large opening angle of the torus. However, the possibility to reach polarization degrees of few per cent (such as for IC 4329A, MCG-6-30-15 or Mrk 766) becomes less likely due to absorption. The transition between parallel and perpendicular polarization occurs at the same inclination but the net polarization is lower, due to absorption. Finally, in comparison with observations, P is found to be still too small between $45^\circ < i < 65^\circ$ ($P \sim 1$ – 10 per cent).

3.3 Fragmented media

Optical and UV observations of the NLR of NGC 1068 (Evans et al. 1991; Capetti et al. 1995a; Capetti, Macchetto & Lattanzi 1997; Packham et al. 1997) revealed the presence of many knots of different luminosity in the outflowing gas that can be attributed to inhomogeneities of the medium. Similar results are found for other sources (e.g. Mrk 3; Capetti et al. 1995b), strengthening the idea that AGN outflows may not be a continuous flow (Dai & Wang 2008). Due to the torus compactness, there is less direct evidence for a clumpy torus and most of the suppositions about the

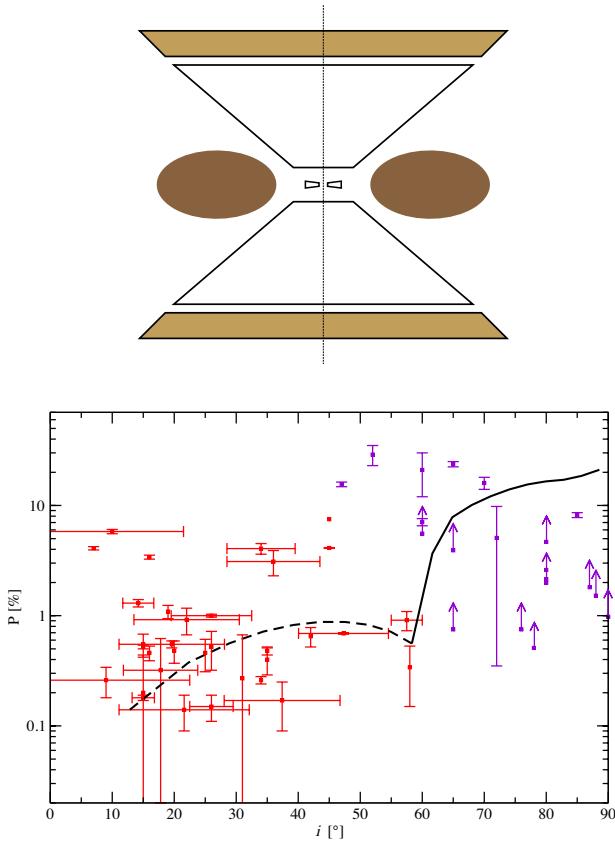


Figure 3. Top: schematic view of the four-component model. The model is the same as the three-component one with the addition of dusty NLR (shown in light brown). Bottom: the resulting polarization (black line) of a four-component model (see Marin & Goosmann 2012) is plotted against observations. The dashed section corresponds to parallel polarization, the solid line to perpendicular polarization.

fragmented nature of the circumnuclear matter comes from numerical simulations (Pier & Krolik 1992, 1993; Nenkova, Ivezić & Elitzur 2002).

I now investigate a model in which the ionization cones are fragmented, while maintaining a compact dusty torus and an equatorial, scattering disc responsible for the production of parallel polarization. The equatorial disc and the circumnuclear dusty region retain the same morphological and composition parameters as in Sections 3.1 and 3.2. The fragmented outflows now consist of 2000 electron-filled spheres of constant density ($\tau_{\text{spheres}} = 0.3$; Ogle et al. 2003) and radius (filling factor ~ 5 per cent). The filling factor is evaluated by summing up the volume of the clumps and dividing the total by the volume of the same unfragmented bi-conical NLR. A schematic view of the model is presented in Fig. 4 (top).

Similarly to the three and four-component models, a clumpy AGN (Fig. 4, bottom) reproduces both the low polarization levels and the expected polarization position angle in type-1 orientations. However, due to multiple scattering on the outflow's clumps increasing the polarization degree, and gaps along the type-1 line of sights that allow a direct view of the electron disc, the net polarization percentage is higher, up to 2 per cent for intermediate inclinations. This level is still not sufficient to reproduce the observed polarization of highly polarized type-1 objects, but a fragmented medium enables higher polarization degrees for type-1 modelling. Fragmentation also impacts the inclination at which perpendicular polarization starts to dominate the production of parallel polariza-

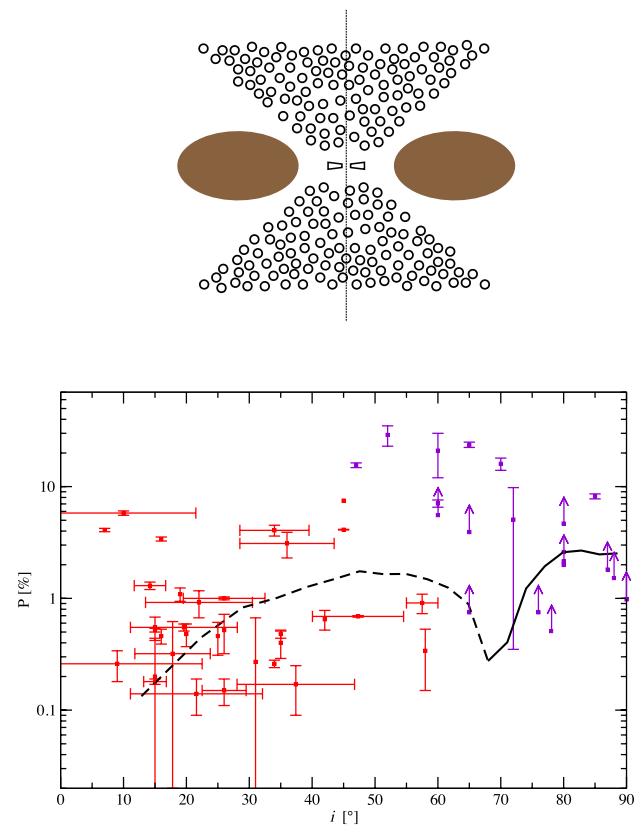


Figure 4. Top: schematic view of the clumpy model. The torus and the equatorial disc are the same as in Fig. 2. Bottom: the resulting polarization (black line) of a clumpy model is plotted against observations. The dashed section corresponds to parallel polarization, the solid line to perpendicular polarization.

tion, but the resulting transition inclination is not consistent with the observed polarization position angle of type-2 AGN. At type-2 inclinations, P is much lower ($P < 3$ per cent) than in previous modellings due to the enhanced escape probability from the outflows. A fragmented model can match the lower limit on polarization of a large fraction of type-2 AGN but fails to reproduce the high continuum polarization of NGC 1068, Mrk 78, IRAS 13349+2438 or the Circinus galaxy. However, the cloudlet distribution is probably different for each individual object and should be adapted case by case, i.e. by increasing/decreasing the filling factor. By increasing the filling factor of the clumpy outflows, the model will start to behave like the AGN model presented in Section 3.1, strengthening the production of perpendicular polarization at type-2 viewing angles and matching higher polarization percentages.

3.4 A structure for quasars

The hydrostatic equilibrium hypothesis, postulated for the equatorial, toroidal region, is slowly evolving. Based on the pioneering work done by Blandford & McKee (1982), a hydrodynamical scenario is now considered as an alternative to the usual dusty torus, involving clumps of dusty matter embedded in a hydromagnetic disc-born wind (see Elitzur & Shlosman 2006, and references therein). Elvis (2000) took advantage of this scenario to build a model which attempts to explain the broad and narrow absorption line regions, as well as the broad emission line region, of type-1 quasars. In its phenomenologically derived structure, a flow of warm, highly ionized

matter (WHIM) arises from an accretion disc in a narrow range of radii, bent outward and driven into a radial direction by radiation pressure. The model of Elvis (2000) was recently explored by Marin & Goosmann (2013a,b,c), who proposed a number of adjustments to match observed polarization data in the UV and optical bands.

To explore the consistency of the model described by Elvis (2000) and modified by Marin & Goosmann (2013a), I plotted in Fig. 5 (bottom) the adjusted model proposed by Marin & Goosmann (2013a). The WHIM bending angle is set to 45° and its collimation angle to 3° . It arises at a distance $r = 0.0032$ pc from the central source and extends up to 0.032 pc. The Thomson optical depth at the outflow's base and inside the conical, outflowing direction are, respectively, set to $\tau_{\text{base}} = 0.02$ and $\tau_{\text{flow}} = 2$. A failed wind, composed of cold dust, is self-shielded from the continuum source by the WHIM. The dusty outflow sustains a half-opening angle of 51° with respect to the symmetry axis of the system, and a collimation angle of 3° . Its opacity along the equator is set to $\tau_{\text{dust}} = 4$. Refer to Marin & Goosmann (2013a) for details about this choice of parameters.

From Fig. 5 (bottom), it can be seen that the continuum polarization arising at type-1 inclinations follow the same trend as the three previous models: P reaches a maximum value of 1 per cent and cannot account for the highly polarized type-1 objects of the compendium. A local diminution of P appears at $i = 42^\circ$, when the observer's line of sight crosses the outflowing material. The polarization position angle then switches from parallel to perpendicular, with respect to the projected symmetry axis of the system. While

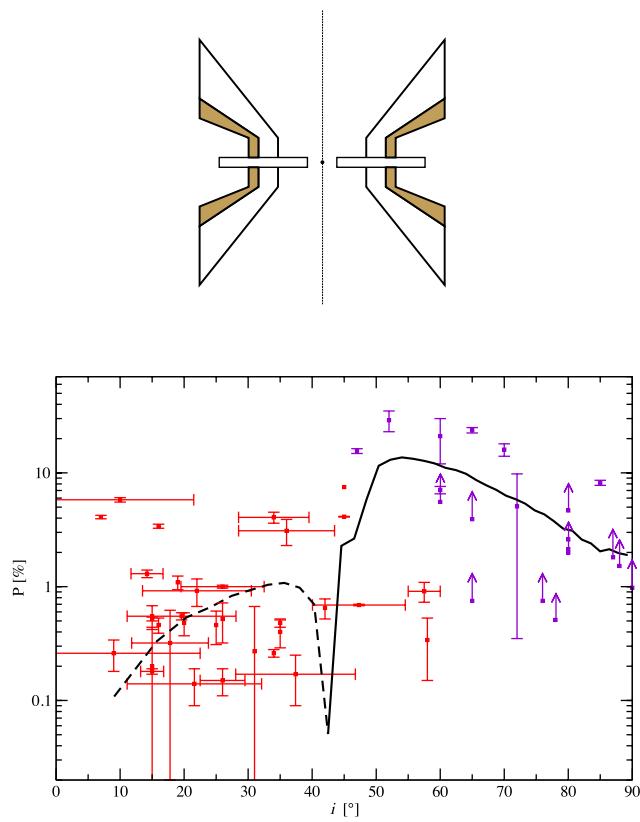


Figure 5. Top: schematic view of the structure for quasar as proposed by Elvis (2000) and modified by Marin & Goosmann (2013a). The WHIM appears in white, the failed dusty wind in brown. Bottom: the resulting polarization (black line) of the disc-born wind model is plotted against observations. The dashed section corresponds to parallel polarization, the solid line to perpendicular polarization.

the transition between parallel and perpendicular polarization occurs at a smaller i in comparison with previous modelling, it is still coherent with the polarization position angle measurements of NGC 5548 and ESO 323-G077, which exhibit perpendicular polarization at $i = 47:3^{+7.6}_{-6.9}$ and $i = 45^\circ$, respectively. Beyond 54° , when the observer's line of sight no longer passes through the radial outflows, P reaches 10–11 per cent then slowly decreases because of the overwhelming impact of dust absorption along the equatorial direction. The polarization predicted by the line-driven wind model fits nearly all the observational, highly polarized type-2 objects in the 45° – 65° range and can account for objects with lower P at extreme inclinations. It is noteworthy that while a disc-born wind is by far the closest model to observations, one must be cautious as type-2 polarizations have first-order corrections and estimated inclinations are subject to potential biases.

4 DISCUSSION

4.1 AGN modelling within the compendium

The polarization-versus-inclination study presented in this paper allows a test of the relevance of four different AGN models from the literature. All of them successfully reproduce both the observed polarization dichotomy and the average polarization percentage of type-1 AGN, but strongly differ in the 45° – 90° inclination range. It is then easier to discriminate between several AGN models at intermediate inclinations. Models composed of uniform, homogeneous reprocessing regions (an equatorial scattering disc, a dusty torus and a pair of collimated cones, with the possible addition of dusty NLR) tend to create high perpendicular polarization degrees for type-2 AGN, while the polarization produced by a model with fragmented polar outflows do not extend farther than 3 per cent in the same orientation range. Moreover, in the case of the model with clumpy ionization cones, the transition between parallel and perpendicular polarization happens at typical type-2 inclinations, which is in disagreement with observations. A refinement of the clumpy model is necessary. A deeper analysis of fragmented media is ongoing, targeting equatorial scattering discs, LIL and HIL BLR, tori, ionization cones and NLR. Preliminary results show that the polarization degree at type-2 inclinations can rise up to few tens of per cent for dense cloudlet distributions. The transition between parallel and perpendicular polarization is correlated with the half-opening angle of the torus, and a fragmented circumnuclear region with a half-opening angle of 45° can produce a switch between parallel and perpendicular polarization position angle at $\sim 60^\circ$. The exploration of the parameter space of the models (optical depth, filling factor, covering factor . . .) will be considered. The model of Elvis (2000) is undoubtedly the closest to observation, as it produces both high and low polarization degrees at type-2 viewing angle, strengthening the hypothesis that at least some undermined fraction of AGN components are wind-like structures.

4.2 Highly polarized type-1 AGN

Even by varying the parameters, none of the model can reach the high polarization levels of the inventoried type-1s ESO 323-G077 (7.5 per cent), Fairall 51 (4.12 ± 0.03 per cent), IC 4329A (5.80 ± 0.26 per cent), MCG-6-30-15 (4.06 ± 0.45 per cent), Mrk 486 (3.40 ± 0.14 per cent), Mrk 766 (3.10 ± 0.80 per cent), Mrk 1239 (4.09 ± 0.14 per cent) or Mrk 231 (~ 4 per cent; Gallagher et al. 2005). Results presented in Section 2.4 show that their inclination ranges

from 0° to 45° , indicating that scattering at large angles between the photon source, the polar winds and the observer is unlikely to be responsible for all the atypically high continuum polarization observed. As the optical thickness of AGN polar outflows is estimated to be relatively small ($\tau \ll 1$), the major contribution to scattering-induced type-1 polarization comes from the equatorial scattering disc. Goosmann & Gaskell (2007) showed that the resulting polarization percentage from an equatorial, electron-filled disc is fairly low, independently of its half-opening angle and Thomson opacity. A major challenge to numerical models of AGN is to increase the net polarization degree at type-1 viewing angles for isolated cases. It is even more challenging taking into account that the polarization position angle of five out of the seven objects (ESO 323-G077, Fairall 51, Mrk 486, Mrk 766 and NGC 3227) is found to be perpendicular to their radio axis, similarly to Mrk 231 (Smith et al. 2004).

There are several potential ways to strengthen the net polarization of the models. One can consider perpendicular scattering between the source, a reprocessing region located along the equatorial plane, and the observer. A promising target could be the HIL and LIL BLR. Considering the constraints on the HIL and LIL BLR structure derived by Kollatschny & Zetzl (2013), using kinematic measurements of emission lines in four nearby AGN, one can estimate the half-opening angle of the emission line region. According to Kollatschny & Zetzl (2013), the HILs (i.e. emitted close to the photoionizing source) originate from a medium with half-opening angle 3.8° – 26° from the equatorial plane, while the LILs are created in a structure with a half-opening angle 11° – 60° . Further tests must be achieved to explore the polarization position angle and the amount of parallel polarization that HIL and LIL BLR can generate but it is unlikely that scattering within an axisymmetrical model can reach up to few per cent at type-1 inclinations.

As stated by Gaskell (2010, 2011), breaking the symmetric pattern of irradiation can help to understand the velocity dependence of broad emission line variability detected in many AGN. Strong off-axis flares could then explain the observed, extremely asymmetric, Balmer lines with broad peak redshifted or blueshifted by thousands of km s^{-1} (Smith et al. 2002a), and produce higher polarization degrees even at polar orientation. It is important to test the off-axis flare model as, if correct, the azimuthal phase of the continuum source would play a critical role in the measurement of the supermassive black hole mass. Goosmann, Gaskell & Marin (2013) have recently started the investigation of the off-axis irradiation theory by looking at the velocity dependence of the polarization of the broad emission lines. Preliminary results, compared to spectropolarimetric data for type-1 AGN from the literature, indicate that both the degree and position angle of polarization should be affected by asymmetrical emission. The net polarization percentage of the optical continuum is also slightly stronger. Further modelling will be achieved to explore how far optical and UV continuum polarization can be strengthened by temporary off-axis irradiation.

Finally, highly polarized AGN are not uncommon in type-1 radio-loud objects, with P up to 45.5 ± 0.9 per cent (Mead et al. 1990). The net polarization is quite variable from the radio to the optical band, often on short time-scales, pointing towards well-ordered magnetic fields surrounding a spatially small emitting region. While most of the observed polarization of radio-quiet AGN is undoubtedly originating from scattering off small particles (Stockman, Angel & Miley 1979; Antonucci 1984, 1993), the high, optical polarization of blazing quasars is thought to be associated with Doppler-boosted synchrotron emission from relativistic jets pointing towards us. The polarization position angle of blazar cores is usually perpendicular to the jet axis while a parallel component is detected for emerging

superluminal knots (D'arcangelo et al. 2009). If electron and dust reprocessing appear to be unable to reach $P \geq 3$ per cent along poloidal directions, the correct interpretation might lie somewhere in the middle. The presence of a sub-parsec, aborted jet has yet to be proven but could explain the time variability and spectra of Narrow Line Seyfert 1 galaxies (Ghisellini, Haardt & Matt 2004) and potentially create perpendicular polarization degree up to a few per cent, while the lines and continuum polarization would be still mainly produced by reprocessing. If an undetermined fraction of the total polarization of highly polarized type-1 AGN indeed originates from synchrotron emission, the net polarization could be expected to vary, but with a much smaller amplitude than for synchrotron-dominated, radio-loud objects. Long term monitoring of radio-quiet, highly polarized type-1 AGN would then help to evaluate the fraction of polarization arising from reprocessing and from synchrotron emission.

4.3 Potential caveats on the determination of inclination

Estimations made by Wu & Han (2001) and Zhang & Wu (2002) are primarily based on the assumptions that Seyfert 1 and normal galaxies follow the same black hole mass⁴ – bulge velocity dispersion correlation, and that the LIL BLR are in pure Keplerian rotation, coplanar to the system inclination. While detected, the motion and the morphology of the LIL BLR remain uncertain (Peterson 2006). There are no strong constraints from the emission line profiles as a wide variety of kinematic models are able to reproduce the non-Gaussian profiles detected in AGN (Bon et al. 2009). The technique of velocity-resolved reverberation mapping (Gaskell 1988) is a step forward and tends to rule out any significant outflow from the AGN, while detecting a slight inflow (Gaskell, Klimek & Nazarova 2007) and fast Keplerian motion.

Fitting the distorted red wing of the Fe K α fluorescent line in X-ray bright, type-1 AGN can lead to possible bias. The procedure used by Nandra et al. (1997) assumes that the asymmetrical broadening of the iron line is caused by Doppler and general relativistic effects close to the central black hole; however, a competitive mechanism was proposed by Inoue & Matsumoto (2003), Miller, Turner & Reeves (2008, 2009) and Miller & Turner (2013). In this scenario, line broadening occurs at larger distances from the accretion disc, where a distribution of cold, absorbing gas blocks a fraction of the initial continuum. Transmitted and scattered radiation through the cloudlet environment finally carves out the distorted red wing. If distant absorption dominates relativistic effects, the estimated inclinations might then be questionable.⁵

The method developed by Fischer et al. (2013), based on the work achieved by Crenshaw et al. (2000) and Das et al. (2005, 2006), relies on the nature of the NLR kinematics to determine the orientation of the system. One of their fundamental hypothesis is consistent with the unified model: AGN are axisymmetrical objects. In this picture, the NLR structure sustains the same symmetry axis as the dusty torus, which is coplanar with the accretion disc. Thus, determining the inclination of the NLR is equivalent to determining the orientation of the whole system. However, a recent IR interferometric campaign carried out by Raban et al. (2009) found that the

⁴ To rectify black hole masses obtained from reverberation mapping, a correction factor $f = 5$ was used by Ho (1999).

⁵ In this context, a future X-ray polarimetric mission would be a solid tool to identify the preponderant mechanism responsible for line distortion (Marin et al. 2012a; Marin & Tamborra 2013; Marin et al. 2013).

extended outflows of NGC 1068 are likely to be inclined by 18° with respect to the obscuring torus axis. If this trend is confirmed, and observed for other Seyfert-like galaxies, the overall AGN picture will become more complex.

Finally, the two-component model produced by Borguet & Hutsemékers (2010) shows degeneracies between the various parameter combinations. It disallows the characterization of the outflow geometry in quasars showing broad absorption features, and weakens the constraints brought on the inclination of the system. The viewing angles of the outflow derived by the authors are quite large, a conclusion shared by Schmidt & Hines (1999) and Ogle et al. (1999), based on optical polarization surveys of BAL quasars, but contested by several other authors (Barvainis & Lonsdale 1997; Punsly & Zhang 2010). In particular, Punsly & Zhang (2010) showed that two-thirds of the BAL quasars they observed using $H\beta$ line width as a diagnostic are well represented by objects with gas flowing along polar directions.

5 CONCLUSIONS

The first match of 53 AGN inclinations with their intrinsic continuum polarization originating from electron and dust scattering is presented in this paper. Different techniques to retrieve the nuclear orientation of type-1 and type-2 Seyfert galaxies were presented and discussed, highlighting their potential caveats. The continuum polarization of several Seyfert 2s was corrected using broad $H\alpha$ and $H\beta$ line polarization as a reliable indicator of the true polarization of the scattered light, and lower limits were put for the remaining AGN whose polarization spectra were either noise-saturated or unpublished.

The resulting compendium⁶ is in agreement with past observational/theoretical literature, and warrants additional conclusions and remarks the following.

(i) Seyfert 1 AGN are associated with low polarization degrees, $P \leq 1$ per cent, and predominantly characterized by a polarization position angle parallel to the projected radio axis of the system. The inclination of type-1 objects ranges from 0° to 60° .

(ii) Seven type-1s have been identified as polar scattering dominated AGN, i.e. showing a perpendicular polarization position angle. Among them, five have an atypical continuum polarization higher than 1 per cent, mostly associated with 10° – 45° inclinations. As scattering-induced polarization is unlikely to produce such high polarization degrees at type-1 orientation, a more elaborate scenario must be considered.

(iii) After correction, Seyfert 2 AGN show polarization degrees higher than 7 per cent and perpendicular polarization position angle. Unfortunately, most of the objects have only lower limits. The inclination of type-2 objects is ranging from 47° to 90° .

(iv) The transition between type-1 and type-2 AGN occurs between 45° – 60° . This range of inclination is likely to include AGN classified as borderline objects, where the observer's line of sight crosses the horizon of the equatorial dusty medium. Four objects lie in this range, three of them (ESO 323-G077, NGC 1365 and IRAS 13349+2438) being already considered as borderline Seyfert galaxies from spectroscopic observations. If the estimated inclination of the fourth object (the Circinus galaxy) is correct, it should be considered as another borderline AGN.

⁶ The compendium will be regularly updated and available upon email request.

(v) The usual axisymmetric AGN models have difficulties to reproduce the trend of polarization with inclination. Fragmenting the reprocessing regions is helpful to cover a wide range of continuum polarization but a disc-born wind model is found to be already quite close from observations. A fine tuning of the line-driven disc wind could easily match a substantial fraction of the reported measurements.

Problems determining the inclination of AGN must be taken into consideration but, despite potential caveats, the associated continuum polarization lies within the margins of past empirical results, consolidating the basis of the compendium. It is then important for future models, as a consistency check, to reproduce the average continuum polarization, the polarization dichotomy and the transition between type-1 and type-2 classification ($45^\circ < i < 60^\circ$). By improving the quality of the methods to determine the inclination of AGN and properly removing the contribution of both stellar and starburst light in future polarimetric measurement of type-2 objects, it will be possible to bring very strong constraints on the morphology, composition and kinematics of AGN. To achieve this goal, a new UV/optical spectropolarimetric atlas of Seyfert 2s is necessary.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author is grateful to the referee Ski Antonucci for his useful and constructive comments on the manuscript. I also acknowledge the Academy of Sciences of the Czech Republic for its hospitality, and the French grant ANR-11-JS56-013-01 of the project POLIOPTIX and the COST Action MP1104 for financial support.

REFERENCES

- Alexander D. M., Heisler C. A., Young S., Lumsden S. L., Hough J. H., Bailey J. A., 2000, MNRAS, 313, 815
- Alloin D., Edmunds M. G., Lindblad P. O., Pagel B. E. J., 1981, A&A, 101, 377
- Antonucci R. R. J., 1984, ApJ, 278, 499
- Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
- Antonucci R., 2002a, in Green R. F., Khachikian E. Ye., Sanders D. B., eds, ASP Conf. Ser., Vol. 284, AGN Surveys, Proceedings of IAU Colloquium 184. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 147
- Antonucci R., 2002b, in Trujillo-Bueno J., Moreno-Insertis F., Sánchez F., Proc. XII Canary Islands Winter School of Astrophysics, Puerto de la Cruz, Tenerife, Astrophysical spectropolarimetry. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2002, p. 151
- Antonucci R. R. J., Miller J. S., 1985, ApJ, 297, 621
- Antonucci R., Hurt T., Miller J., 1994, ApJ, 430, 210
- Bambi C., 2011, Mod. Phys. Lett. A, 26, 2453
- Bambi C., 2013, Astron. Rev., 8, 010000
- Barth A. J., Filippenko A. V., Moran E. C., 1999, ApJ, 525, 673
- Barvainis R., Lonsdale C., 1997, AJ, 113, 144
- Batcheldor D., Robinson A., Axon D. J., Young S., Quinn S., Smith J. E., Hough J., Alexander D. M., 2011, ApJ, 738, 90
- Berriman G., 1989, ApJ, 345, 713
- Berriman G., Schmidt G. D., West S. C., Stockman H. S., 1990, ApJS, 74, 869
- Blandford R. D., McKee C. F., 1982, ApJ, 255, 419
- Bon E., Gavrilović N., La Mura G., Popović L. Č., 2009, New Astron. Rev., 53, 121
- Borguet B., Hutsemékers D., 2010, A&A, 515, A22
- Brandt W. N., Fabian A. C., Pounds K. A., 1996, MNRAS, 278, 326
- Brindle C., Hough J. H., Bailey J. A., Axon D. J., Ward M. J., Sparks W. B., McLean I. S., 1990, MNRAS, 244, 577

- Capetti A., Axon D. J., Macchetto F., Sparks W. B., Boksenberg A., 1995a, *ApJ*, 446, 155
 Capetti A., Macchetto F., Axon D. J., Sparks W. B., Boksenberg A., 1995b, *ApJ*, 448, 600
 Capetti A., Axon D. J., Macchetto F., Sparks W. B., Boksenberg A., 1996, *ApJ*, 469, 554
 Capetti A., Macchetto F. D., Lattanzi M. G., 1997, *Ap&SS*, 248, 245
 Capetti A., Axon D. J., Macchetto F. D., Marconi A., Winge C., 1999, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 70, 41
 Chun M.-S., 1982, *J. Korean Astron. Soc.*, 15, 41
 Crenshaw D. M. et al., 2000, *AJ*, 120, 1731
 D'arcangelo F. D. et al., 2009, *ApJ*, 697, 985
 Dai H.-F., Wang T.-G., 2008, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 8, 245
 Das V. et al., 2005, *AJ*, 130, 945
 Das V., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Deo R. P., 2006, *AJ*, 132, 620
 Efron B., 1979, Bootstrap methods: Another look at the Jackknife. *Ann. Statist.* 7, 1
 Elitzur M., Shlosman I., 2006, *ApJ*, 648, L101
 Elvis M., 2000, *ApJ*, 545, 63
 Eracleous M., Livio M., Halpern J. P., Storchi-Bergmann T., 1995, *ApJ*, 438, 610
 Evans I. N., Ford H. C., Kinney A. L., Antonucci R. R. J., Armus L., Caganoff S., 1991, *ApJ*, 369, L27
 Fabian A. C., Rees M. J., Stella L., White N. E., 1989, *MNRAS*, 238, 729
 Ferrarese L., Merritt D., 2000, *ApJ*, 539, L9
 Fischer T. C., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Schmitt H. R., 2013, *ApJS*, 209, 1
 Gallagher S. C., Schmidt G. D., Smith P. S., Brandt W. N., Chartas G., Hylton S., Hines D. C., Brotherton M. S., 2005, *ApJ*, 633, 71
 Gaskell C. M., 1988, *ApJ*, 325, 114
 Gaskell C. M., 2010, preprint ([arXiv:1008.1057](https://arxiv.org/abs/1008.1057))
 Gaskell C. M., 2011, *Baltic Astron.*, 20, 392
 Gaskell C. M., Klimek E. S., Nazarova L. S., 2007, preprint ([arXiv:0711.1025](https://arxiv.org/abs/0711.1025))
 Gebhardt K. et al., 2000, *ApJ*, 539, L13
 Ghisellini G., Haardt F., Matt G., 2004, *A&A*, 413, 535
 Goodrich R. W., Miller J. S., 1994, *ApJ*, 434, 82
 Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2007, *A&A*, 465, 129
 Goosmann R. W., Matt G., 2011, *MNRAS*, 415, 3119
 Goosmann R. W., Gaskell C. M., Marin F., 2013, preprint ([arXiv:1311.2249](https://arxiv.org/abs/1311.2249))
 Hicks E. K. S., Malkan M. A., 2008, *ApJS*, 174, 31
 Hines D. C., 1994, PhD thesis, Texas University
 Ho L., 1999, *Astrophys. Space Sci. Libr.*, 234, 157
 Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L., 1995, *ApJS*, 98, 477
 Höning S. F., Beckert T., Ohnaka K., Weigelt G., 2007, in Ho L. C., Wang J.-M., eds, *ASP Conf. Ser.* 373, *The Central Engine of Active Galactic Nuclei. Astron. Soc. Pac.*, San Francisco, 487
 Inoue H., Matsumoto C., 2003, *PASJ*, 55, 625
 Jaffe W. et al., 2004, *Nature*, 429, 47
 Kartje J. F., 1995, *ApJ*, 452, 565
 Kay L. E., 1994, *ApJ*, 430, 196
 Keel W. C., 1980, *AJ*, 85, 198
 Kishimoto M., 1999, *ApJ*, 518, 676
 Kollatschny W., Zetzl M., 2012, preprint ([arXiv:1211.3065](https://arxiv.org/abs/1211.3065))
 Kollatschny W., Zetzl M., 2013, *A&A*, 558, A26
 Lawrence A., Elvis M., 1982, *ApJ*, 256, 410
 Lee J. C. et al., 2013, *MNRAS*, 430, 2650
 Lumsden S. L., Alexander D. M., Hough J. H., 2004, *MNRAS*, 348, 1451
 Macchetto F., Marconi A., Axon D. J., Capetti A., Sparks W., Crane P., 1997, *ApJ*, 489, 579
 Maiolino R., Rieke G. H., 1995, *ApJ*, 454, 95
 Marin F., Goosmann R. W., 2012, in Boissier S., de Laverny P., Nardetto N., Samadi R., Valls-Gabaud D., Woźniak H., eds, SF2A-2012: Proc. Annual Meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, UV and optical polarization modeling of thermal active galactic nuclei: Impact of the narrow line region, p. 587
 Marin F., Goosmann R. W., 2013a, *MNRAS*, 436, 2522
 Marin F., Goosmann R. W., 2013b, in Cambresy L., Martins F., Nuss E., Palacios A., eds, SF2A-2013: Proc. Annual Meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Dust in the wind I: Spectropolarimetric signatures from disk-born outflows, p. 475
 Marin F., Goosmann R. W., 2013c, in Cambresy L., Martins F., Nuss E., Palacios A., eds, SF2A-2013: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Dust in the wind II: Polarization imaging from disk-born outflows, p. 479
 Marin F., Tamborra F., 2013, preprint ([arXiv:1309.1684](https://arxiv.org/abs/1309.1684))
 Marin F., Goosmann R., Dovčiak M., 2012a, *J. Phys. Conf. Ser.*, 372, 012065
 Marin F., Goosmann R. W., Dovčiak M., Muleri F., Porquet D., Grossi N., Karas V., Matt G., 2012b, *MNRAS*, 426, L101
 Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., Porquet D., Dovčiak M., 2012c, *A&A*, 548, A121
 Marin F., Porquet D., Goosmann R. W., Dovčiak M., Muleri F., Grossi N., Karas V., 2013, *MNRAS*, 436, 1615
 Marscher A. P., Jorstad S. G., Gómez J.-L., Aller M. F., Teräsranta H., Lister M. L., Stirling A. M., 2002, *Nature*, 417, 625
 Martin P. G., Thompson I. B., Maza J., Angel J. R. P., 1983, *ApJ*, 266, 470
 Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H., 1977, *ApJ*, 217, 425
 Mead A. R. G., Ballard K. R., Brand P. W. J. L., Hough J. H., Brindle C., Bailey J. A., 1990, *A&AS*, 83, 183
 Merritt D., Ferrarese L., 2001, *ApJ*, 547, 140
 Miller J. S., Antonucci R. R. J., 1983, *ApJ*, 271, L7
 Miller J. S., Goodrich R. W., 1990, *ApJ*, 355, 456
 Miller L., Turner T. J., 2013, *ApJ*, 773, L5
 Miller L., Turner T. J., Reeves J. N., 2008, *A&A*, 483, 437
 Miller L., Turner T. J., Reeves J. N., 2009, *MNRAS*, 399, L69
 Moran E. C., Barth A. J., Kay L. E., Filippenko A. V., 2000, *ApJ*, 540, L73
 Nandra K., George I. M., Mushotzky R. F., Turner T. J., Yaqoob T., 1997, *ApJ*, 477, 602
 Nenkova M., Ivezić Ž., Elitzur M., 2002, *ApJ*, 570, L9
 Ogle P. M., Cohen M. H., Miller J. S., Tran H. D., Goodrich R. W., Martel A. R., 1999, *ApJS*, 125, 1
 Ogle P. M., Brookings T., Canizares C. R., Lee J. C., Marshall H. L., 2003, *A&A*, 402, 849
 Oliva E., Marconi A., Cimatti A., Alighieri S. D. S., 1998, *A&A*, 329, L21
 Osterbrock D. E., 1978, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, Vol. 75, Observational Model of the Ionized Gas in Seyfert and Radio-Galaxy Nuclei, p. 540
 Osterbrock D. E., Martel A., 1993, *ApJ*, 414, 552
 Packham C., Young S., Hough J. H., Axon D. J., Bailey J. A., 1997, *MNRAS*, 288, 375
 Peterson B. M., 2006, *Phys. Active Galactic Nuclei at all Scales*, 693, 77
 Pier E. A., Krolik J. H., 1992, *ApJ*, 401, 99
 Pier E. A., Krolik J. H., 1993, *ApJ*, 418, 673
 Punsly B., Zhang S., 2010, *ApJ*, 725, 1928
 Raban D., Jaffe W., Röttgering H., Meisenheimer K., Tristram K. R. W., 2009, *MNRAS*, 394, 1325
 Reeves J. N. et al., 2006, *Astron. Nachr.*, 327, 1
 Risaliti G., Elvis M., Fabbiano G., Baldi A., Zezas A., 2005, *ApJ*, 623, L93
 Risaliti G. et al., 2013, *Nature*, 494, 449
 Rowan-Robinson M., 1977, *ApJ*, 213, 635
 Rush B., Malkan M. A., Spinoglio L., 1993, *ApJS*, 89, 1
 Schmidt G. D., Hines D. C., 1999, *ApJ*, 512, 125
 Schmidt G. D., Miller J. S., 1985, *ApJ*, 290, 517
 Schmid H. M., Appenzeller I., Camenzind M., Dietrich M., Heidt J., Schild H., Wagner S., 2001, *A&A*, 372, 59
 Schmid H. M., Appenzeller I., Burch U., 2003, *A&A*, 404, 505
 Schulz H., Knake A., Schmidt-Kaler T., 1994, *A&A*, 288, 425
 Smith J. E., Young S., Robinson A., Corbett E. A., Giannuzzo M. E., Axon D. J., Hough J. H., 2002a, *MNRAS*, 335, 773
 Smith P. S., Schmidt G. D., Hines D. C., Cutri R. M., Nelson B. O., 2002b, *ApJ*, 569, 23
 Smith J. E., Robinson A., Alexander D. M., Young S., Axon D. J., Corbett E. A., 2004, *MNRAS*, 350, 140
 Stockman H. S., Angel J. R. P., Miley G. K., 1979, *ApJ*, 227, L55
 Storchi-Bergmann T., Baldwin J. A., Wilson A. S., 1993, *ApJ*, 410, L11

- Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Livio M., Wilson A. S., Filippenko A. V., Halpern J. P., 1995, *ApJ*, 443, 617
- Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Ruiz M. T., Livio M., Wilson A. S., Filippenko A. V., 1997, *ApJ*, 489, 87
- Tran H. D., 1995a, *ApJ*, 440, 565
- Tran H. D., 1995b, *ApJ*, 440, 578
- Tran H. D., 1995c, *ApJ*, 440, 597
- Veron P., Lindblad P. O., Zuiderwijk E. J., Veron M. P., Adam G., 1980, *A&A*, 87, 245
- Wills B. J., Wills D., Evans N. J., II, Natta A., Thompson K. L., Breger M., Sitko M. L., 1992, *ApJ*, 400, 96
- Wittkowski M., Kervella P., Arsenault R., Paresce F., Beckert T., Weigelt G., 2004, *A&A*, 418, L39
- Wu X.-B., Han J. L., 2001, *ApJ*, 561, L59
- Young S., 2000, *MNRAS*, 312, 567
- Young S., Hough J. H., Axon D. J., Bailey J. A., 1997, in Wickramasinghe D. T., Bicknell G. V., Ferrario L., eds, IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows, 121, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 837
- Zhang T.-Z., Wu X.-B., 2002, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 2, 487

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.



A structure for quasars under the scope of polarization – I. The UV/optical polarization dichotomy of type-1 and type-2 AGN

F. Marin[★] and R. W. Goosmann

Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France

Accepted 2013 September 14. Received 2013 September 13; in original form 2013 June 30

ABSTRACT

We present ultraviolet/optical spectropolarimetric modelling of the phenomenologically based structure for quasars proposed by Elvis (2000). In this first paper of a series, we explore the continuum polarization emerging from radiatively accelerated and bent winds that were vertically launched from the accretion disc in an active galactic nucleus (AGN). We simulate the radiative transfer occurring in Thomson scattering and dust extinction media over a range of morphological parameters and optical depths of the wind. We demonstrate that the wind geometry proposed by Elvis with a phenomenologically derived bending angle of $\theta = 60^\circ$ still underestimates the observed optical polarization percentage of type-1 and type-2 AGN and does not yet reproduce the expected dichotomy of the polarization position angle. To recover the observed polarization properties, a smaller bending angle and some amount of dust shielding in the equatorial region should be considered. A two-phase outflow is found to generate both the observed polarization dichotomy and acceptable levels of polarization degree if the wind has a bending angle $\theta = 45^\circ$, and the conical shells have a half-opening angle of $3^\circ < \delta\theta < 10^\circ$. The absorbing dust column at the wind base should be in the range $1 < \tau_{\text{dust}} \leq 4$ (τ being integrated over 2000–8000 Å). Straightforward observational tests from spectropolarimetry and from determining the number density of different AGN types can be performed to further constrain the wind geometry.

Key words: polarization – radiative transfer – scattering – galaxies: active – galaxies: Seyfert.

1 INTRODUCTION

While the topic of quasar research started in the beginning of the twentieth century (Fath 1909), it took nearly 90 yr to build up a coherent, unifying model for radio-quiet active galactic nucleus¹ (AGN; Antonucci 1993). It is now widely accepted that a supermassive black hole (SMBH) with mass ranging from 10^6 to $10^{10} M_\odot$ is surrounded by an accretion disc and its associated corona, which radiate a continuum spectra from the soft X-ray energy to the near-infrared (near-IR) waveband. Broad line signatures are thought to arise from high-velocity gas trapped close to the equatorial plane between the accretion disc and a surrounding, optically thick, circumnuclear dust medium. This ‘dusty torus’ is thought to collimate ejection winds along the polar direction, where narrow line features are expected to be produced by distant, low-velocity outflows.

According to the unified scheme, many of the AGN observational characteristics can be explained by an inclination effect rather than intrinsic composition differences. However, the exact morphology of the inner AGN regions remains highly debated due to a wide panel

of observational emission and absorption line features. If cylinder-like, spinning, equatorial reprocessing regions were initially used to model the broadening of the emission lines in Seyfert-1 objects (see Osterbrock 1991 for a review), it is now admitted that the morphology of the broad-line region (BLR) is by far more complex (e.g. Shields 1977; Davidson & Netzer 1979; Mathews & Capriotti 1985; Eracleous 2006; Gaskell 2009). In this picture, the central, ionizing source is surrounded by a roughly spherical distribution of clumps in Keplerian motion, situated at the outermost areas of the accretion disc (Gaskell & Goosmann 2013). Similar assumptions about the clumpy nature of the narrow-line regions (NLR; Capetti et al. 1995; Ogle et al. 2003) increase the difficulty of the challenging but necessary goal of drawing a unifying model for the subparsec regions of quasars.

In this context, Elvis (2000) developed a phenomenologically based model to explain the wide variety of emission and absorption features in AGN spectra, assuming a simple outflowing structure. The model presented by Elvis (2000) assumes a flow of warm, highly ionized matter (WHIM) that is launched from an accretion disc over a small range of radii and then bent outward and driven into a radial direction by radiation pressure (see Fig. 1; Elvis 2000). Certain aspects of this phenomenologically derived structure can be directly tested from number counts of type-1 and type-2 AGN or the relative number of broad absorption line (BAL) versus narrow

[★]E-mail: frederic.marin@astro.unistra.fr

¹In this paper, we only consider radio-quiet AGN models, as the presence of a relativistic jet would lead to a more complicated spectropolarimetric picture by adding intrinsically highly polarized synchrotron emission.

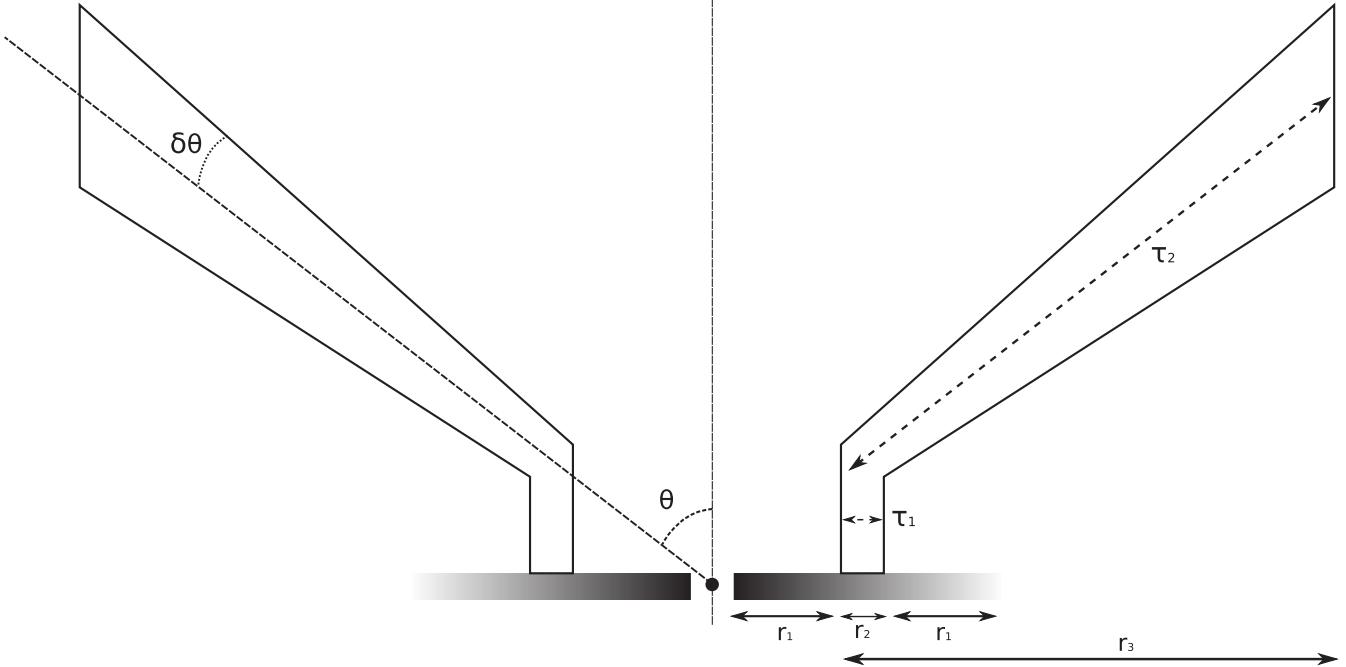


Figure 1. Schematic view of the structure proposed by Elvis (2000) and implemented in the STOKES model. The outflow arises vertically from the accreting disc and is bent outward by radiation pressure along a 60° direction relative to the model symmetry axis. The half-opening angle of the wind extension is 3° . The radial optical depths of the wind base and of the outflowing material are set to be τ_1 and τ_2 , respectively.

absorption line (NAL) objects. The wind structure surrounds the irradiating accretion disc and gives rise to a reprocessing spectrum that varies with the disc luminosity and the viewing angle of the observer. Time-resolved spectroscopy therefore is a powerful tool to test the model against the observations, but this technique may not be sufficiently sensitive to the outflow geometry and dynamics.

To extend the comparison of the outflow model to the observations somewhat further, spectropolarimetric data of AGN can be explored. In the optical/ultraviolet (UV) band, the polarization of radio-quiet AGN is mostly determined by reprocessing and strongly depends on the scattering geometry. We expect BAL objects to be generally more highly polarized than non-BAL Quasi Stellar Objects (QSOs; Ogle et al. 1999) and NAL Seyfert-like galaxies to show polarization parallel to the axis of the torus associated with polarization degrees inferior to unity (Smith et al. 2002). Spectropolarimetric observations of nearby Seyfert galaxies showed that there is an observational dichotomy between type-1 and type-2 AGN: a large fraction of AGN seen by the pole (type-1) show a polarization position angle oriented parallel to the system axis, while edge-on objects (type-2) exhibit a perpendicular polarization position angle (Antonucci 1983). When a polarization model is provided, one of its goals is to reproduce the observed dichotomy, where parallel polarization is thought to originate close to the SMBH, while perpendicular polarization emerges from the circumnuclear matter or the ionized winds (see references and modelling in Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012b). Direct *Hubble Space Telescope* (HST) polarization imaging of NGC 1068 and Markarian 477 showed that perpendicular polarization can also emerge from scattering clumps situated 10–100 pc away from the innermost regions (Capetti et al. 1995; Kishimoto 1999; Kishimoto et al. 2002); in these cases, the necessity to reproduce

type-2 perpendicular polarization is less critical. However, the production of parallel polarization in type-1 AGN is a rather important challenge, as it might give us an insight of the intrinsic spectral shape of the central engine. The detection of a Balmer absorption edge in a few quasars (Kishimoto, Antonucci & Blaes 2003; Kishimoto et al. 2004), thought to originate interior to the BLR, strengthens the role of parallel polarization as a tool to constrain the geometry and the composition of reprocessing and scattering media close to the SMBH (Kishimoto et al. 2008). This continues to be very relevant in AGN research where geometry is a key parameter for unification theories (Antonucci & Miller 1985; Antonucci 1993; Elvis 2000).

In this work, we model the polarization properties produced by radiative reprocessing inside the structure of quasars as suggested by Elvis (2000). We focus on the continuum polarization at optical and UV wavelengths, and we test if the outflow model can reproduce the observed dichotomy with respect to the polarization position angle (Antonucci 1983, 1984; Smith et al. 2002). The remainder of this paper is organized as follows: in Section 2, we present and analyse spectropolarimetric simulations of disc-born outflows for different model parameters. In Section 3, we discuss our results and relate them to the observational constraints before drawing our conclusions in Section 4.

2 EXPLORING THE STRUCTURE FOR QUASARS BY SPECTROPOLARIMETRY

2.1 Radiative transfer code and model geometry

To study the model of Elvis (2000), we apply the version 1.2 of Monte Carlo radiative transfer code STOKES presented in Goosmann & Gaskell (2007) and upgraded by Marin et al. (2012b). This

Table 1. Parameters of the model expressed in units of gravitational radius R_G (for a black hole mass of $\sim 10^7 M_\odot$), dust sublimation radius $T_{\tau,K}$ and BLR radius R_{BLR} . See the text for further details.

Radius	pc	cm	R_G	$T_{\tau,K}$	R_{BLR}
r_1	0.0032	10^{16}	6684	0.08	0.91
r_2	0.00032	10^{15}	668	0.008	0.091
r_3	0.032	10^{17}	66 840	0.8	9.1

modelling suite coherently treats three-dimensional transfer and multiple reprocessing between emitting and scattering regions and includes a treatment of polarization. The model space is surrounded by a spherical web of virtual detectors. The detectors record the wavelength, intensity and polarization state of each photon. The latest to date version of STOKES also generates polarization images with the photons being projected on to the observer's plane of the sky and then stored in planar coordinates. The net intensity, polarization degree P and polarization position angle ψ as a function of wavelength are then computed by summing up the Stokes vectors of all detected photons in a given spectral and spatial bin. The spectra can be evaluated at each viewing direction in the polar and azimuthal directions i and ϕ . Note that a position angle $\psi = 0^\circ$ denotes a polarization state with the E -vector oscillating in a perpendicular direction with respect to the symmetry axis of the wind, while for $\psi = 90^\circ$, the E -vector is parallel to the (projected) wind axis.

We simulate the radiative transfer through the structure for quasars as proposed by Elvis (2000) by constructing continuous outflow regions that can be filled with electrons or dust or a combination of the two at uniform density. Assuming a uniform density certainly is an oversimplification and we are going to release this condition in future work. For now, we only perform the most basic polarization test of the wind model. For all models presented in this paper, the equatorial emitting region will be defined as an isotropic, disc-like source emitting an unpolarized spectrum with a power-law spectral energy distribution $F_* \propto \nu^{-\alpha}$ and $\alpha = 1$. The model geometry is summarized in Fig. 1: the wind arises from the accretion disc at a distance r_1 of 0.0032 pc (10^{16} cm) and is bent into a direction of $\theta = 60^\circ$ relative to the model symmetry axis. The range of radii where the flow arises from the accretion disc is parametrized by $r_2 = 0.00032$ pc (10^{15} cm). Finally, the half-opening angle $\delta\theta$ of the wind is 3° and the flow extends up to $r_3 = 0.032$ pc (10^{17} cm). It is instructive to express these distances in units of the gravitational radius (R_G) for a fiducial black hole mass $\sim 10^7 M_\odot$ (such as in NGC 5548), as well as in units of the dust sublimation radius ($T_{\tau,K}$, $T = 1500$ K; Suganuma et al. 2006; Kishimoto et al. 2007) and BLR radius (R_{BLR} ; Bentz et al. 2009). We estimated $T_{\tau,K}$ and R_{BLR} from NGC 5548's near-IR reverberation measurements and reverberation mapping of H β , respectively. Converted radii, given in Table 1, imply that the phenomenological outflow derived by Elvis (2000) arises below the dust formation radius, and the BLR is likely to form closely beyond the inner part of the wind. The extension of the wind covers a large fraction of the BLR, essentially obscuring the highly ionized clouds close to the central engine.

2.2 The warm, highly ionized medium

2.2.1 Testing the electron-dominated outflows

We assume that the WHIM is mainly composed of ionized gas with a Thomson optical depth τ of the order of unity along the conical out-

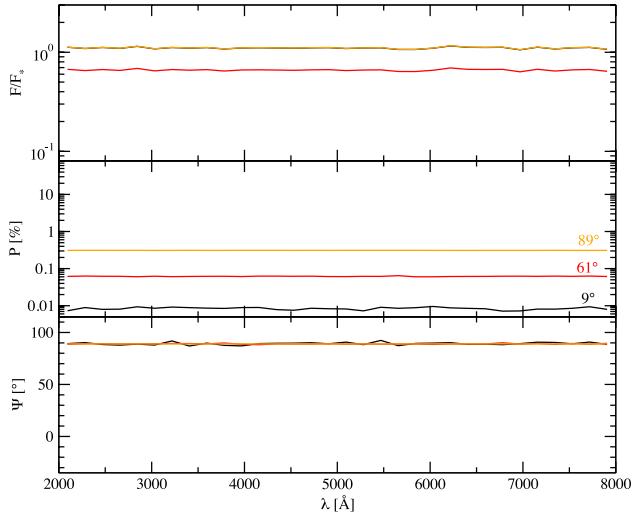


Figure 2. Modelling an electron-filled structure for quasar's outflow using a uniform model such as in Fig. 1, seen at different viewing inclinations, i (black: 9° , red: 61° , orange: 89°). Top: the fraction, F/F_* of the central flux; middle: polarization, P ; bottom: polarization angle, ψ .

flowing direction. This wind extends out to several parsec and can be associated with the 'ionization cones' observed in nearby Seyfert-2 galaxies (Osterbrock 1991; Capetti et al. 1995; Axon et al. 1996). To investigate the scattering properties and the resulting spectra and polarization from the WHIM, we first consider a uniform-density, continuous medium made of electrons. The Thomson optical depth at the wind base and inside the conical, outflowing direction are set to $\tau_1 \sim 0.02$ ($n_e = 3 \times 10^7$) and $\tau_2 \sim 2$ ($n_e = 2.6 \times 10^6$), respectively. Such an optical depth is in agreement with observational measurements (Packham et al. 1997; Ogle et al. 2003) and also suggested by polarization modelling work on NGC 1068 (Miller, Goodrich & Mathews 1991; Young et al. 1995; Goosmann & Matt 2011).

In Fig. 2, we plot the simulated spectropolarimetric results across the 2000–8000 Å waveband and as a function of the observer's viewing angle. We consider three different lines of sight: one along a polar inclination (9°), one passing through the outflowing wind (61°) and one along an extreme equatorial inclination (89°). The inclination of the system is defined with respect to the symmetry axis of the model. The polar and equatorial lines of sight do not cross the extended wind, and the fraction F/F_* of the central flux, F_* , remains similar for both inclinations. At intermediate inclinations, however, a significant fraction of the radiation is scattered out of the line of sight by the optically thick wind. The polarization percentage at all three viewing directions is wavelength independent, as it is expected for Thomson scattering, and the polarization position angle is $\psi = 90^\circ$ (parallel polarization) for all cases. The polarization percentage P is very low at polar viewing angles and then rises with i . It increases to 0.05 per cent when looking through the extended wind and then further to about 0.3 per cent for an edge-on line of sight.

The corresponding polarization images are shown in Fig. 3. The 60×60 spatial bins compile the polarization properties integrated across the whole waveband of 2000–8000 Å. Each pixel is labelled by its projected coordinates x and y (in parsecs) with respect to the centre of the model space. The polarized flux PF/F_* is colour coded and the orientation and length of a vector drawn in black at the centre of each pixel represent the ψ and P values, respectively. The degree of polarization is maximal for a full-length vector (size of a spatial bin); the length variation is proportional to P .

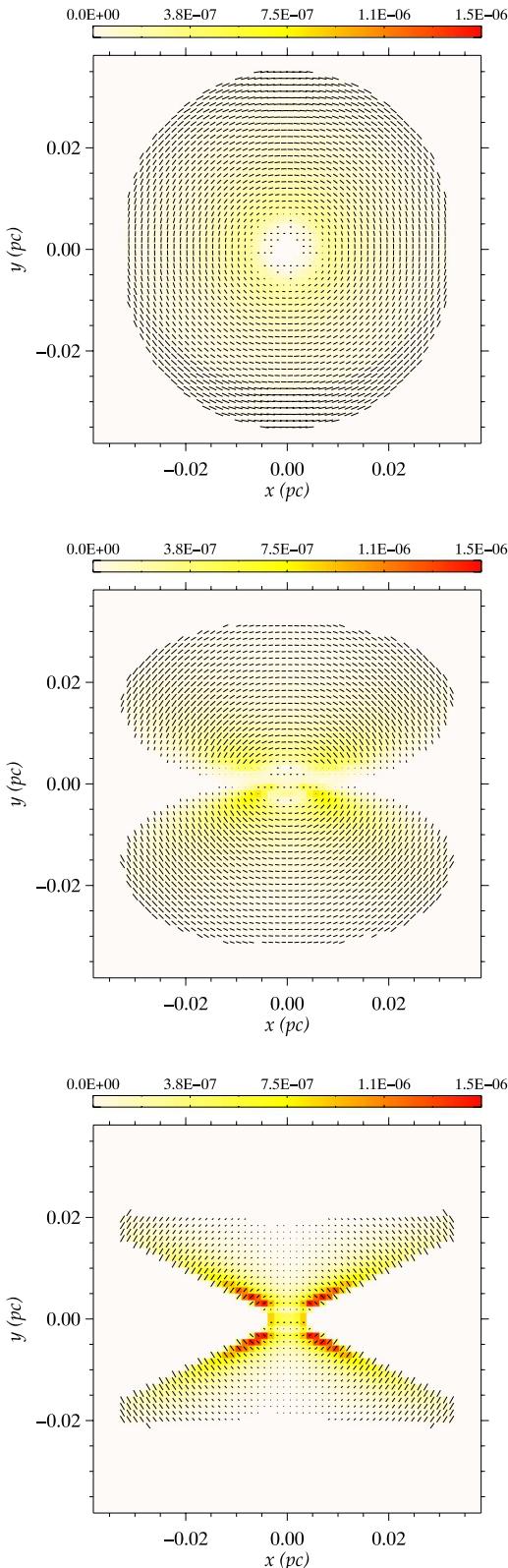


Figure 3. Modelled images of the PF/F_* for an electron-filled, scattering outflow as presented in Fig. 1. The polarized flux, PF/F_* , is colour coded and integrated over the wavelength band. Top: image at $i \sim 9^\circ$; middle: $i \sim 61^\circ$; bottom: $i \sim 89^\circ$.

Inspection of the polarization images is helpful to understand the net polarization properties as a function of the viewing angle: at a polar viewing direction (Fig. 3, top), the central source irradiates the outflow funnel, which causes a weak polarized flux in the vicinity of the model centre. However, the spatial distribution of polarization position angles remains close to being symmetric with respect to the centre and therefore the resulting net polarization at a low viewing angle is weak. Furthermore, the polarization is strongly diminished by the diluting flux coming from the continuum source that is directly visible at low inclinations. The resulting polarization position angle at $\psi = 90^\circ$ is determined by the geometry as the wind is rather flat ($\theta = 60^\circ$) and therefore favours scattering close to the equatorial plane. Equatorial scattering produces parallel polarization and was suggested early on to play an important role in producing the polarization properties of type-1 AGN (Antonucci 1984).

At $i = 61^\circ$ (Fig. 3, middle) the line of sight passes through the extended winds. The net polarized flux now comprises a strong component seen in transmission. While the wind base is optically thin, the scattering optical depth along the line of sight is significant and the latter thus contributes strongly to the net polarization. The interface between the inner funnel of the torus and the extended winds is traced by a sharp gradient in the polarized flux. The inner (outer) surfaces of the upper (lower) part of the outflow are visible in reflection, but due to their low optical depth in the poloidal direction, the scattering is inefficient and does not produce much polarized flux.

Finally, the equatorial view of the model at $i = 89^\circ$ (Fig. 3, bottom) allows us to recover the edge-on morphology of the system. The polarized flux emerging from the wind base and its extensions are significantly higher than at the intermediate view. The boundaries of the extended winds trace out an X-shaped structure that extends far out and produces strong polarization. These regions have a higher polarization efficiency because they present a significant optical depth along the line of sight and favour a scattering angle around 90° with respect to the continuum source.

The polarization position angle ψ is equal to 90° for all viewing angles, indicating that the polarization angle is oriented parallel to the symmetry axis of the system.

We remark that adopting the exact geometry suggested in Elvis (2000) for a pure electron-scattering medium underestimates the observed optical polarization percentage of type-1 and type-2 AGN. The wavelength-independent continuum polarization induced by the WHIM produces a polarization position angle $\psi = 90^\circ$ at all viewing angles, whereas in type-2 AGN the resulting polarization should be perpendicular. It is then necessary to look at more realizations of the model for slightly different parametrizations.

2.2.2 Exploring different bending and opening angles of the wind

We continue our investigation by exploring different angles θ and $\delta\theta$ of the wind. To obtain a more narrow cone with respect to the default parametrization used in Section 2.2.1, it is necessary to lower the bending angle θ , while the wind extensions become thicker when increasing the half-opening angle $\delta\theta$. We systematically explore the response in polarization for a range of both angles and summarize the results in Fig. 4. Since the polarization of electron scattering is wavelength independent, we now plot the wavelength-integrated polarization degree as a function of the viewing angle. Note that we apply a sign convention for P that expresses the orientation of the polarization position angle: for positive P , the E -vector is

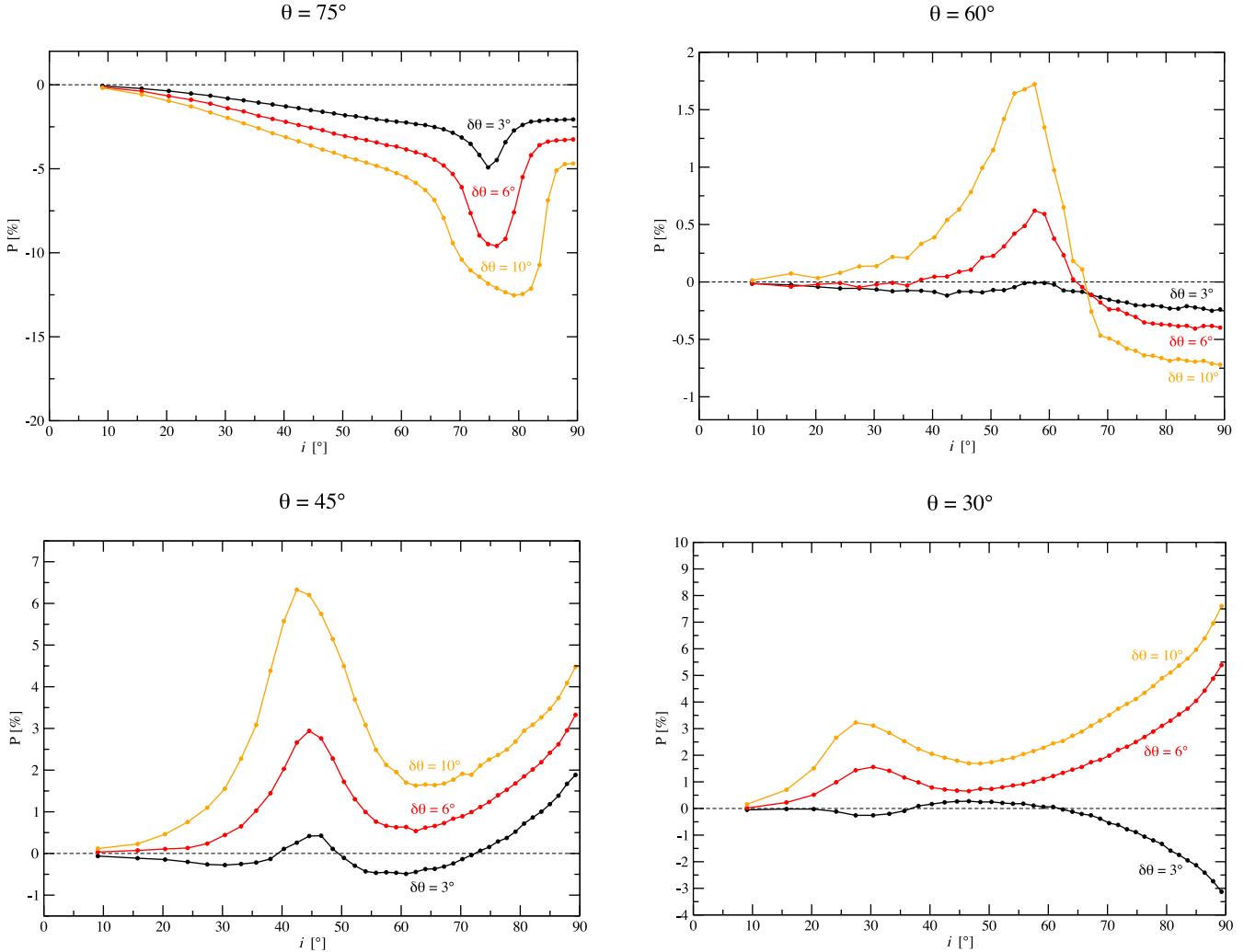


Figure 4. Investigating the polarization response of the quasar's structure according to the observer's viewing angle i , at four different wind bending angles θ and three outflow's opening angle $\delta\theta$ (black: $\delta\theta = 3^\circ$, red: $\delta\theta = 6^\circ$, orange: $\delta\theta = 10^\circ$). Top left: $\theta = 75^\circ$; top right: $\theta = 60^\circ$; bottom left: $\theta = 45^\circ$; bottom right: $\theta = 30^\circ$.

perpendicular to the wind axis, while for negative P the polarization is parallel (intermediate orientations of the net polarization are impossible due to symmetry reasons).

For $\theta = 75^\circ$, the model produces polarization degrees that are low at small viewing angles and moderate, up to 15 percent, for higher inclinations. The normalization of P rises with $\delta\theta$. There is no dichotomy for the polarization angle as the E -vector is always parallel to the projected axis. The case of $\theta = 60^\circ$ with $\delta\theta = 3^\circ$ is discussed in the previous section. It turns out that increasing $\delta\theta$ can change the dichotomy of the polarization position angle and even produce three or four different regimes at low, intermediate and large viewing angles. The polarization then turns out to be parallel for a face-on and edge-on view and perpendicular along a line of sight through the wind. Further narrowing the bending angle to $\theta = 45^\circ$ increases the trend to have multiple regimes for the polarization angle that now occur even for the smallest opening angle of $\delta\theta = 3^\circ$. It also reinforces the polarization degree for parallel polarization until an optimum is reached and the trend becomes inverted (see the case of $\theta = 30^\circ$).

An important motivation for the model by Elvis (2000) was given by the observed number distribution of quasars with narrow, ionized

absorption lines in the UV and X-ray band versus BAL- and non-NAL objects. The BAL objects are assumed to be seen along the conical wind and the NAL objects on a line of sight that crosses the optically thin wind base. Quasars with NALs are type-1 AGN and therefore preferentially have a parallel polarization in the optical. Interestingly, there is a parameter range for which our modelling allows for the existence of parallel polarization at low inclinations (non-NAL, type-1 AGN with low parallel polarization) and high inclinations (NAL, type-1 AGN with significant parallel polarization). In between these inclinations, the line of sight points towards a BAL object with considerable perpendicular polarization. Immediate observational tests for the number distribution of BAL, NAL and non-NAL quasars can be performed to test the possible angles θ and $\delta\theta$.

An interesting challenge to the wind model by Elvis (2000) is the presence of obscured, type-2 AGN without BAL and a ubiquitous perpendicular polarization. These objects may be accounted for by adding dust shielding at certain inclinations to the model. The dust may exist on the far side of the wind where the temperature drops below the sublimation temperature. We are going to investigate such scenarios in the following.

2.3 Dust in the wind

The structure for quasars analysed here may also account for the extended NLR found at greater distances from the central engine. They are supposed to be the extensions of the ionized outflow, beyond the sublimation radius where dust can survive. However, the presence of dust originating close to the accretion disc remains theoretically possible according to Czerny & Hryniwicz (2012), who demonstrated that dust can be formed in accretion disc atmospheres. Dust rises similarly to the electronic disc-born wind, but is soon evaporated by the central irradiation source (Elvis 2012). Knowing that a large fraction of the thermal, IR emission observed in low-luminosity AGN is associated with the presence of dusty matter (Edelson, Malkan & Rieke 1987), Elvis (2000) suggested that a part of the BAL flow may be obscured by a dust region that is still close to the active nucleus. It is a natural explanation of the absence of BAL in Seyfert-like galaxies and fits in with the observed presence of dusty NLR clouds at larger distances from the irradiation source.

We simulate the BAL obscuring wind using our previous WHIM model (see Section 2.2) and adding two cylindrically shaped extinction regions to the outer edge of the flow. The dusty wind originates at $r_3 = 0.032$ pc ($0.8 T_{\tau, \text{K}}$) and is of moderate optical depth ($\tau_3 \sim 1$) in order to allow the radiation to partially escape along intermediate viewing angles. The model is summarized in Fig. 5. The dust composition and grain size distribution represents an average dust type of our Milky Way (see Mathis, Rumpl & Nordsieck 1977; Wolf & Henning 1999; Goosmann & Gaskell 2007).

The resulting total flux spectra for polar and equatorial viewing angles (Fig. 6) are similar to those for the WHIM model (Fig. 2), indicating that Thomson scattering is the predominant reprocessing mechanism occurring at these inclinations. The impact of the dust on F/F_* remains marginal except when the observer's line of sight crosses the outflowing direction ($i = 61^\circ$). The flux then becomes wavelength dependent and increases towards the red, but

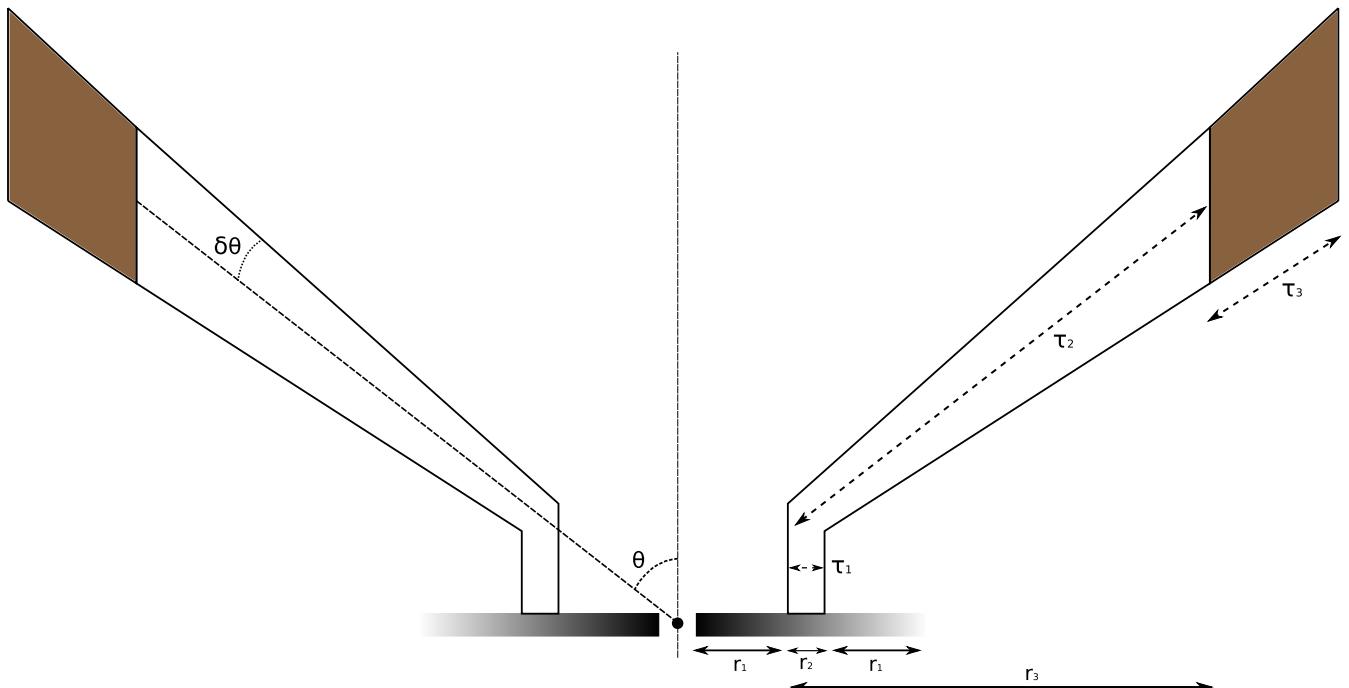


Figure 5. Investigating the presence of dust in low-luminosity objects. The brownish medium represents the dusty medium, preventing the BAL from being seen in Seyfert-2 galaxies.

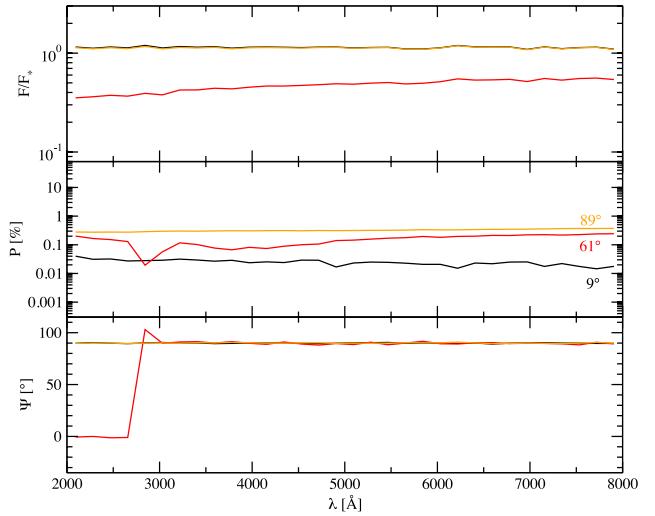


Figure 6. Modelling an obscured structure for quasar's outflow where BAL are seen through a dusty medium of $\tau_{\text{dust}} \sim 1$. The model, presented in Fig. 5, is seen at different viewing inclinations, i (black: 9° , red: 61° , orange: 89°). Top: the fraction, F/F_* of the central flux; middle: polarization, P ; bottom: polarization angle, ψ .

with respect to the pure WHIM case it does not suffer from heavy absorption due to the moderate opacity of the dusty wind. The impact of the dust clouds is particularly visible in the percentage of polarization. At polar inclinations, P remains below 0.05 per cent and is nearly wavelength independent. At equatorial inclinations, P is at its maximum (~ 0.3 per cent) and again wavelength independent. However, at an intermediate inclination, the escaping radiation crosses the dust atmosphere and presents the characteristic wavelength-dependent polarization signal. The net polarization degree is higher than that for the pure WHIM model as photons have

to scatter into the line of sight; P drops from 0.2 to 0.02 per cent in the blue part of the spectrum and then rises back to 0.2 per cent in the red. This peculiar dip is connected to a switch of the polarization position angle, from 0° to 90° , as the Mie scattering phase function becomes more forward dominated and the overall scattering geometry thus changes towards shorter wavelengths. In this regard, the wavelength-dependent impact of dust scattering on to the polarization position angle may serve as a tracer of the optical thickness of the obscuring region along the outflowing direction. At all other inclinations and wavelengths of the system, the polarization position angle is parallel to the system axis.

Thus, adding dust to the distant parts of the wind helps P to remain globally low, below 0.3 per cent [which is in agreement with the observations of non-BAL radio-quiet AGN (Berriman et al. 1990), where a mean P value of 0.5 per cent was found] but does not help to produce the dichotomy of the polarization position angle in the optical.

2.4 A two-phase medium

An important test of the structure for quasars is to reproduce the polarization position angle dichotomy observed in AGN (Antonucci 1983, 1984); our results in Section 2.2.2 have proven that a pure WHIM is yet inadequate to explain the switch in polarization position angle between type-1 and type-2 AGN. In the context of Seyfert-2 AGN, the additional presence of dust close to the equatorial plane is suggested as a physical possibility (Czerny & Hryniwicz 2012). Shielded from the full continuum by the WHIM, dust can rise from the disc and survive long enough to impact the radiation across a significant solid angle around the equatorial plane. Such an absorbing medium would be less ionized than the high-ionization broad emission line (BEL) region, giving rise to low-ionization line emission, such as in NGC 5548 where the Mg II lines are thought to arise

from several light-months away from the irradiating source (Elvis 2000). However, the equatorial dust should also suppress the parallel polarization signal at intermediate and equatorial viewing angles.

In the following, we investigate the polarization properties of a two-phase structure, where the highly ionized inner flow self-shields radially a cold absorbing flow arising farther away from the continuum source. Such a medium should be optically thin at some viewing angle in order to allow for the detection of NAL signatures above the equatorial dust lane, but not too optically thin to prevent the production of parallel polarization at other inclinations.

2.4.1 Modelling two-phase outflows

We adopt the morphology proposed by Elvis (2000) for NGC 5548 to explain the high/low-ionization BEL regions. Of course, dust would not survive in the BLR, so the dusty wind we define here actually needs to be farther away from the centre or remain cold by efficient shielding in the WHIM and BLR. The model geometry is presented in Fig. 7 and we fix $\tau_1 \sim 0.02$, $\tau_2 \sim 2$, $\tau_3 \sim 40$ and $\tau_4 \sim 4000$ (τ being integrated over the 2000–8000 Å band). The bending angle of the WHIM, $\theta = \theta_1$, is equal to 60° and $\theta_2 = \theta_1 + 2\delta\theta$. Similarly to our previous modelling, $\delta\theta = 3^\circ$. According to Elvis (2000), $r_1 = 0.0032$, $r_2 = 0.00032$, $r_3 = 0.032$ and $r_4 = 0.00608$ pc (1.88×10^{16} cm = $12700 R_G = 0.15 T_{\tau,K} = 1.74 R_{BLR}$).

To consider a more physical emission geometry, we replace the radiating disc by a point-like source. With the flux intensity decreasing like r^{-3} from the centre, most of the radiation comes from the inner part of the emitting disc. When comparing different realizations of the modelling, we find, however, that the size of the emission region does not have a major impact on the spectropolarimetric results. We now also include the fact that the inner accretion flow allows for Thomson scattering and we define a geometrically flat, flared-disc region, with optical depth $\tau \sim 1$ along the equator.

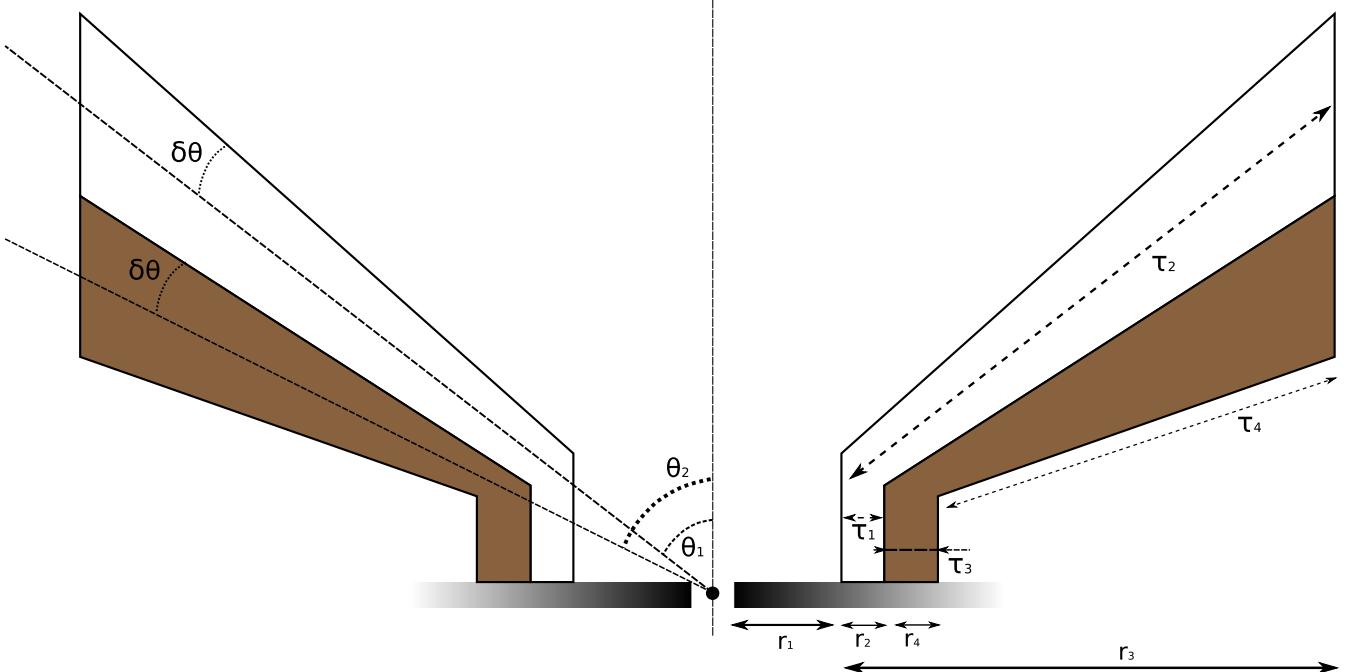


Figure 7. A two-phased medium where the cool WHIM outflow is composed of dust.

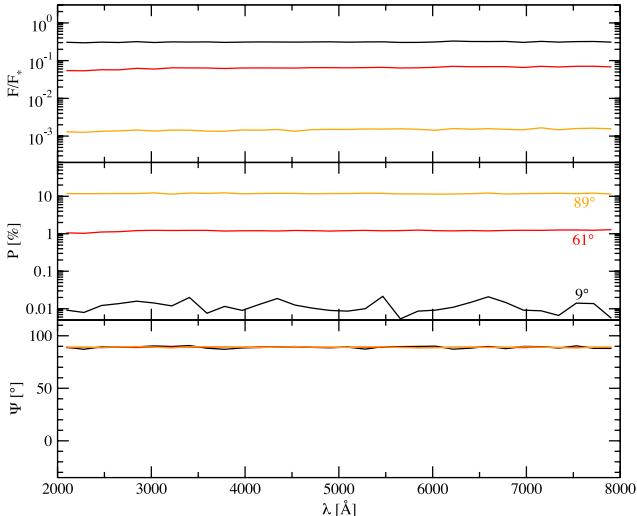


Figure 8. Modelling a two-phased quasar's outflow where the cool WHIM outflow is composed of an optically thick dust medium, using a uniform model such as in Fig. 7, seen at different viewing inclinations, i (black: 9° , red: 61° , orange: 89°). Top: the fraction, F/F_* of the central flux; middle: polarization, P ; bottom: polarization angle, ψ .

This reprocessing region was proposed early on by Antonucci (1984) to explain the presence of parallel polarization in type-1 AGN, and a complete description of its polarization properties can be found in Goosmann & Gaskell (2007). The flared morphology is in agreement with the theory of accretion discs (Shakura & Sunyaev 1973) and will strengthen the production of parallel polarization, with a maximum polarization degree of up to a few per cent (Marin et al. 2012b). However, we checked that it only marginally contributes to the production of parallel polarization, the bulk of it emerging from the double wind structure.

The spectropolarimetric modelling results are plotted in Fig. 8. Interestingly, the polar viewing angle shows a maximal and wavelength-independent flux in comparison with other inclinations, as expected from observations of radio-quiet, type-1 AGN. The impact of dust is visible by absorption and anisotropic scattering processes in intermediate and equatorial inclinations, where the obscured flux is a hundred times lower than at polar lines of sight. The percentage of polarization is minimal for polar inclinations ($P \approx 0.01$ per cent) and maximal for equatorial viewing angles ($P \approx 10$ per cent). Along the direction of the outflow, the polarization ranges around 1 per cent, is wavelength-independent and is oriented parallel to the projected axis of the model. The position angle is the same at other inclinations and the expected polarization dichotomy is still not reproduced. Therefore, the two-phase model needs to be further refined.

So, as expected from observations, brightest fluxes are produced for unobscured type-1 viewing angles, but the model fails to reproduce both acceptable levels of polarization and the observed polarization dichotomy. Some morphological modifications must be considered to aim for polarization degrees of the order of 1 and 5 per cent at type-1 (Smith et al. 2002) and type-2 (Kay 1994) inclinations, respectively.

2.4.2 Investigating different opening angles

Similarly to Section 2.3, we now explore a broader range of morphological parameters ($\theta, \delta\theta$) in order to discriminate between more realistic and less favourable realizations of the two-phase wind model.

As seen from Fig. 8, the polarization continuum is close to being wavelength independent, thus we will also plot the wavelength-integrated polarization degree as a function of the viewing angle. The sign convention is preserved from Section 2.3.

For $\theta = 60^\circ$ (Fig. 9), the model uniformly creates negative (parallel) polarization for the whole range of half-opening angles, with moderate polarization degrees at low inclinations, increasing up to 12 per cent at equatorial viewing angles. The parametrization is non-compatible with the expected polarization dichotomy. However, the case of $\theta = 45^\circ$ is more interesting as it correctly reproduces the variation of the polarization position angle between type-1 and type-2 inclinations. The transition between negative-to-positive polarization is a function of the half-opening angle of the model, but is comprised between $i \sim 34^\circ$ and $\sim 42^\circ$. Negative (positive) polarization degrees reach up to 1.2 per cent (25.6 per cent) for the flattest flow geometry ($\delta\theta = 3^\circ$) and the polarized flux tends to decrease when the observer's line of sight is reaching the equatorial plane ($P = 16.3$ per cent). Finally, for $\theta = 30^\circ$, the polarization dichotomy also appears, but the regime transition occurs between $i \sim 15^\circ$ and $\sim 24^\circ$, which is unrealistic according to the observed distribution of AGN types and individual observations of Seyfert-1 inclinations, such as for ESO 323-G077 ($i = 45.0^\circ$; Schmid, Appenzeller & Burch 2003) or NGC 5548 ($i = 47.3_{-6.9}^{+7.6}$; Wu & Han 2001). Moreover, the polarization degree for models with $\theta = 30^\circ$ can be as high as 62 per cent at equatorial inclinations, a behaviour far from polarimetric observations of obscured AGN (Kay 1994).

Our immediate conclusions are coherent with the ones derived from electron-filled outflowing models presented in Section 2.3: a model with a wind bending angle $\theta = 60^\circ$ unsuccessfully reproduces the polarization dichotomy, but a change in the flow geometry can solve this issue. As stated in Section 2.3, immediate observational tests for the number of BAL, NAL and non-NAL quasars can be performed to test the possible angles θ and $\delta\theta$. In particular, for $\theta = 45^\circ$, both the transition between parallel and perpendicular polarization at acceptable inclinations and polarization degree close to observed quantities are emerging (non-NAL quasar's polarization is ~ 1 per cent, NAL-object's is ~ 16 per cent and BALQSO's ~ 25 per cent). The transition regime between type-1 and type-2 signatures appears to be below $i = 45^\circ$, which is in agreement with the inclination of border line type-1 objects (Schmid et al. 2003).

2.4.3 Exploring a range of dust optical depths

It remains a challenge to the double-wind model to reproduce the observed levels of polarization. With respect to the results of Section 2.4.2, the polarization degree should be reduced by a factor of 5 at type-2 inclinations and by a factor of 2 at intermediate viewing angles. The cold, absorbing medium shielded by the WHIM may play a decisive role in this.

In our first test, we fixed the absorbing equatorial optical depth to 40, which may be an upper limit for the medium opacity. A wider range of τ_{dust} is now investigated in Fig. 10, varying proportionally τ_{dust} from 40 to 0.4 (40, 4, 1, 0.4). The figure shows a series of intermediate cases between our results for an optically thick dust layer explored in the previous Section 2.4.2 and the pure WHIM case (Section 2.2).

As seen from Fig. 9, at high optical depths of the dust, the scenarios of Fig. 10 have similar polarimetric properties to the multi-component torus models investigated in Marin et al. (2012b). The polarization dichotomy is reproduced, but the polarization degree at type-2 inclinations is higher than observed P levels (Kay 1994). Decreasing the dust optical depth ($\tau_{\text{dust}} = 4$) diminishes the overall

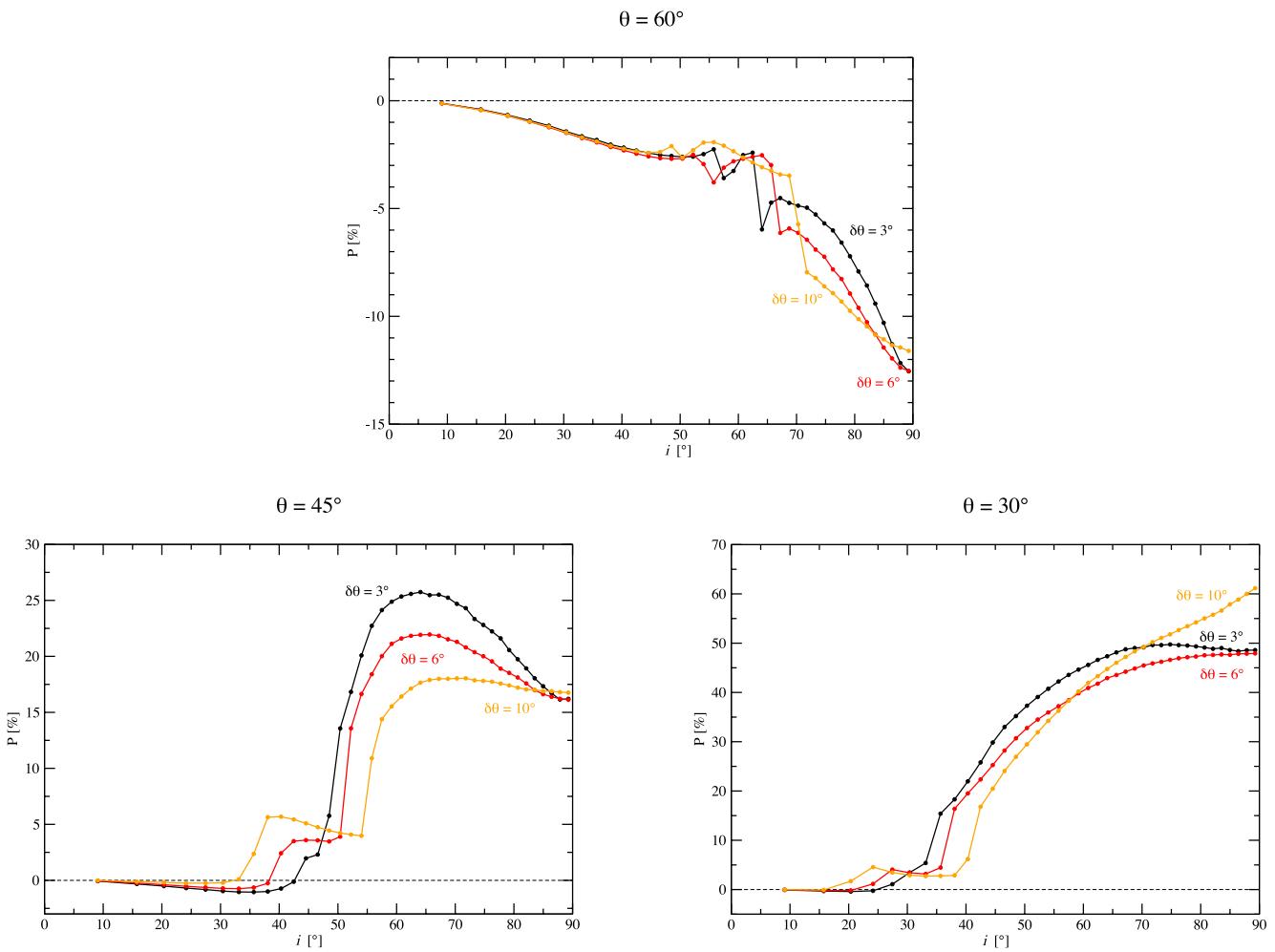


Figure 9. Investigating the polarization response of the dual quasar's structure according to the observer's viewing angle i , at three different wind bending angles θ and three outflow's opening angle $\delta\theta$ (black: $\delta\theta = 3^\circ$, red: $\delta\theta = 6^\circ$, orange: $\delta\theta = 10^\circ$). Top: $\theta = 60^\circ$; bottom left: $\theta = 45^\circ$; bottom right: $\theta = 30^\circ$.

P as photons can now escape from the dusty funnel by transmission through the dust wind. The polarization dichotomy preserved down to τ_{dust} approximatively equals unity, where the multiple regimes for parallel and perpendicular polarizations reappear. However, they leave a higher covering factor for the observed number density of type-2 AGN, and the resulting polarization degree at equatorial viewing angles is lower and thus closer to the observed range. Our modelling excludes optically thin dust environments ($\tau_{\text{dust}} < 1$) as they automatically generate parallel photon polarization angles at equatorial inclinations.

The impact of the model morphology is essentially visible at intermediate and equatorial viewing angles, where the observer's line of sight is crossing the dust material. For type-1 objects, the polarization degree is found to be parallel, with $P < 2$ per cent, slightly increasing with i . Around 45° , P remains stable for a few i , depending on the half-opening angle of the outflow. Such a polarization plateau ($P \sim 3\text{--}5$ per cent) associated with a perpendicular polarization position angle is a strong observational prediction that could help to estimate the average $\delta\theta$ of BAL-quasars.² For higher

inclinations, P rises as backscattered photons from the WHIM funnel strongly contribute to the polarization flux. When the internal structure becomes hidden by the cold, outer dust layer, P starts to decrease until it reaches a minimal value along type-2 inclinations (below 10 per cent at $\tau_{\text{dust}} \leq 4$).

We thus find that for $\theta = 45^\circ$ and $\delta\theta = 3^\circ\text{--}10^\circ$, and moderate optical depths of the dust with $1 < \tau_{\text{dust}} \leq 4$, the double-wind model seems to rather well reproduce the observed continuum polarization. It gives strong observational predictions on the geometrical opening angles of the outflow as well as the amount of cold dust that can survive so close from the emitting source. However, it is important to investigate if the physical and geometrical changes to the model Elvis (2000) proposed are realistic and in agreement with number counts of different AGN types.

3 DISCUSSION

3.1 Summarizing our study of the outflow model

We tested that to which extent the WHIM model of Elvis (2000) can reproduce the observed polarization dichotomy with respect to the polarization position angle, as well as the expected level of polarization percentage in type-1 and type-2 AGN. A pure Thomson scattering model with $\theta = 60^\circ$ and $\delta\theta = 3^\circ$ presents low

² Our predictions seem to be supported by the spectropolarimetric observations performed on six individual BAL QSO by Lamy & Hutsemekers (2004a,b), where P is found to be of the order of a few per cents, associated with a perpendicular polarization position angle for four out of six objects.

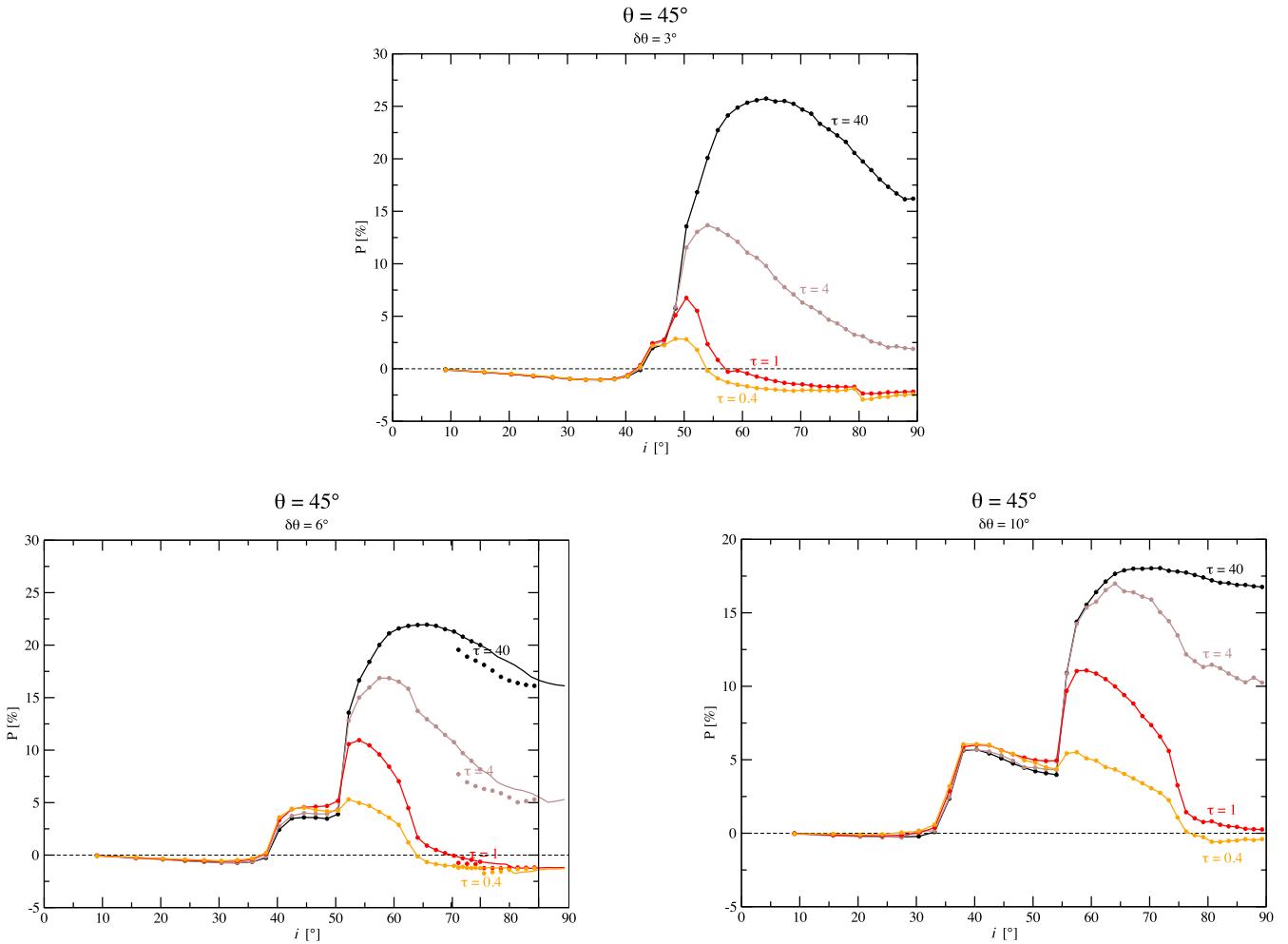


Figure 10. Investigating the polarization response of the dual quasar's structure with a bending angle $\theta = 45^\circ$ according to the observer's viewing angle i , varying the outflow's opening angle $\delta\theta$ and the dust equatorial optical depth τ (black: $\tau_{\text{dust}} = 40$, brown: $\tau_{\text{dust}} = 4$, red: $\tau_{\text{dust}} = 1$, orange: $\tau_{\text{dust}} = 0.4$). Top: $\delta\theta = 3^\circ$; bottom left: $\delta\theta = 6^\circ$; bottom right: $\delta\theta = 10^\circ$.

P levels (<1 per cent) and cannot reproduce the perpendicular polarization expected at equatorial inclinations. For low-luminosity objects, Elvis (2000) predicts that the amount of polarization along the outflow's direction, where a layer of dust prevents the detection of BAL, would be below 0.5 per cent. Our modelling agrees with this claim, but adding dust to the outer parts of the conical outflows still does not produce the expected polarization dichotomy. Finally, a double-layered wind also solely produces parallel polarization as well as too high polarization percentages at type-2 viewing angles.

Exploring different sets of morphological and opacity parameters, we then found that small modifications help to match the modelling results with polarization observations. A key point is to slightly lower the bending angle of the winds ($\theta_{60^\circ} \rightarrow \theta_{45^\circ}$) to allow for the presence of perpendicular polarization at type-2 viewing directions. Perpendicular polarization at intermediate and equatorial lines of sight emerges naturally when photons travel through geometrically thick regions with an optical depth equal to or larger than unity.

For the pure WHIM model, we found parametrizations that may correspond to the observed polarization dichotomy between non-NAL/NAL (type-1) AGN and obscured BALQSO's or Seyfert-2 galaxies. However, the solid angle of the sky covered by Seyfert-2 galaxies may require additional dust obscuration that we also tested. Both, the observed polarization dichotomy and polarization degrees can be reproduced if we consider a dual wind model with $\theta = 45^\circ$

and include equatorial scattering in the accretion flow. The half-opening angle $\delta\theta$ of the flow then normalizes the polarization degree as well as the maximum inclination at which parallel polarization is still detected. The opacity of the outer (dusty) wind may also be adjusted to decrease the polarization degree at equatorial inclinations; the maximum polarized flux is then observed along the outflowing direction. To match with spectropolarimetric observations, the dust optical depth along the equator should be close to unity.

3.2 Discriminating between different wind models

The question of discriminating between different wind models was raised by Elvis (2000, 2002a,b) discussing wind properties for the X-ray range. We here add a brief discussion about the UV/optical properties of the ionization cones and NLR seen in Seyfert-2-like galaxies. The first conical models were based upon the geometrical shape of the extended NLR that are supposed to be the natural extension of the ionized outflows. The assumed morphology is an hourglass-shaped, bi-conical region with the emitting source situated at the cone base.

The resulting polarization rises from face-on towards edge-on viewing angles and uniquely produces perpendicular polarization angles, independently of the filling medium (either electrons or dust grains; Goosmann & Gaskell 2007). Typically, P can be as high as

20 per cent for ionized or dusty winds. However, the wind structure of Elvis (2000) presents a very different polarization pattern: in contrast to polar outflows, the hollow winds can produce polarization at parallel and perpendicular position angles. Compared with the model presented in Figs 9 and 10, the polarization degree is small ($P < 5$ per cent) at both polar and equatorial viewing angles. The maximum polarization degree is reached for lines of sight crossing the outflow, with $5 < P < 25$ per cent, depending on the model's dust opacity and half-opening angle. The two-phase model succeeds to reproduce the polarization degree expected from the polarized continuum of BAL quasars (Cohen et al. 1995; Goodrich & Miller 1995; Ogle 1998).

The low-luminosity version of the wind with dusty extensions leads to $P < 0.5$ per cent as predicted for non-BAL objects (Berrian et al. 1990). Moreover, Elvis's (2000) two-phase model may produce a polarization position angle that varies from 90° at pole-on views to 0° at equatorial views, which is in agreement with the observed polarization dichotomy. Depending on the parametrization, it is also possible to create $\psi = 0^\circ$ photons at polar inclinations – a phenomenon observed in some Seyfert-1 galaxies that were named *polar-scattering-dominated* AGN by Smith et al. (2002).

3.3 Polarization upper limits from Seyfert atlases

Compared to the modelling results for AGN winds, the observed polarization degrees are generally found to be significantly lower. In the atlas of Seyfert-2 galaxies presented by Kay (1994), a large polarization degree was detected for Mrk 463E ($P = 10.29 \pm 0.18$ per cent after starlight correction, $z = 0.050$; Veron-Cetty & Veron 1987), but finding such highly polarized type-2 AGN is quite uncommon. The majority of the observed Seyfert-2 galaxies show lower P values, usually below 3 per cent (Miller & Goodrich 1990; Kay 1994). Most Seyfert-1 galaxies have much weaker polarization degrees, usually below 1 per cent (Smith et al. 2002, 2004), except for exceptional, high-polarization objects where P can reach up to 5 per cent (see Mrk 231 in Goodrich & Miller 1994 and Fairall 51 in Smith et al. 2002).

The diversity of detected polarization degrees is difficult to assess in the modelling. Simulations of simple and isolated (Miller & Goodrich 1990) or complex and radiatively coupled (Marin & Goosmann 2012; Marin et al. 2012b) reprocessing regions in AGN tend to create too large polarization degrees at equatorial viewing angles and not enough polarization at polar inclinations. The outflow model evaluated in this paper seems to be able to overcome these difficulties when taking into account a two-phase wind structure. High-polarization degrees at a perpendicular polarization position angle can be reached if the inclination of the system is close to the bending angle of the quasar wind; low P values are produced when the observer's line of sight is close to the equatorial plane. As the proposed set of outflow half-opening angles lies between 3° and 10° , the ratio of high- P to low- P AGN remains small, which is coherent with the few high- P Seyfert-2 galaxies detected so far. As for the Seyfert-1 galaxies, the structure is able to produce parallel polarization as high as 2 per cent (Fig. 9), while preserving the observational evidence of higher P values for equatorial viewing angles than at polar inclinations (Figs 9 and 10).

3.4 The test case of the Seyfert galaxy NGC 5548

NGC 5548 is one of the best laboratories for testing AGN models (Rokaki, Collin-Souffrin & Magnan 1993) and an important reference for Elvis (2000). How does the wind model hold against

spectropolarimetric measurements of the object? The Seyfert-1 galaxy ($z = 0.0174$) shows a continuum polarization degree of 0.67 ± 0.01 per cent associated with a position angle of $\psi \sim 45.6 \pm 0.6^\circ$ (Goodrich & Miller 1994).³ To compare our modelling predictions to the measured polarization position angle, the observed ψ needs to be related to the position angle of the radio axis of NGC 5548 (157°). The angular difference of 111° is roughly perpendicular.

According to Goodrich & Miller (1994), perpendicular polarization indicates that polar electron scattering is the dominant scattering mechanism. However, Wu & Han's (2001) estimation of the inclination towards NGC 5548 ($i = 47.3^{+7.6}_{-6.9}$) implies that the polarization degree should be significantly higher than the observed value. Our model presented in Fig. 7 can explain the polarization degree and the polarization position angle of NGC 5548 in the context of the wind model for a bending angle of 45° . It strengthens the idea that AGN winds do not need to be fully filled by reprocessing matter; a hollow geometry may then be considered as more likely.

3.5 The morphology of the outflow in IC 5063

Located in the Southern hemisphere, IC 5063 ($z = 0.011$; Morganti et al. 2007) is a Seyfert galaxy that is famous to be the first AGN where a fast outflow of neutral hydrogen was detected (Morganti, Oosterloo & Tsvetanov 1998). Among other characteristics, its *HST* image shows an ionized structure extending out to 15 kpc in a remarkable, X-shaped morphology (Morganti et al. 2003). However, spectroscopic and spectropolarimetric images of solid double cone models (Wolf & Henning 1999; Marin et al. 2012b) show that the scattering region re-emits uniformly to the irradiation source and the peculiar behaviour of IC 5063 cannot be visually explained using uniform or fragmented polar winds. The idea that AGN winds may be hollow came while observing the three-dimensional velocity field of the line-emitting gas over 1 kpc in NGC 1365 (Hjelm & Lindblad 1996). The flow pattern of such a wind then naturally creates an X-shaped signal in the imaging.

The WHIM model investigated in this paper (Fig. 3 bottom) successfully reproduces⁴ the X-shaped morphology of IC 5063 as well as the bright flux spot in the AGN inner regions detected by Morganti et al. (2003). It indicates that Thomson scattering is still a dominant mechanism at large distances from the central source of IC 5063 and it tends to support the idea that quasar outflows are hollow structures. However, not all AGN where hollow winds are suggested show an X-shaped morphology (see for instance NGC 2992 in Veilleux, Shopbell & Miller 2001 or NGC 1068 in Crenshaw & Kraemer 2000). A possible complication here may be that the amount of dust in the extended NLR is high and thus prevents direct imaging of the hollow-wind signatures.

3.6 The tilted outflow of NGC 1068

NGC 1068 is considered to be one of the most archetypical examples of thermal Seyfert-2 galaxies. According to the simplest approach in AGN unification models (Antonucci 1993; Urry &

³ In comparison, Smith et al. (2002) found $P \sim 0.69 \pm 0.01$ per cent and $\psi \sim 33.2 \pm 0.5^\circ$ for NGC 5548.

⁴ The *HST* image presented by Morganti et al. (2003) is based on total flux only, while our Fig. 3 shows the polarized flux (total flux \times polarization degree). We checked that the X-shaped morphology is also reproduced in total flux, a straightforward conclusion as Thomson scattering is wavelength independent.

Padovani 1995), the central region of NGC 1068 is hidden by optically thick, circumnuclear matter usually designated as a dusty torus. It is then a direct consequence of the circumnuclear dust that the radiation of the central engine escapes non-isotropically along the polar regions. It forms the so-called ionized winds that farther out interact with the interstellar medium of the host galaxy and give rise to narrow emission lines (Osterbrock & Mathews 1986). It is a common hypothesis that as a consequence of the collimation effect by the circumnuclear dust, the polar outflows sustain the same half-opening angle as the dusty torus. This assumption is derived from the assumed axisymmetry of the unified model. However, a recent study on NGC 1068 carried out by Raban et al. (2009) showed that the polar winds (represented by a bi-conical structure) are most likely inclined with respect to the obscuring torus axis. In the context of this work, several models of tilted outflows (Das et al. 2006; Goosmann & Matt 2011; Marin, Goosmann & Dovčiak 2012a) are being developed, but the off-axis outflow may also be explained by the structure for quasars if the radiation pressure field is not isotropic. In this case, the bending of the flow becomes non-axisymmetric and the extended outflow would appear tilted with respect to the symmetry axis of the system.

4 CONCLUSIONS AND FUTURE WORK

Conducting detailed radiative transfer simulations that include polarization, we show that the structure for quasars suggested by Elvis (2000) can reproduce the observed optical polarization properties of type-1 and type-2 AGN if the standard version of the model is slightly modified: the bending angle of the wind should be lowered to $\theta = 45^\circ$ and a dusty phase of moderate optical depth should be added to the wind.

Without the dusty phase, i.e. for a pure WHIM outflow, the polarization dichotomy of Seyfert galaxies may still be reproduced for a certain, rather specific range of parameters, but the predicted number density of type-2 AGN would turn out too low.

The modelling leads to some straightforward observational tests and future work.

(i) The bending angle and covering factor of the extended winds that we derive from the polarization modelling imply number densities for non-NAL and NAL AGN, BALQSO's as well as type-1 versus type-2 AGN. Such number counts can be derived from multiwaveband data obtained in large sky surveys (e.g. Roseboom et al. 2013), as the distribution of covering factors is correlated with the fraction of IR luminosity. It is thus possible to test if the observed distribution of different AGN types corresponds to their polarization properties, and a preliminary investigation of the inclination-dependence of AGN spectropolarimetric observations is ongoing.

(ii) So far, our modelling refers only to UV/optical continuum radiation. Computations for emission and absorption lines that also consider different velocity fields inside the wind are currently under way. Furthermore, we intend to extend the modelling towards the X-ray regime and to compare the results to X-ray spectroscopy data.

(iii) The exact wind geometry varies most likely with the bolometric luminosity of the AGN. Therefore, it is useful to study the polarization properties of well-observed, individual AGN with different average luminosities and to derive the resulting angles θ and $\delta\theta$ for the two-phase wind model. Possible trends of θ and $\delta\theta$ with the luminosity can thus be investigated.

It is interesting to note that, from a purely morphological point of view, the two-phase version of the wind model by Elvis (2000) is not in disagreement with the standard scenario of the unified

scheme as analysed in Marin et al. (2012b). Nonetheless, it is a major difference between the two interpretations to assume that the obscuring material originates in a wind instead of being part of the accretion inflow.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful to the referee Makoto Kishimoto for his useful and constructive comments on the manuscript. This research was funded by the French grant ANR-11-JS56-013-01 of the project POLIOPTIX. The authors a grateful to Delphine Porquet for clarifying comments on the manuscript.

REFERENCES

- Antonucci R. R. J., 1983, Nat, 303, 158
- Antonucci R. R. J., 1984, ApJ, 278, 499
- Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
- Antonucci R. R. J., Miller J. S., 1985, ApJ, 297, 621
- Axon D. J., Capetti A., Macchetto F., Sparks W. B., Boksenberg A., 1996, Vistas Astron., 40, 29
- Bentz M. C. et al., 2009, ApJ, 705, 199
- Berriman G., Schmidt G. D., West S. C., Stockman H. S., 1990, ApJS, 74, 869
- Capetti A., Axon D. J., Macchetto F., Sparks W. B., Boksenberg A., 1995, ApJ, 446, 155
- 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
- Crenshaw D. M., Kraemer S. B., 2000, ApJ, 532, L101
- Czerny B., Hrynewicz K., 2012, J. Phys.: Conf. Ser., 372, 012013
- Das V., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Deo R. P., 2006, AJ, 132, 620
- Davidson K., Netzer H., 1979, Rev. Mod. Phys., 51, 715
- Edelson R. A., Malkan M. A., Rieke G. H., 1987, ApJ, 321, 233
- Elvis M., 2000, ApJ, 545, 63
- Elvis M., 2002a, in Maiolino R., Marconi A., Nagar N., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 255, Mass Outflow in Active Galactic Nuclei: New Perspectives. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 303
- Elvis M., 2002b, in Crenshaw M. D., Kraemer B. S., George M. I., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 258, Issues in Unification of Active Galactic Nuclei. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 51
- Elvis M., 2012, in Chartas G., Hamann F., Leighly M. K., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 460, AGN Winds in Charleston. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 186
- Eracleous M., 2006, in Gaskell M. C., McHardy M. I., Peterson M. B., Sergeev G. S., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 360, AGN Variability from X-Rays to Radio Waves. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 217
- Fath E. A., 1909, Lick Obsr. Bull., 5, 71
- Gaskell C. M., 2009, New Astron. Rev., 53, 140
- Gaskell C. M., Goosmann R. W., 2013, ApJ, 769, 30
- Goodrich R. W., Miller J. S., 1994, ApJ, 434, 82
- Goodrich R. W., Miller J. S., 1995, ApJ, 448, L73
- Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2007, A&A, 465, 129
- Goosmann R. W., Matt G., 2011, MNRAS, 415, 3119
- Hjelm M., Lindblad P. O., 1996, A&A, 305, 727
- Kay L. E., 1994, ApJ, 430, 196
- Kishimoto M., 1999, ApJ, 518, 676
- Kishimoto M., Kay L. E., Antonucci R., Hurt T. W., Cohen R. D., Krolik J. H., 2002, ApJ, 567, 790
- Kishimoto M., Antonucci R., Blaes O., 2003, MNRAS, 345, 253
- Kishimoto M., Antonucci R., Boisson C., Blaes O., 2004, MNRAS, 354, 1065
- Kishimoto M., Hönig S. F., Beckert T., Weigelt G., 2007, A&A, 476, 713
- Kishimoto M., Antonucci R., Blaes O., Lawrence A., Boisson C., Albrecht M., Leipski C., 2008, Nat, 454, 492
- Lamy H., Hutsemékers D., 2004a, VizieR Online Data Catalog, 342, 70107
- Lamy H., Hutsemékers D., 2004b, A&A, 427, 107

- Marin F., Goosmann R. W., 2012, in Boissier S., de Laverny P., Nardetto N., Samadi R., Valls-Gabaud D., Wozniak H., eds, SF2A-2012: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, UV and Optical Polarization Modeling of Thermal Active Galactic Nuclei: Impact of the Narrow Line Region. French Society of Astronomy and Astrophysics, Nice, p. 587
- Marin F., Goosmann R., Dovčiak M., 2012a, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 372, 012065
- Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., Porquet D., Dovčiak M., 2012b, *A&A*, 548, A121
- Mathews W. G., Capriotti E. R., 1985, *Astrophysics of Active Galaxies and Quasi-Stellar Objects*. University Science Books, Mill Valley, CA
- Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H., 1977, *ApJ*, 217, 425
- Miller J. S., Goodrich R. W., 1990, *ApJ*, 355, 456
- Miller J. S., Goodrich R. W., Mathews W. G., 1991, *ApJ*, 378, 47
- Morganti R., Oosterloo T., Tsvetanov Z., 1998, *AJ*, 115, 915
- Morganti R., Oosterloo T., Holt J., Tadhunter C., van der Hulst J. M., 2003, *The Messenger*, 113, 67
- Morganti R., Holt J., Saripalli L., Oosterloo T. A., Tadhunter C. N., 2007, *A&A*, 476, 735
- Ogle P. M., 1998, PhD thesis, California Institute of Technology
- Ogle P. M., Cohen M. H., Miller J. S., Tran H. D., Goodrich R. W., Martel A. R., 1999, *ApJS*, 125, 1
- Ogle P. M., Brookings T., Canizares C. R., Lee J. C., Marshall H. L., 2003, *A&A*, 402, 849
- Osterbrock D. E., 1991, *Rep. Prog. Phys.*, 54, 579
- Osterbrock D. E., Mathews W. G., 1986, *ARA&A*, 24, 171
- Packham C., Young S., Hough J. H., Axon D. J., Bailey J. A., 1997, *MNRAS*, 288, 375
- Raban D., Jaffe W., Röttgering H., Meisenheimer K., Tristram K. R. W., 2009, *MNRAS*, 394, 1325
- Rokaki E., Collin-Souffrin S., Magnan C., 1993, *A&A*, 272, 8
- Roseboom I. G., Lawrence A., Elvis M., Petty S., Shen Y., Hao H., 2013, *MNRAS*, 429, 1494
- Schmid H. M., Appenzeller I., Burch U., 2003, *A&A*, 404, 505
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Shields G. A., 1977, *Astrophys. Lett.*, 18, 119
- Smith J. E., Young S., Robinson A., Corbett E. A., Giannuzzo M. E., Axon D. J., Hough J. H., 2002, *MNRAS*, 335, 773
- Smith J. E., Robinson A., Alexander D. M., Young S., Axon D. J., Corbett E. A., 2004, *MNRAS*, 350, 140
- Suganuma M. et al., 2006, *ApJ*, 639, 46
- Urry C. M., Padovani P., 1995, *PASP*, 107, 803
- Veilleux S., Shopbell P. L., Miller S. T., 2001, *AJ*, 121, 198
- Veron-Cetty M.-P., Veron P., 1987, *ESO Scientific Report No. 5, A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*, 3rd edn. ESO, Garching
- Wolf S., Henning T., 1999, *A&A*, 341, 675
- Wu X.-B., Han J. L., 2001, *ApJ*, 561, L59
- Young S., Hough J. H., Axon D. J., Bailey J. A., Ward M. J., 1995, *MNRAS*, 272, 513

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.



Modelling the X-ray polarimetric signatures of complex geometry: the case study of the ‘changing look’ active galactic nucleus NGC 1365

F. Marin,¹★ D. Porquet,¹ R. W. Goosmann,¹ M. Dovčiak,² F. Muleri,³ N. Grossi¹
and V. Karas²

¹Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l’Université, F-67000 Strasbourg, France

²Astronomical Institute of the Academy of Sciences, Boční II 1401, CZ-14131 Prague, Czech Republic

³INAF/IAPS, Via del Fosso del Cavaliere 100, I-00133 Roma, Italy

Accepted 2013 September 4. Received 2013 August 30; in original form 2013 May 16

ABSTRACT

‘Changing look’ active galactic nuclei (AGN) are a subset of Seyfert galaxies characterized by rapid transitions between Compton-thin and Compton-thick regimes. In their Compton-thin state, the central engine is less obscured; hence, spectroscopy or timing observations can probe their innermost structures. However, it is not clear if the observed emission features and the Compton hump are associated with relativistic reflection on to the accretion disc, or complex absorption by distant, absorbing gas clouds passing by the observer’s line of sight. Here, we investigate these two scenarios under the scope of X-ray polarimetry, providing the first polarization predictions for an archetypal ‘changing look’ AGN: NGC 1365. We explore the resulting polarization emerging from lamp-post emission and scattering off an accretion disc in the immediate vicinity of a supermassive black hole. The computed polarization signatures are compared to the results of an absorption-dominated model, where high column density gas partially covers the central source. While the shape of the polarization spectrum is similar, the two models differ in net polarization percentage, with the relativistic reflection scenario producing significantly stronger polarization. Additionally, the variation of the polarization position angle is distinctly different between both scenarios: the reflection-dominated model produces smooth rotations of the polarization angle with photon energy, whereas circumnuclear absorption causes an orthogonal switch of the polarization angle between the soft and hard X-ray bands. By comparing the predicted polarization of NGC 1365 to the detectability levels of X-ray polarimetry mission concepts proposed in the past, we demonstrate that with a large, soft X-ray observatory or a medium-sized mission equipped with a hard (6–35 keV) polarimeter, the correct interpretation would be unambiguous.

Key words: line: profiles – polarization – radiative transfer – scattering – galaxies: active – X-rays: galaxies.

1 INTRODUCTION

Active galactic nuclei (AGN) are complex objects, hosting several media over a broad range of locations. Radiation from the central, ionizing source is absorbed and reprocessed by a variety of scattering regions, such as the accretion disc, the broad-line region (BLR), the warm absorber (WA), the molecular torus and the narrow-line region (NLR), imprinting the resulting X-ray spectrum of AGN. For example, the type 1.8 AGN NGC 1365 ($z = 0.005\text{--}47$), also known as the Great Barred Spiral galaxy, is an intriguing source displaying the most dramatic X-ray spectral changes observed so far in an AGN: the source switched from reflection-dominated (Compton-

thick) to transmission-dominated (Compton-thin) and back in just a few days to week time-scales (Risaliti et al. 2005). NGC 1365 can be classified as one of the most extreme examples of ‘changing look’ AGN. This has been attributed to the variation in the line of sight of cold absorber rather than to extreme intrinsic emission variability. Such rapid time-scales of these X-ray eclipses suggest that these absorbers ($N_{\text{H}} \sim 10^{23}\text{--}10^{24} \text{ cm}^{-2}$) are located on compact scales consistent within the inner BLR and the outer part of the accretion disc. Such behaviour is now observed in numerous other sources, e.g. NGC 4388 (Elvis et al. 2004), NGC 7674 (Bianchi et al. 2005), NGC 4151 (Puccetti et al. 2007), NGC 7582 (Bianchi et al. 2009), UGC 4203 (Guainazzi et al. 2002; Risaliti et al. 2010), NGC 4051 (Guainazzi et al. 1998; Lobban et al. 2011), 1H 0419–577 (Pounds et al. 2004), NGC 454 (Marchese et al. 2012), IRAS 09104+4109

* E-mail: frederic.marin@astro.unistra.fr

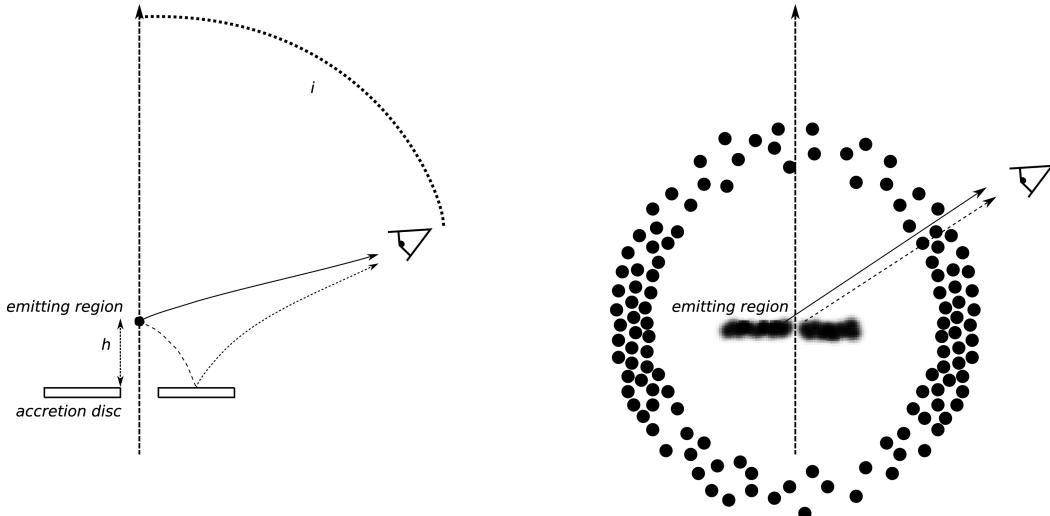


Figure 1. Schematic view of the two scenarios considered. Left: reflection with a lamp-post geometry and light bending. Right: partial covering with circumnuclear absorbers.

(Piconcelli et al. 2007; Chiang et al. 2013), H0557–385 (Longinotti et al. 2009) and the Phoenix galaxy (Matt et al. 2009). Besides, it has been shown that NGC 1365 exhibits an apparent broad Fe K α fluorescent emission line (Brenneman et al. 2013; Risaliti et al. 2013). Two alternative origins are proposed to explain the shape and variability of this feature, general relativistic effects (Risaliti et al. 2013) or partial-covering absorptions (Miller & Turner 2013). In the former scenario, reflection of hard X-rays off the inner disc, reaching down to the innermost stable circular orbit (ISCO), produces fluorescent emission, subsequently broadened by general relativistic and Doppler effects. Integrating the reprocessed emission across the disc constitutes the blurred line that is sensitive to the spin of the supermassive black hole (SMBH; Fabian et al. 1989; Laor 1991; Dovčiak, Karas & Yaqoob 2004; Brenneman & Reynolds 2006; Dauser et al. 2013). In the latter scenario, complex absorption due to clouds of absorbing gas, partially covering the central AGN source, is responsible for both the flux variability and the apparent broadening of the Fe line (Inoue & Matsumoto 2003; Miller, Turner & Reeves 2008, 2009). Continuum radiation transmitted and scattered through circumnuclear medium carves out the extended red wing, which leads to systematically lower measurements of the SMBH spin than obtained by the relativistic reflection method. Interestingly, the variability behaviour of the Fe K line is different from that of the relativistic line seen in the type 1 Seyfert galaxy MCG–6–30–15 (Fabian et al. 2002), for which light bending effect has been proposed (Fabian & Vaughan 2003; Miniutti et al. 2003). However, this can alternatively be explained by an increase of the column density of the cold absorber from 2008 to 2010 that would reduce the red wind of the line as pinpointed by Brenneman et al. (2013).

In this context, we aim to illustrate the potential of X-ray polarimetry observations as a powerful tool to test the complex geometry in ‘changing look’ AGN, using NGC 1365 as a study case.

2 POLARIZATION INDUCED BY RELATIVISTIC REFLECTION

The combined *XMM-Newton/Nuclear Spectroscopic Telescope Array* observation of NGC 1365 (Risaliti et al. 2013) puts forward a

scenario in which the Fe K α emission line originates from a cold accretion disc surrounding an SMBH of mass $M = 2 \times 10^6 M_\odot$, associated with a dimensionless spin parameter $a = 1$ (extreme Kerr BH). Their model assumes that the X-ray source, illuminating the accretion disc, is localized on the rotation axis, at 2.5 gravitational radii above the BH. The broadening of the Fe K α fluorescence line is then a consequence of rapid motion and general relativistic effects close to the SMBH. Using the method already described in detail in Dovčiak et al. (2011) and used in Marin et al. (2012a) to model X-ray polarization spectra emerging from the type-1 Seyfert galaxy MCG–6–30–15, we now apply it to the case of ‘changing look’ AGN in their Compton-thin regime.

Relying on the prescribed reflection model (Risaliti et al. 2013), we run Monte Carlo radiative transfer simulations of the 1–100 keV polarization emerging from NGC 1365. The input spectrum ($>10^9$ photons) has a power-law shape $F_* \propto \nu^{-\alpha}$ with a spectral index $\alpha = 1.2$ (Risaliti et al. 2009, 2013). The intrinsic flux is unpolarized and emitted isotropically. The re-emitted intensity as a function of incident and re-emission angle is computed by the Monte Carlo radiative transfer code NOAR (Dumont, Abrassart & Collin 2000), the local polarization being estimated according to the transfer equations of Chandrasekhar (1960). The local, polarized reflection spectra are then combined with the kY code (Dovčiak et al. 2004), which conducts relativistic ray tracing between the elevated source, the disc, and the distant observer (see Fig. 1, left-hand panel).

The resulting polarization signatures, as a function of photon energy, are plotted in Fig. 2 (red dashed line). P is the degree of linear polarization emerging from the models and $\Delta\Psi$ is the rotation of the polarization position angle with respect to a convenient average of the polarization position angle over the depicted energy band. An ‘absolute orientation’ of the polarization plane is difficult to measure, and we thus focus on the variation of $\Delta\Psi$ with photon energy.

Considering an inclination of $i = 60^\circ$ for NGC 1365 (Risaliti et al. 2013), the reflection model is found to produce relatively high degrees of polarization ($P \geq 1$ per cent) in the 3–100 keV band, with a maximum P in the Compton hump, where multiple scattering dominates. Below 10 keV, P decreases sharply, unlike an energy-independent Newtonian case, as the local disc polarization is affected by the relativistic energy shift of the photons and impacts

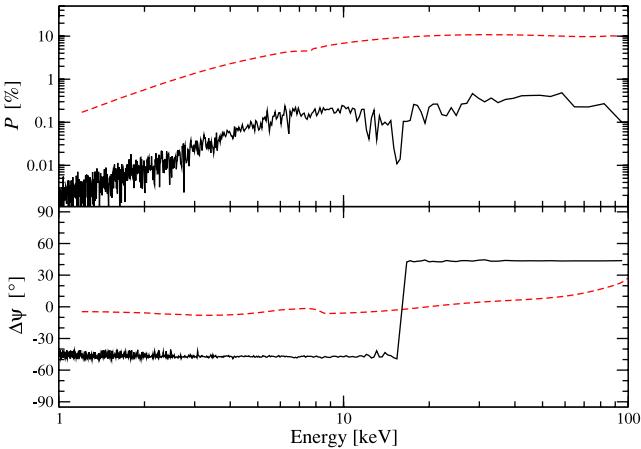


Figure 2. Percentage of polarization P and variation of the polarization angle $\Delta\psi$ with respect to its mean as a function of the energy. Legend: a fragmented absorption region (solid line) and a relativistic reflection model with an extreme Kerr SMBH with $a = 1$ (red dashed line). Both models are viewed at an inclination of $i = 60^\circ$ to the axis of symmetry.

the resulting polarization seen by a distant observer (Dovčiak et al. 2004). The energy dependence of P in the soft X-ray band is accentuated by a dilution mechanism caused by the source, set to favour the production of soft X-ray photons: even if strong gravity effects tend to bend photons back to the disc, a fraction of the input, unpolarized radiation merges with the (reprocessed) polarized photons and dilutes the P signal. Thus, the minimum polarization degree produced by disc reflection is ≥ 0.1 per cent above 1 keV, ≥ 1 per cent between 3 and 10 keV, and up to 10 per cent in the Compton hump regime.

Interestingly (Fig. 2, bottom, red dashed line), the relativistic reflection scenario exhibits an energy-dependent $\Delta\Psi$ that varies significantly across the Fe K α line, a behaviour already expected from X-ray polarization simulations in the type 1 AGN MCG–6–30–15 (Marin et al. 2012a). The feature is related to the energy-dependent albedo and scattering phase function of the disc material. $\Delta\Psi$ presents a smooth and continuous variation by $\sim 5^\circ$ around the iron line and increases monotonically upwards 20 keV.

3 PURE ABSORPTION AND COMPTON SCATTERING BY A CLOUDY MEDIUM

Taking into account that the changing nature of NGC 1365 is explained by the presence of a clumpy distribution of gas around the central engine, we now investigate the resulting polarization signal arising from an absorption-dominated model. We rely on the parametrization of Miller & Turner (2013) to produce a clumpy environment favourable to X-ray eclipses. Our goal is not to prove that the model of Miller & Turner (2013) provides the same spectral energy distribution as the one proposed by Risaliti et al. (2013), reproducing both the flux variability and the apparent broadening of the Fe line. We rather examine the polarization induced by a cloudlet distribution that is supposed to be competitive with its relativistic counterpart.

Using the latest version of STOKES (Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012b), we computed the resulting polarization of a cloud distribution such as the ones presented in Karas et al. (2000) and Miller & Turner (2013). The model set-up is summarized in Fig. 1 (right-hand panel). The central, X-ray source is defined as a

geometrically thin, emitting slab that may represent the so-called hot inner flow. The emitting region is insensitive to scattering and does not reach down to the ISCO in order to avoid a possible confusion with relativistic disc reflection. Inside a spherical shell constrained between $r_1 = 10$ and $r_2 = 20$ (in units of sphere radius) from the model's origin, a random distribution of 1000 scale-independent, Compton-thick, absorbing spheres with equal radius and constant density was generated. The covering factor of the cloud distribution varies systematically from the poles towards the equator, as suggested by the unified scheme of AGN, and is ~ 0.55 for $i = 0^\circ$ and > 0.75 for $i > 60^\circ$ (Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995). The column density of the absorbing, cold medium in a single cloud is equal to $1.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, a value chosen to maximize the observed hard excess. For coherency, we restrain ourselves to the same input power-law spectrum as in Section 2. This parametrization is in perfect agreement with the modelling of Miller & Turner (2013), allowing us, in the meantime, to examine the net polarization of ‘changing look’ AGN and explore the polarimetric signatures of their theoretical, absorption-dominated model.

We find that, in the case of an absorption-dominated model (Fig. 2, top), the resulting polarization degree is energy dependent (solid black line), with a maximum P observed in the Compton hump ($P \leq 0.5$ per cent). Close to 15 keV, the local polarization strongly diminishes due to a flip of the photon position angle, as perpendicular and parallel photon's position angles cancel each other (see the next paragraph). Finally, P gradually decreases below the iron fluorescence line energy, as the dilution trend is strengthened by the absence of strong gravity effects bending photons back to the disc. As forward scattering dominates, we naturally find that the polarization produced by a clumpy distribution of cold matter is about 15 times weaker than the relativistic model.

The most interesting results come from the variation of the polarization position angle (Fig. 2, bottom). The cloud distribution examined in this paper (solid black line) shows an instantaneous $\Delta\Psi$ transition by 90° from the soft (below 15 keV) to hard X-ray bands, associated with a local diminution of P . In the 1–15 keV band, radiation is not energetic enough to scatter through the highly covered equatorial plane and becomes absorbed. Photons escaping from the system scatter on polar clouds, with their normal to the scattering plane perpendicular to the axis of the system, resulting in a polarization position angle $\Psi = 0^\circ$ (Marin & Goosmann 2011; Marin et al. 2012b). Above 15 keV, the Compton scattering phase function favours scattering towards the forward direction and, at the same time, the albedo is strong so that photons escape along the observer's viewing angle without suffering from heavy absorption. The planes of each scattering are predominantly parallel to the equatorial plane of the system, aligning their normal to the projected axis of the system. Thus, the polarization vectors of the hard X-rays are orthogonal from those of the soft X-rays, on average, and the net polarization position angle Ψ is equal to 90° (see Fig. 3). The competition between scattering in polar cloud and scattering in equatorial cloud, leading to parallel or perpendicular polarization angle, is energy dependent and results in an orthogonal switch specific to the prescription. The energy of the Ψ rotation is a complex function of opacity and covering fraction, and will be different for other parametrizations.

4 OBSERVATIONAL PROSPECTS

We showed, in a previous publication centred around MCG–6–30–15 (Marin et al. 2012b), that a small pathfinder mission could be able to distinguish between relativistic reflection and transmission

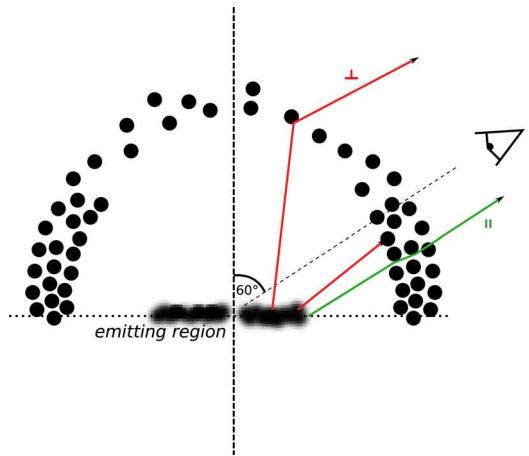


Figure 3. Schematic illustration of the dominant polarization mechanism for absorption and Compton scattering by a cloudy medium. Soft X-rays (red lines) are absorbed along the highly covered equatorial plane; to escape, radiation reprocesses on polar clouds and the average direction of the electric field vector of the scattered radiation is perpendicular to the axis of the system. Hard X-rays (green line) face a lower electron scattering cross-section and easily escape the circumnuclear medium by multiple scattering, aligning their electric field vector to the projected axis of the system. Thus, a Ψ rotation between the two regimes occurs at a model-dependent energy.

through absorbing media. However, is this still true for NGC 1365, a rather different object with a much higher (60°) inclination, a variable behaviour of its iron line red wing and extreme Compton-thick to Compton-thin regime transitions? Taking into account an average flux in the X-ray band [~ 1.0 mCrab in the 2–10 keV band (Brenneman et al. 2013), and $\sim 2.62 \pm 0.50$ mCrab in the 17–60 keV band (Krivonos et al. 2007)], we extend the sample of already proposed X-ray mission concepts of different sizes which included a polarimeter to investigate if any polarization signal could be detected.¹

(i) The S-class *X-ray Imaging Polarimetry Explorer* (*XIPE*; Sofitta et al. 2013), designed to be loaded with two 2–10 keV Gas Pixel Detectors (GPD; Costa et al. 2001; Bellazzini et al. 2006; Bellazzini & Muleri 2010).

(ii) The M-class *New Hard X-ray Mission* (*NHXM*; Tagliaferri et al. 2012a,b). One of the four telescopes aboard would be coupled with two GPD instruments: a low-energy polarimeter (LEP, 2–10 keV) and a medium-energy polarimeter (MEP, 6–35 keV), for a total coverage of 2–35 keV.

(iii) The L-class *International X-ray Observatory* (*IXO*; Barcons et al. 2011) included, among a few other instruments, the 2–10 keV X-ray polarimeter (XPOL; Bellazzini et al. 2006).

In Fig. 4, we calculate the representative minimum detectable polarization (MDP, whose formula can be found in Marin et al. 2012a) on the whole energy range of the instrument at 99 per cent confidence level that the mission concepts would have reached pointing

¹ We stress that our results are to be intended as a first estimate of the sensitivity which could be reached by state-of-the-art instruments in some exemplary mission profiles. The actual observability of the effects discussed in this paper, especially in the case of the absorption scenario for which the expected polarization signal is very low, will depend on a number of instrumental characteristics, i.e. systematic uncertainties, observation time, energy range, etc. It is difficult to take account of them at this stage because currently there are no X-ray polarimeters approved for the launch; notwithstanding, our results give an idea of what is reasonable to achieve in different mission profiles.

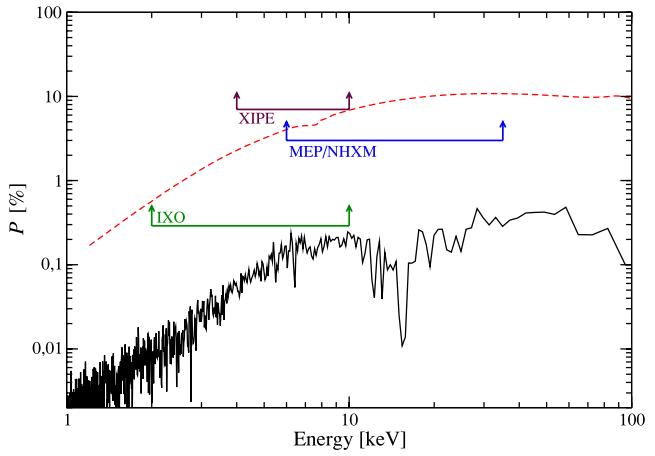


Figure 4. Representative minimum detectable polarization (MPD) of the two scenarios for a 1-ms observation of NGC 1365. The observer's line of sight lies at 60° with respect to the symmetry axis. The MDP for *XIPE* is represented by the maroon line, for *NHXM* in blue and for *IXO* in green. Legend: a fragmented absorption region (solid line) and a relativistic reflection model with an extreme Kerr SMBH with $a = 1$ (red dashed line).

at NGC 1365. The observation time is estimated to 1 ms, taking into account that the background flux is negligible with respect to the source flux. We assumed a Crab-like spectrum, that is a power law with an index of 2.05 and fluxes reported above. The rate of the source is calculated on a fine energy grid (0.1 keV) by multiplying the telescope collecting area, the detector efficiency and the source spectrum. Then, we multiply (for each energy) the square root of the rate by the modulation factor, adding the background (which is negligible by orders of magnitude in this case) and smearing the product for the energy resolution of the instrument. Eventually, we sum up the values of the product in the energy range of interest to derive the MDP for the selected interval. The MDP evaluated over representative energy bands are as follows: ~ 7 per cent (4–10 keV) for *XIPE*, ~ 3 per cent for *MEP/NHXM* (6–35 keV) and ~ 0.3 per cent for *IXO* (2–10 keV).

We find that the predicted polarization signal induced by relativistic reflection is below the polarization detectability of *XIPE* (maroon line), so, for an exposure time of 1 ms, a small, pathfinder mission such as *XIPE* could not measure the polarization unless the observed polarization is significantly (a factor of 2) higher than that predicted by the model. However, any detection would strongly support the relativistic model that produces a conservative polarization degree (see Section 5). Further indications could be deduced from the variation of the polarization position angle around the iron line if the observed polarization signal is significant enough. The blue line, representing the MDP of *MEP/NHXM*, indicates that the polarization signal originating from the relativistic reflection case can be detected across the whole 6–35 keV band. It covers in particular the iron line domain, where the $\Delta\Psi$ signature of strong gravity would be detected. Finally, for longer observing time or higher flux levels, *IXO* (green line) would have been the only mission to potentially detect the low polarization originating from a ‘changing look’ AGN in the complex absorption scenario.

5 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Due to its transient nature, the distribution of gas clouds around the central region of NGC 1365 may vary both in its covering

factor and column density. Lowering the covering factor would result in a decrement of the net polarization as dilution from the unscattered input spectrum would be enhanced. A different density parametrization would also affect the polarization degree: optically thinner reprocessing clouds would reduce the probabilities of scattering, thus decreasing P , while increasing the gas density would slightly increase the polarized flux until the circumnuclear matter becomes optically too thick for the radiation to escape. Nonetheless, since absorption-dominated models are based upon continuum transmission through gas, the overall polarization degree is expected to be weaker than for (perpendicular) scattering off an accretion disc. One must note that the energy at which the Ψ rotation occurs is also governed by the gas density, covering factor and possibly inclination. We intend to investigate different realizations of a variety of ‘changing look’ AGN in future work in order to explore the complex inter-combination of parameters that may lead to similar Ψ rotation. This feature, if observable, could be used as a major constraint to probe the parameter space of the cold gas.

The relativistic reflection model employed to simulate the polarization response of NGC 1365 is basic, yet instructive. In a forthcoming publication, we intend to improve our relativistic models by taking into account radially structured surface ionization and intrinsically polarized, non-axisymmetric irradiation. Both implementations are expected to increase the net polarization, similar to coronal emission that scatters off an ionized disc and disc return radiation over the potential well (Schnittman & Krolik 2010, 2013). Therefore, the modelling presented in this paper produces a conservative, lower limit on the polarization degree.

The polarization position angle across the iron line turns out to be a particularly strong indicator for the correct scenario – if it can be constrained with a sufficiently powerful X-ray polarimetry mission and/or long enough observations. The bottom panel of Fig. 2 shows that in the case of relativistic reflection $\Delta\Psi$ follows a characteristic ‘S-shape’ between 2 and 9 keV, whereas in the absorption scenario the distribution of $\Delta\Psi$ is only bipolar. The detection of a few degrees swing could be within the reach of a large mission, for which the MDP is significantly lower than the expected degree of polarization. The fact that in the absorption case only ‘parallel’ or ‘perpendicular’ polarization is allowed is related to the axial symmetry of the cloud distribution. The switch exists due to a change in the scattering albedo between the soft and hard bands of the X-ray spectrum. Goosmann & Matt (2011) showed that a more gradual rotation of $\Delta\Psi$ can be obtained in a non-relativistic scenario once the distribution of scattering clouds is no longer symmetric. However, in this case the rotation can only evolve monotonically with photon energy between two limiting values determined by the net soft and hard X-ray polarization states. Such a scenario could not reproduce the S-shape variation of $\Delta\Psi$ seen in the relativistic model.

In conclusion, this work predicts the polarization degree expected from ‘changing look’ AGN in their Compton-thin state. The reflection-dominated scenario of NGC 1365 is found to be associated with strong polarization degrees and a smooth variation of polarization angle across the iron line emission. However, if the spectrum of NGC 1365 is dominated by cloud absorption, lower polarization degrees are expected, associated with an orthogonal switch of the polarization position angle between the soft and hard X-ray bands. We strengthen the conclusions drawn in Marin et al. (2012a), despite some fundamental differences between MCG–6–30–15 and NGC 1365, and demonstrate that X-ray polarimetry measurement of NGC 1365 could discriminate between the two

scenarios using a hard polarimeter or a large, soft X-ray polarimetric mission.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the anonymous referee for helpful comments. This research was supported by the grants ANR-11-JS56-013-01 in France and COST-CZ LD12010 in the Czech Republic.

REFERENCES

- Antonucci R., 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Barcons X. et al., 2011, preprint (arXiv:1102.2845)
- Bellazzini R., Muleri F., 2010, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 623, 766
- Bellazzini R. et al., 2006, *Proc. SPIE*, 6266, 62662
- Bianchi S., Guainazzi M., Matt G., Chiaberge M., Iwasawa K., Fiore F., Maiolino R., 2005, *A&A*, 442, 185
- Bianchi S., Piconcelli E., Chiaberge M., Bailón E. J., Matt G., Fiore F., 2009, *ApJ*, 695, 781
- Brenneman L. W., Reynolds C. S., 2006, *ApJ*, 652, 1028
- Brenneman L. W., Risaliti G., Elvis M., Nardini E., 2013, *MNRAS*, 429, 2662
- Chandrasekhar S., 1960, *Radiative Transfer*. Dover, New York
- Chiang C.-Y., Cackett E. M., Gandhi P., Fabian A. C., 2013, *MNRAS*, 430, 2943
- Costa E., Soffitta P., Bellazzini R., Brez A., Lumb N., Spandre G., 2001, *Nat*, 411, 662
- Dauser T., Garcia J., Wilms J., Böck M., Brenneman L. W., Falanga M., Fukumura K., Reynolds, C. S., 2013, *MNRAS*, 430, 1694
- Dovčiak M., Karas V., Yaqoob T., 2004, *ApJS*, 153, 205
- Dovčiak M., Muleri F., Goosmann R. W., Karas V., Matt G., 2011, *ApJ*, 731, 75
- Dumont A.-M., Abrassart A., Collin S., 2000, *A&A*, 357, 823
- Elvis M., Risaliti G., Nicastro F., Miller J. M., Fiore F., Puccetti S., 2004, *ApJ*, 615, L25
- Fabian A. C., Vaughan S., 2003, *MNRAS*, 340, L28
- Fabian A. C., Rees M. J., Stella L., White N. E., 1989, *MNRAS*, 238, 729
- Fabian A. C. et al., 2002, *MNRAS*, 335, L1
- Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2007, *A&A*, 465, 129
- Goosmann R. W., Matt G., 2011, *MNRAS*, 415, 3119
- Guainazzi M. et al., 1998, *MNRAS*, 301, L1
- Guainazzi M., Matt G., Fiore F., Perola G. C., 2002, *A&A*, 388, 787
- Inoue H., Matsumoto C., 2003, *PASJ*, 55, 625
- Karas V., Czerny B., Abrassart A., Abramowicz M. A., 2000, *MNRAS*, 318, 547
- Krivosheina R., Revnivtsev M., Lutovinov A., Sazonov S., Churazov E., Sunyaev R., 2007, *A&A*, 475, 775
- Laor A., 1991, *ApJ*, 376, 90
- Lobban A. P., Reeves J. N., Miller L., Turner T. J., Braito V., Kraemer S. B., Crenshaw D. M., 2011, *MNRAS*, 414, 1965
- Longinotti A. L., Bianchi S., Ballo L., de La Calle I., Guainazzi M., 2009, *MNRAS*, 394, L1
- Marchese E., Braito V., Della Ceca R., Caccianiga A., Severgnini P., 2012, *MNRAS*, 421, 1803
- Marin F., Goosmann R. W., 2011, in Alecian G., Belkacem K., Samadi R., Valls-Gabaud D., eds, SF2A-2011: Proc. Annu. Meeting French Soc. Astron. Astrophys., Modeling the Polarization of Radio-quiet AGN: From the Optical to the X-ray Band, p. 597
- Marin F., Goosmann R. W., Dovčiak M., Muleri F., Porquet D., Grosso N., Karas V., Matt G., 2012a, *MNRAS*, 426, L101
- Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., Porquet D., Dovčiak M., 2012b, *A&A*, 548, A121
- Matt G., Bianchi S., Awaki H., Comastri A., Guainazzi M., Iwasawa K., Jimenez-Bailon E., Nicastro F., 2009, *A&A*, 496, 653
- Miller L., Turner T. J., 2013, *ApJ*, 773, L5
- Miller L., Turner T. J., Reeves J. N., 2008, *A&A*, 483, 437

- Miller L., Turner T. J., Reeves J. N., 2009, MNRAS, 399, L69
- Miniutti G., Fabian A. C., Goyder R., Lasenby A. N., 2003, MNRAS, 344, L22
- Piconcelli E., Fiore F., Nicastro F., Mathur S., Brusa M., Comastri A., Puccetti S., 2007, A&A, 473, 85
- Pounds K. A., Reeves J. N., Page K. L., O'Brien P. T., 2004, ApJ, 605, 670
- Puccetti S., Fiore F., Risaliti G., Capalbi M., Elvis M., Nicastro F., 2007, MNRAS, 377, 607
- Risaliti G., Elvis M., Fabbiano G., Baldi A., Zezas A., 2005, ApJ, 623, L93
- Risaliti G. et al., 2009, ApJ, 705, L1
- Risaliti G., Elvis M., Bianchi S., Matt G., 2010, MNRAS, 406, L20
- Risaliti G. et al., 2013, Nat, 494, 449
- Schnittman J. D., Krolik J. H., 2010, ApJ, 712, 908
- Schnittman J. D., Krolik J. H., 2013, ApJ, preprint (arXiv:1302.3214)
- Soffitta P. et al., 2013, Exp. Astron., 32
- Tagliaferri G., Hornstrup A., Huovelin J., Reglero V., Romaine S., Rozanska A., Santangelo A., Stewart G., 2012a, Exp. Astron., 34, 463
- Tagliaferri G. NHXM consortium, 2012b, Mem. Soc. Astron. Ital., 83, 360
- Urry C. M., Padovani P., 1995, PASP, 107, 803

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.



X-ray polarimetry as a new tool to discriminate reflection from absorption scenarios – predictions for MCG-6-30-15

F. Marin,¹★ R. W. Goosmann,¹ M. Dovčiak,² F. Muleri,³ D. Porquet,¹ N. Grossi,¹
V. Karas² and G. Matt⁴

¹Observatoire Astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université, 67000 Strasbourg, France

²Astronomical Institute of the Academy of Sciences, Boční II 1401, 14131 Prague, Czech Republic

³INAF/IAPS, Via del Fosso del Cavaliere 100, I-00133 Roma, Italy

⁴Dipartimento di Fisica, Università degli Studi Roma Tre, Via della Vasca Navale 84, I-00146 Roma, Italy

Accepted 2012 August 13. Received 2012 August 13; in original form 2012 July 14

ABSTRACT

We present modelling of X-ray polarization spectra emerging from the two competing scenarios that are proposed to explain the broad Fe K α line in the Seyfert 1 galaxy MCG-6-30-15. The polarization signature of complex absorption is studied for a partial covering scenario using a clumpy wind and compared to a reflection model based on the lamppost geometry. The shape of the polarization percentage and angle as a function of photon energy are found to be distinctly different between the reflection and the absorption cases. Relativistic reflection produces significantly stronger polarization in the 1–10 keV energy band than absorption. The spectrum of the polarization angle adds additional constraints: in the absorption case it shows a constant shape, whereas the relativistic reflection scenario typically leads to a smooth rotation of the polarization angle with photon energy. Based on this work, we conclude that a soft X-ray polarimeter onboard a small X-ray satellite may already discriminate between the absorption and the reflection scenarios. A promising opportunity may arise with the *X-ray Imaging Polarimetry Explorer* mission, which has been proposed to the European Space Agency in response to a small-size (S-class) mission call due for launch in 2017.

Key words: line: profiles – polarization – radiative transfer – scattering – galaxies: active – X-rays: galaxies.

1 INTRODUCTION

For the last two decades, an increasing number of type 1 active galactic nuclei (AGNs) showing a broad Fe K α fluorescent line in the 4–7 keV band have been detected (see e.g. Reeves et al. 2006; Nandra et al. 2007; de La Calle Pérez et al. 2010; Patrick et al. 2011). The actual presence of the extended red wing of the line is confirmed in many objects; none the less, its physical origin is debated with two major interpretations emerging: a relativistic reflection scenario (Miniutti & Fabian 2004) and an absorption scenario (Inoue & Matsumoto 2003; Tatum et al. 2012).

The Seyfert galaxy MCG-6-30-15 is an archetypal case among AGNs with broad iron lines. Its extended red wing is well established from long observations with *XMM-Newton* (Wilms et al. 2001; Fabian et al. 2002) and *Suzaku* (Miniutti et al. 2007). Several authors interpret the line as reprocessed X-ray emission emerging from the accretion disc that reaches down to the innermost stable circular orbit (ISCO) of the supermassive black

hole (SMBH; Miniutti et al. 2003; Reynolds et al. 2009). In this view, the broadening is due to general relativistic and Doppler effects shifting the line centroid as a function of the disc radius. When integrating the emission across the whole disc while taking into account the effects of ray tracing in a Kerr metric, the line is ‘relativistically blurred’. Assuming that the accretion disc and its irradiation are indeed truncated at the ISCO, the blurred line puts important constraints on the BH spin (Fabian et al. 1989; Laor 1991; Dovčiak, Karas & Yaqoob 2004; Brenneman & Reynolds 2006).

Following a different approach, Inoue & Matsumoto (2003) and Miller, Turner & Reeves (2008, 2009) argue that the X-ray data of MCG-6-30-15 can also be explained by assuming several absorbing media located on the line of sight and partially covering the primary X-ray source. In this interpretation, the extended red wing is ‘carved out’ by absorption and the line shape is much less related to the SMBH spin.

More advanced spectral and timing analyses using forthcoming X-ray missions like *Astro-H* and *NuStar* in addition to *XMM-Newton* may shed more light on how broad iron lines are produced. In this Letter, we still explore a different path and test how X-ray

*E-mail: frederic.marin@astro.unistra.fr

polarimetry can help to independently discriminate between the two models.

2 COMPARISON OF THE TWO SCENARIOS

The aim of this Letter is to have a general view over the two competing scenarios. It is beyond the scope of this Letter to produce an accurate spectral fit to the X-ray data of MCG-6-30-15. We rather assimilate prescriptions for reflection and absorption models that have been presented before and, based on these models, we compute the predicted X-ray polarization as a function of the observer's viewing angle.

2.1 The relativistic reflection model

We first consider relativistic reflection from a cold accretion disc illuminated by an elevated lamppost on the disc axis. The method is described in detail in Dovčiak et al. (2011) so here we only give a brief summary. A grid of local reprocessing models, that is, taken in the frame of the rotating accretion disc, was computed with the Monte Carlo radiative transfer code NOAR (Dumont, Abrassart & Collin 2000) providing the re-emitted intensity as a function of incident and re-emission angle. We defined an isotropic, point-like source emitting an unpolarized spectrum with a power-law shape $F_* \propto v^{-\alpha}$ and $\alpha = 1.0$. The accretion disc is approximated by a constant-density slab with cosmic abundances. Compton scattering, photoabsorption and iron line fluorescent emission are included in the computation of the locally re-emitted spectra. The local polarization is computed using the transfer equations of Chandrasekhar (1960). Since the reprocessing medium is optically thick, the reprocessing predominately occurs very close to the irradiated surface of the slab and thus the approximation is sufficiently accurate. The local, polarized reflection spectra are then combined with the KY code (Dovčiak et al. 2004) conducting relativistic ray tracing between the lamppost, the disc, and the distant observer (see Fig. 1, left-hand panel). The height of the lamppost is fixed at $2.5R_G$, where $R_G = GM/c^2$, and an extreme Kerr BH with the dimensionless spin $a = 1$ and a mass of $M = 1.5 \times 10^6 M_\odot$ is assumed.

Our choice of parameters is in good agreement with the assumptions of Miniutti & Fabian (2004). We point out though that in our approach the primary source is not off-axis, which should have an impact on the resulting polarization. Models of a patchy corona (see e.g. Galeev, Rosner & Vaiana 1979; Haardt, Maraschi &

Ghisellini 1994) presume that the off-axis sources should be anchored to the disc by magnetic field loops and thus corotate in Keplerian motion. In the relativistic reflection model, the X-rays are emitted very close to the BH and we thus estimate the maximum orbital time-scale occurring in a corona with the radial size $R_C = 50R_G$ to $317 \times \frac{M}{10^6 M_\odot} [(\frac{R_C}{R_G})^{1.5} + a] \approx 17$ ks. This time-span is by a large factor lower than the minimum exposure time for an observation of MCG-6-30-15 with a near-future X-ray polarimeter (see Section 3). The observed polarized flux due to a single, off-axis source is thus integrated over many Keplerian orbits. For this reason, the primary emission region should appear axisymmetric in near-future X-ray polarimetry. So would the irradiation pattern due to a central lamppost as assumed in our modelling.

The expected X-ray polarization for a non-axisymmetric, clumpy irradiation pattern of the accretion disc was studied by Schnittman & Krolik (2010), who obtain polarization percentages across the 2–10 keV band that are significantly higher than the results obtained by Dovčiak et al. (2011) for the lamppost geometry. Aside from the different coronal geometry, this is also related to different assumptions about the ionization of the accretion disc. When assuming a radially structured surface ionization (Ballantyne, Weingartner & Murray 2003) we expect the local percentage of polarization to increase compared to a neutral disc because the efficiency for electron scattering rises with ionization. For the same BH spin, the resulting integrated polarization observed at infinity must therefore increase as well.

Finally, here we do not include any intrinsic polarization of the primary radiation. Such polarization may occur if the primary spectrum emitted by the lamppost is indeed due to inverse Compton scattering of ultraviolet/X-ray photons coming from the disc. This effect may thus strengthen the net polarization observed at infinity.

In summary, the net polarization percentage predicted by our lamppost model with unpolarized primary radiation and a cold accretion disc is likely to be conservative.

2.2 The complex absorption model

An alternative approach to explain the broad red wing of the Fe K α line in MCG-6-30-15 and its lack of variability with respect to the continuum was given by Miller et al. (2008). The authors first suggested a model of absorbed, non-relativistic reflection combined with variable partial covering of the primary source. In the following, Miller et al. (2009) even proposed a pure absorption scenario. This model supposedly is in line with evidence for high column density, partial covering absorption found in other AGNs (Reeves et al. 2009; Risaliti et al. 2009; Turner et al. 2009). It contains five absorbing zones with the ionized zones 1–3 being required to reproduce the narrow absorption lines in the *Chandra* and *XMM-Newton* grating data. The spectral curvature in the 1–10 keV band is caused by the low-ionization zones 4 and 5 covering the continuum source by 62 and 17 per cent, respectively. We therefore focus on these two zones when modelling the expected polarization. The absorbers 1–3 fully cover the source and they thus represent an additional, low optical depth of $0.0002 < \tau_c < 0.06$ with respect to Compton scattering that we could add to zones 4 and 5. However, given the large optical depth of zone 4 ($\tau_c \sim 1.5$) and its predominant covering factor, it turns out that the impact of zones 1–3 is very limited and that we can safely neglect them.

Using the latest version of the STOKES code (Goosmann & Gaskell 2007; Marin et al. 2012), we model a geometrically thin, static, disc-like source emitting an isotropic, unpolarized primary

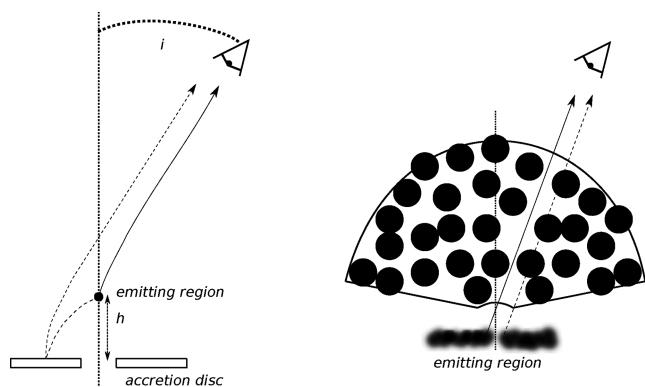


Figure 1. Schematic view of the scenarios considered. Left-hand panel: reflection with a lamppost geometry and light bending. Right-hand panel: partial covering with a clumpy wind.

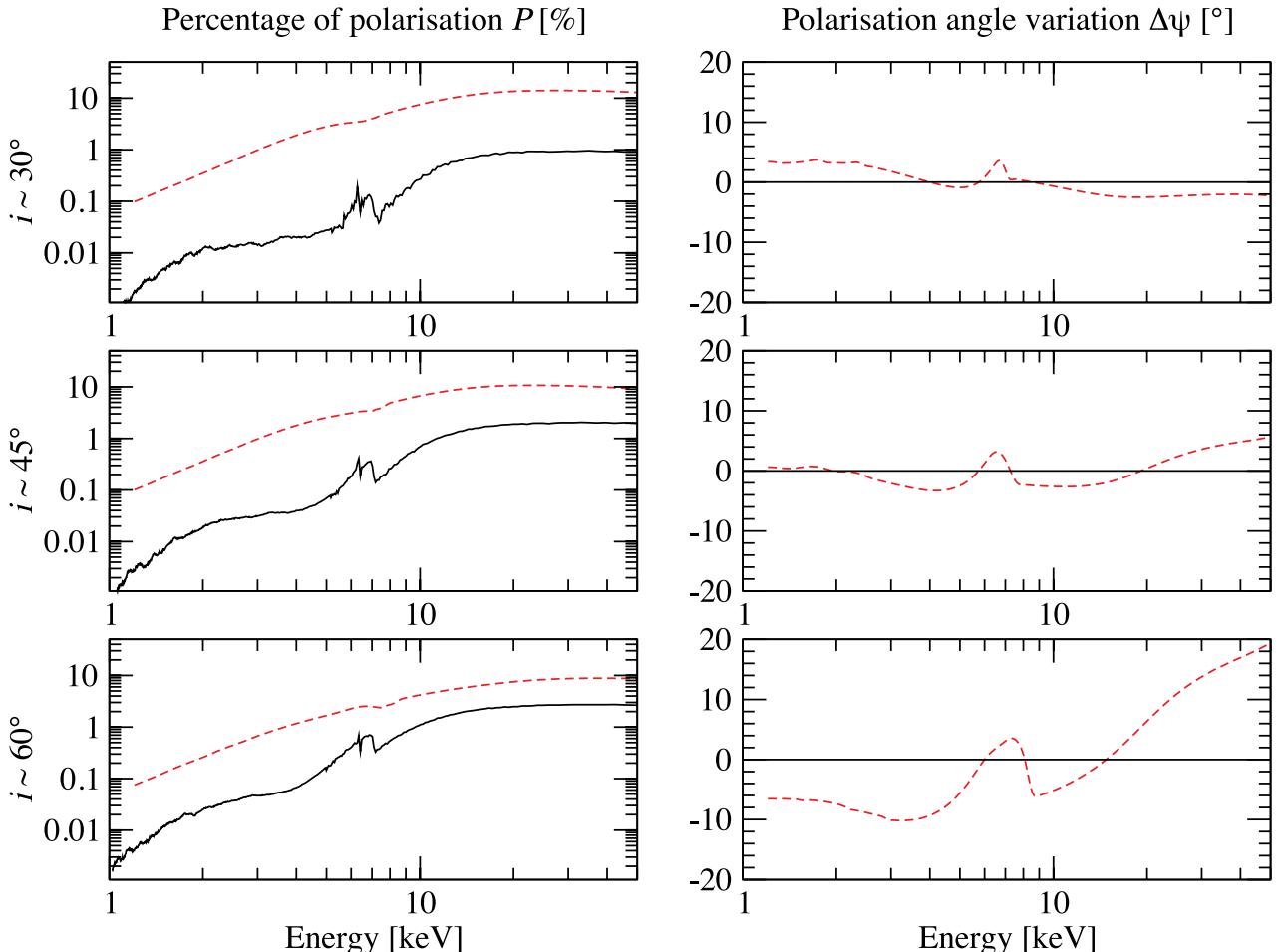


Figure 2. Percentage of polarization P and variation of the polarization angle $\Delta\psi$ with respect to its mean as a function of the energy. Three particular viewing angles i are considered: 30° , 45° and 60° . Legend: a fragmented absorption region (solid curve) and a relativistic reflection model with an extreme Kerr SMBH with $a = 1$ (red dashed curve).

spectrum between 1 and 100 keV using the same power-law slope of $\alpha = 1.0$ as for the relativistic modelling presented in Section 2.1. This setup is close to the approach of Miller et al. (2009). The emitting, central cylinder radially extends up to 0.05 pc and may represent the so-called hot inner flow. Note that in the absorption scenario we do not assume the accretion disc to reach down to the ISCO as otherwise, we would expect again the signs of relativistic reflection. The disc may be truncated at larger radii and thus it presents a low solid angle to the emission region and an eventual reprocessing component remains weak.

Between the source and the observer, a conical, neutral absorber with a height of 1.8 pc along the vertical axis, a half-opening angle of 75° , cosmic element abundances, and a Compton optical depth of either $\tau_c \sim 1.5$ or $\tau_c \sim 0.02$ is defined (Fig. 1, right-hand panel). This parametrization is a good match to the modelling of zones 4 and 5 as given in Miller et al. (2009), except that our computations also include reprocessing. The actual modelling in STOKES is done for a uniform-density cloud and the clumpiness is included by renormalizing the resulting Stokes fluxes in such a way that 62 per cent of the primary emission in the case of zone 4 and 17 per cent in the case of zone 5 are incident on to the cloud while 21 per cent of the source flux reaches the observer directly.

2.3 Resulting polarization signatures

In Fig. 2, we plot the resulting polarization as a function of photon energy at a viewing angle of 30° , 45° and 60° . No circular polarization can occur in this model setup, so P designates only linear polarization and $\Delta\psi$ the rotation of the polarization position angle with respect to a convenient average of the polarization position angles over the depicted energy band. The actual normalization of the polarization angle with respect to the disc axis is not of primary interest as we cannot determine it from the observations.

It appears that in comparison with the absorption model, relativistic reflection produces a polarization percentage P in the 10–50 keV band that is at least by a factor of 15 higher (Fig. 2, left-hand panels). At lower energies, P decreases gradually down to 0.1 per cent for the reflection scenario, while for the absorption model P drops much more drastically below 5 keV. In the relativistic case, the spectral shape of P is determined by the net integration of the polarization over the accretion disc. The fast motion of the accreting matter and strong gravity effects near the SMBH induce a rotation of the polarization angle that depends on the position on the disc and on the inclination of the observer. In contrast to this, the energy dependence of P for the absorption scenario is related to the polarization phase function of electron scattering. A large fraction

of the radiation has undergone mostly forward scattering and thus only produces weak polarization.

Additionally, the primary spectrum of the continuum source favours the emission of soft X-ray photons and thus it causes strong dilution of the transmitted flux by unpolarized radiation at low energies. In the reflection scenario, a significant part of the primary flux is bent down to the disc and the dilution is less efficient.

As the viewing angle increases from 30° to 60°, P varies differently in both scenarios. In the relativistic reflection case, P decreases by a factor of ~ 1.3 as the polarization contribution from the inner and outer parts of the disc produces differently oriented and partly cancelling polarization. In the absorption case, P increases with viewing angle; when taken between 5 and 8 keV, it is by a factor of ~ 6 higher at 60° than at 30°. None the less, the polarization percentage for relativistic reflection always remains significantly higher than for the absorption scenario.

The variation of the polarization angle (Fig. 2, right-hand panels) puts additional constraints on the origin of the broad iron line: in the absorption case, $\Delta\psi$ exhibits no variations. The relativistic model, however, induces energy-dependent variations in $\Delta\psi$ that increase with viewing angle and are particularly strong across the iron line. This behaviour is related to the energy-dependent albedo and scattering phase function of the disc material. Note that at a viewing angle of 60° the variation of $\Delta\psi$ in the 2–10 keV band is larger than 10°. At an inclination of 30°, which is more probable for MCG-6-30-15, the variation is still around 5°.

3 OBSERVATIONAL PROSPECTS

The results plotted in Fig. 2 show that, in principle, X-ray polarization can distinguish between the relativistic reflection and the absorption for the broad iron line in MCG-6-30-15. Practically no polarization signal should be measured in the 1–5 keV band for the absorption case and in the 10–50 keV band, the polarization due to relativistic reflection is much higher than for the absorption scenario. The variation of the polarization angle gives an additional handle on the scenario because the absorption model produces zero variation of $\Delta\psi$ while the reflection model induces smooth and characteristic variation of $\Delta\psi$ with photon energy.

A small X-ray polarimetry mission such as the *X-ray Imaging Polarimetry Explorer (XIPE)* being currently evaluated by the European Space Agency could already constrain the soft X-ray polarization of MCG-6-30-15. The *XIPE* payload comprises the Efficient X-ray Photoelectric Polarimeter (EXP) dedicated to the observation of astrophysical sources in the 2–10 keV energy range. It has two gas pixel detectors (Bellazzini et al. 2006; Bellazzini & Muleri 2010) placed in the focal plane of two JET-X optics (Citterio et al. 1996). In Fig. 3, we highlight the minimum detectable polarization (MDP) of the EXP instrument at 99 per cent confidence level, which could be reached by a 1 Ms observation of MCG-6-30-15 with a flux of 3 mCrab in the 2–10 keV band.¹ The polarization expected for our reflection model is within the reach of *XIPE* and its detection would strongly support such a model. In case of a high significance detection, further indications could be derived by analysing the behaviour of the soft X-ray polarization angle with energy.

¹ When the background flux is negligible with respect to the source flux (S), the MDP of *XIPE* at a 99 per cent confidence level is ≈ 14 per cent $(\frac{S}{1 \text{ mCrab}})^{-1/2} (\frac{\text{exposure time}}{100,000 \text{ s}})^{-1/2}$.

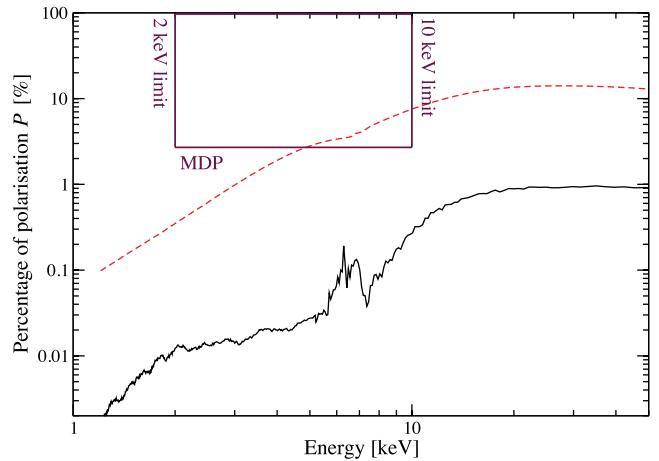


Figure 3. *XIPE* minimum detectable polarization of the two scenarios for a 1 Ms observation of MCG-6-30-15 in the 2–10 keV band (maroon box). The observer’s line of sight lies at 30° with respect to the symmetry axis. Legend: clumpy absorption (solid curve) and relativistic reflection induced by a Kerr SMBH with $a = 1$ (red dashed curve).

The predictive power of our modelling would still greatly benefit from broad-band polarimetry as it was planned for the *New soft and Hard X-ray imaging and polarimetric Mission*. In the concept of this medium-sized mission, a 2–35 keV imaging polarimeter was included (Tagliaferri 2012). Such an instrument, which is technologically ready to fly today, would be very efficient to discriminate reflection from absorption also above 10 keV.

4 CONCLUSIONS AND FUTURE WORK

The main result so far coming out of our modelling work is that with current observational technology the relativistic scenario should produce measurable soft X-ray polarization while in the absorption case P should be globally undetectable. If, in addition to that, $\Delta\psi$ can be determined to vary across the iron line, a second, independent indicator for the reflection scenario is found.

The exact geometry of the absorber situated along the observer’s line of sight is unconstrained. To further support the results presented in this Letter, we currently explore a range of different absorption scenarios and physical properties of the outflow, and we are going to present their polarization characteristics in future work. Our modelling of the fragmented medium will be refined by using randomly situated, spherical absorbers of constant density along the observer’s line of sight. While being more realistic, such a configuration is expected to produce even lower polarization percentage than the absorption model presented here. In a clumpy medium, the radiation has to undergo multiple scattering events that have a depolarizing effect.

We have also started to investigate the polarization expected from a wind geometry such as the one suggested by Elvis (2000). In this scheme, the absorbing wind arises vertically from a narrow range of radii on the accretion disc and due to radiation pressure it is bent outwards in a conical shape. Similar wind geometries were investigated by Sim et al. (2008, 2010) and Schurch, Done & Proga (2009) from hydrodynamic simulations. For a distant observer looking at the far end of the wind, the system is seen in absorption. Preliminary tests show that such wind models produce polarization that is slightly different from the one obtained for the conical outflows described in Section 2.2 but the results remain within the margins of our conclusions. Note that a partially ionized absorber may produce

a stronger reprocessing component than a neutral wind. However, since forward scattering predominates, the net polarization is again expected to be low but it may depend on the viewing angle, the geometry of the medium or its ionization structure. We are going to investigate such scenarios in more detail imposing that they correctly reproduce the observed broad spectral shape of the iron line.

It is also necessary to look into more realizations of the relativistic reflection scenario. In Section 2.1, we argue why changes in the irradiation geometry, the ionization of the accretion disc or the polarization of the primary radiation with respect to the current model should lead to stronger polarization. We still need to verify this assumption by adopting the radial ionization profile used in Sloboda et al. (2012), local reprocessing computations for ionized media and intrinsically polarized X-ray emission.

For now, we summarize our conclusion as follows. If a small, soft X-ray polarimetry mission like *XIPE* observes MCG-6-30-15 and detects polarization in the 2–10 keV band, then the reflection scenario is confirmed. If there is no detection of polarization, then the absorption scenario is more likely to be correct but a complex reflection model cannot be excluded.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the anonymous referee for helpful comments. This research was supported by the grants ANR-11-JS56-013-01, COST-CZ LD12010, the GdR PCHE, and the exchange programme CNRS/Academy of Sciences of the Czech Republic.

REFERENCES

- Ballantyne D. R., Weingartner J. C., Murray N., 2003, A&A, 409, 503
 Bellazzini R., Muleri F., 2010, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 623, 766
 Bellazzini R. et al., 2006, in Turner M. J. L., Hasinger G., eds, Proc. SPIE Vol. 6266, Space Telescopes and Instrumentation II: Ultraviolet to Gamma Ray. SPIE, Bellingham, p. 62662T
 Brenneman L. W., Reynolds C. S., 2006, ApJ, 652, 1028
 Chandrasekhar S., 1960, Radiative Transfer. Dover, New York
- Citterio O. et al., 1996, in Hoover R. B., Walker A. B., eds, Proc. SPIE Vol. 2805, Multilayer and Grazing Incidence X-Ray/EUV Optics III. SPIE, Bellingham, p. 56
 de La Calle Pérez I. et al., 2010, A&A, 524, A50
 Dovciak M., Karas V., Yaqoob T., 2004, ApJS, 153, 205
 Dovciak M. et al., 2011, ApJ, 731, 75
 Dumont A.-M., Abrassart A., Collin S., 2000, A&A, 357, 823
 Elvis M., 2000, ApJ, 545, 63
 Fabian A. C., Rees M. J., Stella L., White N. E., 1989, MNRAS, 238, 729
 Fabian A. C. et al., 2002, MNRAS, 335, L1
 Galeev A. A., Rosner R., Vaiana G. S., 1979, ApJ, 229, 318
 Goosmann R. W., Gaskell C. M., 2007, A&A, 465, 129
 Haardt F., Maraschi L., Ghisellini G., 1994, ApJ, 432, L95
 Inoue H., Matsumoto C., 2003, PASJ, 55, 625
 Laor A., 1991, ApJ, 376, 90
 Marin F., Goosmann R. W., Gaskell C. M., Porquet D., Dovciak M., 2012, A&A, in press
 Miller L., Turner T. J., Reeves J. N., 2008, A&A, 483, 437
 Miller L., Turner T. J., Reeves J. N., 2009, MNRAS, 399, L69
 Miniutti G., Fabian A. C., 2004, MNRAS, 349, 1435
 Miniutti G., Fabian A. C., Goyder R., Lasenby A. N., 2003, MNRAS, 344, L22
 Miniutti G. et al., 2007, PASJ, 59, 315
 Nandra K., O'Neill P. M., George I. M., Reeves J. N., 2007, MNRAS, 382, 194
 Patrick A. R. et al., 2011, MNRAS, 411, 2353
 Reeves J. N. et al., 2006, Astron. Nachr., 327, 1079
 Reeves J. N. et al., 2009, ApJ, 701, 493
 Reynolds C. S. et al., 2009, MNRAS, 397, L21
 Risaliti G. et al., 2009, ApJ, 705, L1
 Schnittman J., Krolik J., 2010, BAAS, 42, 725
 Schurch N. J., Done C., Proga D., 2009, ApJ, 694, 1
 Sim S. A., Long K. S., Miller L., Turner T. J., 2008, MNRAS, 388, 611
 Sim S. A. et al., 2010, MNRAS, 408, 1396
 Sloboda J. et al., 2012, preprint (arXiv:1208.0360)
 Tagliaferri G. (on behalf of the NHXM Consortium), 2012, Mem. Soc. Astron. Ital., 83, 360
 Tatum M. M. et al., 2012, ApJ, 752, 94
 Turner T. J. et al., 2009, ApJ, 698, 99
 Wilms J. et al., 2001, MNRAS, 328, L27

This paper has been typeset from a Te_X/L_AT_EX file prepared by the author.

Bibliographie

- Aarthy, E., Rai, A., Ganesh, S., & Vadawale, S. V. 2019, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 5, 035006
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, Astrophysical Journal Supplement, 183, 46
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, Nature, 463, 919
- Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E. 1988, Astrophysical Journal, 332, 646
- Acero, F., Acquaviva, J. T., Adam, R., et al. 2017, arXiv e-prints, arXiv :1712.06950
- Ackermann, M., Anantua, R., Asano, K., et al. 2016, Astrophysical Journal Letters, 824, L20
- Adami, O.-A., Rodriguez, L., Poglitsch, A., et al. 2019, Applied Optics, 58, 398
- Ade, P. A. R., Akiba, Y., Anthony, A. E., et al. 2014, Physical Review Letters, 112, 131302
- Afanasiev, V. L., Dodonov, S. N., Khrapov, S. S., Mustsevoi, V. V., & Moiseev, A. V. 2007a, Astrophysical Bulletin, 62, 1
- Afanasiev, V. L., Dodonov, S. N., Khrapov, S. S., Mustsevoi, V. V., & Moiseev, A. V. 2007b, Astrophysical Bulletin, 62, 15
- Afanasiev, V. L., Popović, L. Č., & Shapovalova, A. I. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 482, 4985
- Afanasiev, V. L., Popović, L. Č., Shapovalova, A. I., Borisov, N. V., & Ilić, D. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 440, 519
- Afanasiev, V. L., Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., & Borisov, N. V. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 448, 2879
- Agís-González, B., Hutsemékers, D., & Miniutti, G. 2018, Galaxies, 6, 52
- Aitken, D. K., Wright, C. M., Smith, C. H., & Roche, P. F. 1993, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 262, 456
- Alexander, T., Sturm, E., Lutz, D., et al. 1999, Astrophysical Journal, 512, 204
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1985, Astrophysical Journal, 290, L25
- Allen, R. G., Smith, P. S., Angel, J. R. P., et al. 1993, Astrophysical Journal, 403, 610

- Alloin, D., Pelat, D., Phillips, M. M., Fosbury, R. A. E., & Freeman, K. 1986, *Astrophysical Journal*, 308, 23
- Aloisio, R. 2017, arXiv e-prints, arXiv :1707.08471
- Alonso-Herrero, A., Quillen, A. C., Rieke, G. H., Ivanov, V. D., & Efstathiou, A. 2003, *The Astronomical Journal*, 126, 81
- Anderson, G. E. 2019, in IAU Symposium, Vol. 339, Southern Horizons in Time-Domain Astronomy, ed. R. E. Griffin, 39–42
- Angel, J. R. P. & Stockman, H. S. 1980, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 18, 321
- Antonucci, R. 1993, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 31, 473
- Antonucci, R. 2002, in *Astrophysical Spectropolarimetry*, ed. J. Trujillo-Bueno, F. Moreno-Insertis, & F. Sánchez, 151–175
- Antonucci, R. 2012, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 27, 557
- Antonucci, R. 2013, *Nature*, 495, 165
- Antonucci, R. 2015, arXiv e-prints, arXiv :1501.02001
- Antonucci, R. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 504
- Antonucci, R., Geller, R., Goodrich, R. W., & Miller, J. S. 1996, *Astrophysical Journal*, 472, 502
- Antonucci, R., Hurt, T., & Miller, J. 1994, *Astrophysical Journal*, 430, 210
- Antonucci, R. R. J. 1982, *Nature*, 299, 605
- Antonucci, R. R. J. 1983, *Nature*, 303, 158
- Antonucci, R. R. J. 1984, *Astrophysical Journal*, 278, 499
- Antonucci, R. R. J., Kinney, A. L., & Ford, H. C. 1989, *Astrophysical Journal*, 342, 64
- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, *Astrophysical Journal*, 297, 621
- Appleton, E. V. 1945, *Nature*, 156, 534
- Appleton, E. V. & Hey, J. S. 1946, *Nature*, 158, 339
- Aretxaga, I., Joguet, B., Kunth, D., Melnick, J., & Terlevich, R. J. 1999, *Astrophysical Journal Letters*, 519, L123
- Arnal, E. M., Abraham, Z., Cappa, C., et al. 2017, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 49, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 53–53
- Arnaud, K. A., Branduardi-Raymont, G., Culhane, J. L., et al. 1985, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 217, 105
- Arnold, D. M., Steele, I. A., Bates, S. D., Mottram, C. J., & Smith, R. J. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8446, *Proceedings of the SPIE*, 84462J
- Asmus, D. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489, 2177
- Bañados, E., Venemans, B. P., Mazzucchelli, C., et al. 2018, *Nature*, 553, 473
- Babadzhanyants, M. K. & Hagen-Thorn, V. A. 1975, *Astrophysics*, 11, 259
- Bailey, J., Axon, D. J., Hough, J. H., et al. 1988, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 234, 899

- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1998, *Reviews of Modern Physics*, 70, 1
- Baldini, U. 2015, PhD thesis
- Baldwin, J., Ferland, G., Korista, K., & Verner, D. 1995, *Astrophysical Journal Letters*, 455, L119
- Baldwin, J. A. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 178, 67P
- Baring, M. G., Böttcher, M., & Summerlin, E. J. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464, 4875
- Barvainis, R. 1987, *Astrophysical Journal*, 320, 537
- Batcheldor, D., Schneider, G., Hines, D. C., et al. 2009, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121, 153
- Battaner, E. & Florido, E. 2000, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 21, 1
- Battaner, E., Florido, E., & Jimenez-Vicente, J. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 326, 13
- Begelman, M. C. & McKee, C. F. 1983, *Astrophysical Journal*, 271, 89
- Begelman, M. C., McKee, C. F., & Shields, G. A. 1983, *Astrophysical Journal*, 271, 70
- Beheshtipour, B., Krawczynski, H., & Malzac, J. 2017, *Astrophysical Journal*, 850, 14
- Bekki, K., Hirashita, H., & Tsujimoto, T. 2015, *Astrophysical Journal*, 810, 39
- Bellazzini, R., Angelini, F., Baldini, L., et al. 2006, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 560, 425
- Beloborodov, A. M. 1998, *Astrophysical Journal*, 496, L105
- Bentz, M. C., Denney, K. D., Cackett, E. M., et al. 2006, *Astrophysical Journal*, 651, 775
- Bernard, D. 2015, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 799, 155
- Bhatnagar, S., Gopal-Krishna, & Wisotzki, L. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 299, L25
- Bianchi, S., Maiolino, R., & Risaliti, G. 2012, *Advances in Astronomy*, 2012, 782030
- Black, J. K., Deines-Jones, P., Ready, S. E., & Street, R. A. 2003, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 513, 639
- Blackburne, J. A., Pooley, D., Rappaport, S., & Schechter, P. L. 2011, *Astrophysical Journal*, 729, 34
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179, 433
- Blank, M. & Duschl, W. J. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, 2246
- Blinov, D., Pavlidou, V., Papadakis, I., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 1296

- Blinov, D., Pavlidou, V., Papadakis, I., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 462, 1775
- Bloser, P. F. & et al. 2010, The Gamma-RAy Polarimeter Experiment (GRAPE) balloon payload, 314
- Boksenberg, A., Macchetto, F., Albrecht, R., et al. 1992, Astronomy and Astrophysics, 261, 393
- Boller, T., Brandt, W. N., & Fink, H. 1996, Astronomy and Astrophysics, 305, 53
- Bolton, J. G., Stanley, G. J., & Slee, O. B. 1949, Nature, 164, 101
- Bonafede, A., Intema, H., Brüggen, M., et al. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 454, 3391
- Bonning, E. W., Cheng, L., Shields, G. A., Salviand er, S., & Gebhardt, K. 2007, Astrophysical Journal, 659, 211
- Bonometto, S., Cazzola, P., & Saggion, A. 1970, Astronomy and Astrophysics, 7, 292
- Bosch-Ramon, V. 2018, Astronomy and Astrophysics, 617, L3
- Bot, C. & Boulanger, F. 2006, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 357, PAHs in the Small Magellanic Cloud, ed. L. Armus & W. T. Reach, 159
- Bouret, J.-C., Neiner, C., Gómez de Castro, A. I., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10699, Proceedings of the SPIE, 106993B
- Bower, R. G., Benson, A. J., Malbon, R., et al. 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 370, 645
- Braatz, J. A., Wilson, A. S., Gezari, D. Y., Varosi, F., & Beichman, C. A. 1993, Astrophysical Journal Letters, 409, L5
- Brotherton, M. S., Tran, H. D., van Breugel, W., Dey, A., & Antonucci, R. 1997, Astrophysical Journal, 487, L113
- Brown, J. C., Ignace, R., & Cassinelli, J. P. 2000, Astronomy and Astrophysics, 356, 619
- Brown, R. H., Palmer, H. P., & Thompson, A. R. 1955, The London, 46, 857
- Cackett, E. M., Zoghbi, A., Reynolds, C., et al. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 438, 2980
- Cao, X. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 473, 4268
- Capellupo, D. M., Wafflard-Fernandez, G., & Haggard, D. 2017, Astrophysical Journal Letters, 836, L8
- Capetti, A., Axon, D. J., Macchetto, F., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1995a, Astrophysical Journal, 446, 155
- Capetti, A., Macchetto, F., Axon, D. J., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1995b, Astrophysical Journal Letters, 452, L87
- Capetti, A., Macchetto, F., Axon, D. J., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1995c, Astrophysical Journal, 448, 600
- Cappellari, M., Emsellem, E., Krajnović, D., et al. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 413, 813

- Casadio, C., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 622, A158
- Castangia, P., Surcis, G., Tarchi, A., et al. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 629, A25
- Castangia, P., Tarchi, A., Caccianiga, A., Severgnini, P., & Della Ceca, R. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 586, A89
- Cellino, A., Hutton, R. G., Di Martino, M., et al. 2005, *Icarus*, 179, 304
- Cernicharo, J., Pardo, J. R., & Weiss, A. 2006, *Astrophysical Journal*, 646, L49
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., et al. 2018, in SF2A-2018 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Di Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, L12
- Chai, B., Cao, X., & Gu, M. 2012, *Astrophysical Journal*, 759, 114
- Chandra, S., Zhang, H., Kushwaha, P., et al. 2015, *Astrophysical Journal*, 809, 130
- Chauvin, M., Florén, H. G., Friis, M., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 477, L45
- Chauvin, M., Florén, H. G., Jackson, M., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 456, L84
- Chauvin, M., Friis, M., Jackson, M., et al. 2017, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 859, 125
- Cho, A. 2018, *Science*, 359, 1316
- Christie, I. M., Petropoulou, M., Sironi, L., & Giannios, D. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482, 65
- Clarke, T., Mroczkowski, T., Brown, S., et al. 2014, arXiv e-prints, arXiv :1401.0329
- Clavel, J., Wamsteker, W., & Glass, I. S. 1989, *Astrophysical Journal*, 337, 236
- Code, A. D. & Nordsieck, K. H. 1989, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 21, 756
- Code, A. D., Nordsieck, K. H., & Anderson, C. M. 1990, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 166, IAU Colloq. 123 : Observatories in Earth Orbit and Beyond, ed. Y. Kondo, 291
- Cohen, R. D., Rudy, R. J., Puetter, R. C., Ake, T. B., & Foltz, C. B. 1986, *Astrophysical Journal*, 311, 135
- Collin, S. & Huré, J. M. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 372, 50
- Combes, F., Nguyen-Q-Rieu, & Dinh-v-Trung. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 323, 357
- Connors, P. A., Piran, T., & Stark, R. F. 1980, *Astrophysical Journal*, 235, 224
- Contigiani, O., de Gasperin, F., Miley, G. K., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472, 636
- Conway, R. G. & Kronberg, P. P. 1969, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 142, 11

- Cordes, J. M. 2005, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 345, The Square Kilometer Array : Key Science and Technology Development, ed. N. Kassim, M. Perez, W. Junor, & P. Henning, 461
- Corral, A., Della Ceca, R., Caccianiga, A., et al. 2011, Astronomy and Astrophysics, 530, A42
- Costa, E., Soffitta, P., Bellazzini, R., et al. 2001, Nature, 411, 662
- Coughlan, C. P. & Gabuzda, D. C. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 463, 1980
- Coutens, A., Liu, H. B., Jiménez-Serra, I., et al. 2019, Astronomy and Astrophysics, 631, A58
- Crenshaw, D. M. & Kraemer, S. B. 2000, Astrophysical Journal, 532, L101
- Crenshaw, D. M. & Kraemer, S. B. 2007, Astrophysical Journal, 659, 250
- Cronin, T. W., Warrant, E. J., & Greiner, B. 2006, Applied Optics, 45, 5582
- Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 365, 11
- Crummy, J., Fabian, A. C., Gallo, L., & Ross, R. R. 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 365, 1067
- Cuvelier, P. 1977
- Czerny, B., Li, Y.-R., Hryniewicz, K., et al. 2017, Astrophysical Journal, 846, 154
- Czerny, B., Nikołajuk, M., Różańska, A., et al. 2003, Astronomy and Astrophysics, 412, 317
- Czerny, B., Nikołajuk, M., Piasecki, M., & Kuraszkiewicz, J. 2001, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 325, 865
- D'Arcangelo, F. D., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2007, Astrophysical Journal Letters, 659, L107
- Darrigol, O. 2012, A History of Optics from Greek Antiquity to the Nineteenth Century (OUP Oxford)
- Davies, R. I., Müller Sánchez, F., Genzel, R., et al. 2007, Astrophysical Journal, 671, 1388
- de Oliveira-Costa, A. 2005, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 343, The Cosmic Microwave Background and its Polarization, ed. A. Adamson, C. Aspin, C. Davis, & T. Fujiyoshi, 485
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, Herold G., J., et al. 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies
- DeBoer, D. R., Parsons, A. R., Aguirre, J. E., et al. 2017, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 129, 045001
- della Ceca, R., Lamorani, G., Maccacaro, T., et al. 1994, Astrophysical Journal, 430, 533
- Denney, K. D., De Rosa, G., Croxall, K., et al. 2014, Astrophysical Journal, 796, 134
- Denvir, D. & Conroy, E. 2003, Proceedings of SPIE
- Dergachev, V. A., Matveev, G. A., Kruglov, E. M., et al. 2009, Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics, 73, 419

- Di Matteo, T. 1998, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 299, L15
- Di Matteo, T., Blackman, E. G., & Fabian, A. C. 1997, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 291, L23
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, Nature, 433, 604
- Diltz, C., Böttcher, M., & Fossati, G. 2015, Astrophysical Journal, 802, 133
- Dovčiak, M., Karas, V., & Matt, G. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 355, 1005
- Dovčiak, M., Karas, V., & Matt, G. 2006, Astronomische Nachrichten, 327, 993
- Dovčiak, M., Muleri, F., Goosmann, R. W., Karas, V., & Matt, G. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 391, 32
- Dowell, C. D. 1997, Astrophysical Journal, 487, 237
- Dubois, Y., Gavazzi, R., Peirani, S., & Silk, J. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 433, 3297
- Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Merloni, A. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 411, 337
- Edlund. 1860, Astronomische Nachrichten, 52, 305
- Efstathiou, A., McCall, A., & Hough, J. H. 1997, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 285, 102
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019a, Astrophysical Journal Letters, 875, L1
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019b, Astrophysical Journal Letters, 875, L2
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019c, Astrophysical Journal Letters, 875, L3
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019d, Astrophysical Journal Letters, 875, L4
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019e, Astrophysical Journal Letters, 875, L5
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019f, Astrophysical Journal Letters, 875, L6
- Eichler, D. & Smith, M. 1983, Nature, 303, 779
- Elitzur, M. 2012, Astrophysical Journal Letters, 747, L33
- Elitzur, M., Ho, L. C., & Trump, J. R. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 438, 3340
- Elvis, M. 2000, Astrophysical Journal, 545, 63
- Elvis, M. 2017, Astrophysical Journal, 847, 56
- Elvius, A. 1978, Astronomy and Astrophysics, 65, 233
- Ertley, C., Siegmund, O., Vallerga, J., et al. 2018, Space Telescopes and Instrumentation 2018 : Ultraviolet to Gamma Ray, 240
- Evans, K. D., Leigh, B., & Lewis, M. 1977, X-ray Spectrometry, 6, 132
- Fabian, A. C. 2012, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 50, 455

- Fabian, A. C., Iwasawa, K., Reynolds, C. S., & Young, A. J. 2000, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112, 1145
- Fabian, A. C., Lohfink, A., Belmont, R., Malzac, J., & Coppi, P. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 2566
- Fabian, A. C., Rees, M. J., Stella, L., & White, N. E. 1989, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 238, 729
- Fan, X. 2012, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12, 865
- Fang, K. & Murase, K. 2018, *Nature Physics*, 14, 396
- Farnes, J. S., Heald, G., Junklewitz, H., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 3280
- Fath, E. A. 1909, *Lick Observatory Bulletin*, 149, 71
- Felton, M. 1999, Optical polarimetry studies of Seyfert galaxies. Doctoral thesis, Durham University.
- Feng, S., Wang, C., Duan, B., & Ban, Y. 2017, *Acta Astronautica*, 141, 50
- Fischer, T. C., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & Schmitt, H. R. 2013, *Astrophysical Journal Supplement*, 209, 1
- Fischer, T. C., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., Schmitt, H. R., & Turner, T. J. 2014, *Astrophysical Journal*, 785, 25
- Flauger, R., Hill, J. C., & Spergel, D. N. 2014, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014, 039
- Fosbury, R. A. E. 2006, AGN Beyond the 100pc Scale, ed. D. Alloin, Vol. 693, 121
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 299, 433
- Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., et al. 1991, *Astrophysical Journal*, 373, 465
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, Accretion Power in Astrophysics : Third Edition
- Fritz, J., Franceschini, A., & Hatziminaoglou, E. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 366, 767
- Gabuzda, D. C., Rastorgueva, E. A., Smith, P. S., & O'Sullivan, S. P. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369, 1596
- Gaensler, B., Agudo, I., Akahori, T., et al. 2015, in Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14), 103
- Gammie, C. F., Shapiro, S. L., & McKinney, J. C. 2004, *Astrophysical Journal*, 602, 312
- García-Burillo, S., Combes, F., Ramos Almeida, C., et al. 2016, *Astrophysical Journal Letters*, 823, L12
- Garrington, S. T., Leahy, J. P., Conway, R. G., & Laing, R. A. 1988, *Nature*, 331, 147
- Gaskell, C. M. 2009, *New Astronomy Reviews*, 53, 140
- Gaskell, C. M. & Benker, A. J. 2007, arXiv e-prints, arXiv :0711.1013
- Gaskell, C. M., Goosmann, R. W., Merkulova, N. I., Shakhovskoy, N. M., & Shoji, M. 2012, *Astrophysical Journal*, 749, 148

- Gaskell, C. M. & Harrington, P. Z. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 478, 1660
- Gehrels, T. 1967, Appl. Opt., 6, 231
- George, I. M. & Fabian, A. C. 1991, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 249, 352
- George, K., Joseph, P., Mondal, C., et al. 2018, Astronomy and Astrophysics, 613, L9
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, Physical Review Letters, 9, 439
- Giannios, D. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 431, 355
- Gierliński, M. & Done, C. 2004a, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 347, 885
- Gierliński, M. & Done, C. 2004b, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 349, L7
- Ginzburg, V. L., Kaplin, V. A., Karakash, A. I., et al. 2007, Cosmic Research, 45, 449
- Glass, I. S. 1992, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 256, 23P
- Glowacki, M., Allison, J. R., Moss, V. A., et al. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 489, 4926
- Goldsmith, P. F. 2002, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 278, Single-Dish Radio Astronomy : Techniques and Applications, ed. S. Stanimirovic, D. Altschuler, P. Goldsmith, & C. Salter, 45–79
- González Delgado, R. M., Heckman, T., Leitherer, C., et al. 1998, Astrophysical Journal, 505, 174
- Goodrich, R. W. 1989, Astrophysical Journal, 340, 190
- Gowen, R. A., Cooke, B. A., Griffiths, R. E., & Ricketts, M. J. 1977, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 179, 303
- Gratadour, D., Rouan, D., Grossset, L., Boccaletti, A., & Clénet, Y. 2015, Astronomy and Astrophysics, 581, L8
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., et al. 2019, Astronomy and Astrophysics, 625, L10
- Greenstein, J. L. 1963, Nature, 197, 1041
- Gregory, S. A., Tifft, W. G., & Cocke, W. J. 1991, The Astronomical Journal, 102, 1977
- Gros, P., Amano, S., Attié, D., et al. 2018, Astroparticle Physics, 97, 10
- Gros, P. & Bernard, D. 2017, Astroparticle Physics, 88, 30
- Grossset, L., Marin, F., Gratadour, D., et al. 2016, in SF2A-2016 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 57–60
- Grossset, L., Rouan, D., Gratadour, D., et al. 2018, Astronomy and Astrophysics, 612, A69
- Gunji, S., Kishimoto, Y., Sakurai, H., et al. 2008, in Polarimetry days in Rome : Crab status, theory and prospects, 5

- Guo, F., Li, H., Daughton, W., & Liu, Y.-H. 2014, Physical Review Letters, 113, 155005
- Guo, F., Li, X., Li, H., et al. 2016, Astrophysical Journal Letters, 818, L9
- Guth, A. H. 1981, Physical Review D, 23, 347
- Haardt, F. 1997, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 68, 73
- Haardt, F. & Maraschi, L. 1993, Astrophysical Journal, 413, 507
- Hale, G. E. 1908, Astrophysical Journal, 28, 315
- Hao, L., Spoon, H. W. W., Sloan, G. C., et al. 2005, Astrophysical Journal, 625, L75
- Hao, L., Weedman, D. W., Spoon, H. W. W., et al. 2007, Astrophysical Journal, 655, L77
- Harari, D. & Sikivie, P. 1992, Physics Letters B, 289, 67
- Harding, A. K. & Kalapotharakos, C. 2017, Astrophysical Journal, 840, 73
- Harper, D. A., Runyan, M. C., Dowell, C. D., et al. 2018, Journal of Astronomical Instrumentation, 7, 1840008
- Haverkorn, M., Akahori, T., Carretti, E., et al. 2015, in Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14), 96
- Hazard, C., Mackey, M. B., & Shimmins, A. J. 1963, Nature, 197, 1037
- Heiles, C., Perillat, P., Nolan, M., et al. 2001, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 113, 1247
- Heitler, W. 1954, Quantum theory of radiation
- Helfand, D., Stone, R., Willman, B., et al. 2007, The Astronomical Journal, 121, 1872
- Hewett, P. C. & Foltz, C. B. 2003, Astronomical Journal, 125, 1784
- Hewett, P. C., Foltz, C. B., & Chaffee, F. H. 2001, Astronomical Journal, 122, 518
- Hey, J. S., Parsons, S. J., & Phillips, J. W. 1946, Nature, 158, 234
- Higginbottom, N., Proga, D., Knigge, C., et al. 2014, Astrophysical Journal, 789, 19
- Hill, G. J., Goodrich, R. W., & Depoy, D. L. 1996, Astrophysical Journal, 462, 163
- Hiltner, W. A. 1949, Science, 109, 165
- Hines, D. C. & Wills, B. J. 1995, Astrophysical Journal Letters, 448, L69
- Hjelm, M. & Lindblad, P. O. 1996, Astronomy and Astrophysics, 305, 727
- Hönig, S. F. & Kishimoto, M. 2010, Astronomy and Astrophysics, 523, A27
- Hönig, S. F., Kishimoto, M., Gandhi, P., et al. 2010, Astronomy and Astrophysics, 515, A23
- Hönig, S. F., Leipski, C., Antonucci, R., & Haas, M. 2011, Astrophysical Journal, 736, 26
- Hopkins, P. F., Hayward, C. C., Narayanan, D., & Hernquist, L. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 420, 320
- Horváth, G. 2014, Polarized Light and Polarization Vision in Animal Sciences, Springer Series in Vision Research (Springer Berlin Heidelberg)

- Hough, J. H., Lucas, P. W., Bailey, J. A., et al. 2006, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118, 1302
- Hsu, J. C. & Breger, M. 1982, *Astrophysical Journal*, 262, 732
- Hubble, E. P. 1926, *Astrophysical Journal*, 64, 321
- Hubeny, I., Agol, E., Blaes, O., & Krolik, J. H. 2000, *Astrophysical Journal*, 533, 710
- Humphreys, E. M. L., Greenhill, L. J., Reid, M. J., et al. 2005, *Astrophysical Journal*, 634, L133
- Hunter, J. H. & Lü, P. K. 1969, *Nature*, 223, 1045
- Hutchings, J. B., Janson, T., & Neff, S. G. 1989, *Astrophysical Journal*, 342, 660
- Hutsemékers, D. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 332, 410
- Hutsemékers, D., Agís González, B., Marin, F., et al. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 625, A54
- Hutsemékers, D., Agís González, B., Sluse, D., Ramos Almeida, C., & Acosta Pulido, J. A. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 604, L3
- Hutsemékers, D., Braibant, L., Pelgrims, V., & Sluse, D. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 572, A18
- Hutsemékers, D. & Lamy, H. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 367, 381
- Hutsemekers, D., Lamy, H., & Remy, M. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 340, 371
- Hutsemékers, D., Sluse, D., Braibant, L., & Anguita, T. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 584, A61
- Illingworth, G. 1977, *Astrophysical Journal Letters*, 218, L43
- Imanishi, M., Nakanishi, K., Izumi, T., & Wada, K. 2018, *Astrophysical Journal Letters*, 853, L25
- Imanishi, M., Terada, H., Sugiyama, K., et al. 1997, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 49, 69
- Imanishi, M. & Wada, K. 2004, *Astrophysical Journal*, 617, 214
- Impey, C. D., Lawrence, C. R., & Tapia, S. 1991, *Astrophysical Journal*, 375, 46
- Impey, C. D., Malkan, M. A., Webb, W., & Petry, C. E. 1995, *Astrophysical Journal*, 440, 80
- Jackson, B. D., de Korte, P. A. J., van der Kuur, J., et al. 2012, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2, 12
- Jackson, N. & Browne, I. W. A. 1990, *Nature*, 343, 43
- Jaffe, W., Ford, H. C., Ferrarese, L., van den Bosch, F., & O'Connell, R. W. 1993, *Nature*, 364, 213
- Jaffe, W., Meisenheimer, K., Röttgering, H. J. A., et al. 2004, *Nature*, 429, 47
- Jannuzzi, B. T. 1990, PhD thesis, Arizona Univ., Tucson.
- Jiang, L., Fan, X., Ivezić, Ž., et al. 2007, *Astrophysical Journal*, 656, 680
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Smith, P. S., et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 773, 147

- Kaaret, P., Novick, R., Martin, C., et al. 1989, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 1160, Proceedings of the SPIE, ed. R. B. Hoover, 587–597
- Kammoun, E. S., Nardini, E., & Risaliti, G. 2018, *Astronomy and Astrophysics*, 614, A44
- Kaneda, H., Ishihara, D., Oyabu, S., et al. 2016, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9904, SPICA Mid-infrared Instrument (SMI) : technical concepts and scientific capabilities, 99042I
- Kaspi, S., Smith, P. S., Netzer, H., et al. 2000, *Astrophysical Journal*, 533, 631
- Kauffmann, G. & Haehnelt, M. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 311, 576
- Keivani, A., Murase, K., Petropoulou, M., et al. 2018, *Astrophysical Journal*, 864, 84
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, *Astronomical Journal*, 98, 1195
- Kemp, J. C., Henson, G. D., Steiner, C. T., Beardsley, I. S., & Powell, E. R. 1987, *Nature*, 328, 92
- Khachikian, E. Y., Asatrian, N. S., & Burenkov, A. N. 2011, *Astrophysics*, 54, 26
- Khachikian, E. Y. & Weedman, D. W. 1971, *Astrophysical Journal Letters*, 164, L109
- Kirk, J. G., Guthmann, A. W., Gallant, Y. A., & Achterberg, A. 2000, *Astrophysical Journal*, 542, 235
- Kishimoto, M. 1999, *Astrophysical Journal*, 518, 676
- Kishimoto, M., Antonucci, R., Blaes, O., et al. 2008, *Nature*, 454, 492
- Kishimoto, M., Hönig, S. F., Antonucci, R., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 507, L57
- Kishimoto, M., Hönig, S. F., Beckert, T., & Weigelt, G. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 476, 713
- Kishimoto, M., Kay, L. E., Antonucci, R., et al. 2002, *Astrophysical Journal*, 567, 790
- Kislat, F., Beheshtipour, B., Dowkontt, P., et al. 2017, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 6, 1740003
- Kole, M., Bao, T. W., Batsch, T., et al. 2016, arXiv e-prints, arXiv :1612.04098
- Kollatschny, W., Bischoff, K., & Dietrich, M. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 361, 901
- Kollatschny, W. & Fricke, K. J. 1985, *Astronomy and Astrophysics*, 146, L11
- Kontar, E. P., Brown, J. C., Emslie, A. G., et al. 2011, *Space Science Reviews*, 159, 301
- Koratkar, A., Antonucci, R., Goodrich, R., & Storrs, A. 1998, *Astrophysical Journal*, 503, 599
- Koratkar, A., Antonucci, R. R. J., Goodrich, R. W., Bushouse, H., & Kinney, A. L. 1995, *Astrophysical Journal*, 450, 501

- Kormendy, J. & Gebhardt, K. 2001, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 586, 20th Texas Symposium on relativistic astrophysics, ed. J. C. Wheeler & H. Martel, 363–381
- Kotera, K. & Olinto, A. V. 2011, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 49, 119
- Kotov, Y. D., Yurov, V. N., Glyanenko, A. S., et al. 2016, Advances in Space Research, 58, 635
- Kovac, J. M., Leitch, E. M., Pryke, C., et al. 2002, Nature, 420, 772
- Kragh, H. 2015, Masters of the Universe : Conversations with Cosmologists of the Past (Oxford University Press)
- Krawczynski, H. S., Stern, D., Harrison, F. A., et al. 2016, Astroparticle Physics, 75, 8
- Kriss, G. A., Davidsen, A. F., Zheng, W., Kruk, J. W., & Espey, B. R. 1995, Astrophysical Journal Letters, 454, L7
- Kristian, J. 1973, Astrophysical Journal, 179, L61
- Krumpe, M., Husemann, B., Tremblay, G. R., et al. 2017, Astronomy and Astrophysics, 607, L9
- Kruszewski, A. 1971, Acta Astronomica, 21, 311
- Kuhn, J. R., Potter, D., & Parise, B. 2001, Astrophysical Journal, 553, L189
- Kuznetsov, V. D., Zelenyi, L. M., Zimovets, I. V., et al. 2016, Geomagnetism and Aeronomy, 56, 781
- La Franca, F., Gregorini, L., Cristiani, S., de Ruiter, H., & Owen, F. 1994, Astronomical Journal, 108, 1548
- Lagos, C. d. P., Padilla, N. D., Strauss, M. A., Cora, S. A., & Hao, L. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 414, 2148
- Laing, R. A. 1980, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 193, 439
- Laing, R. A. 1988, Nature, 331, 149
- Laing, R. A., Riley, J. M., & Longair, M. S. 1983, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 204, 151
- LaMassa, S. M., Cales, S., Moran, E. C., et al. 2015, Astrophysical Journal, 800, 144
- Lamy, H. & Hutsemékers, D. 2000, Astronomy and Astrophysics, 356, L9
- Lamy, H. & Hutsemékers, D. 2004, Astronomy and Astrophysics, 427, 107
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. 1960, Electrodynamics of continuous media
- Laor, A., Netzer, H., & Piran, T. 1990, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 242, 560
- Laurent, P., Rodriguez, J., Wilms, J., et al. 2011, Science, 332, 438
- Lawrence, A. 1991, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 252, 586
- Lawrence, A., Bruce, A. G., MacLeod, C., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 463, 296
- Lawrence, A., Watson, M. G., Pounds, K. A., & Elvis, M. 1985, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 217, 685

- Lazarian, A., Goodman, A. A., & Myers, P. C. 1997, *Astrophysical Journal*, 490, 273
- Le Gal, M., López Ariste, A., & Neiner, C. 2019, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 11180, Proceedings of the SPIE, 111804V
- Lebofsky, M. J. & Rieke, G. H. 1979, *Astrophysical Journal*, 229, 111
- Leger, A. & Puget, J. L. 1984, *Astronomy and Astrophysics*, 500, 279
- Leipski, C., Haas, M., Willner, S. P., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 717, 766
- Lepine, J., Edemundo Arnal, M., de Graauw, T., et al. 2015, in IAU General Assembly, Vol. 29, 2247050
- Lerner, A. 2014, Underwater Polarization by Scattering Hydrosols, ed. G. Horváth (Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg), 319–332
- Levenson, N. A., Sirocky, M. M., Hao, L., et al. 2007, *Astrophysical Journal*, 654, L45
- Li, A. 2007, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 373, Dust in Active Galactic Nuclei, ed. L. C. Ho & J. W. Wang, 561
- Li, A. 2009, in Deep Impact as a World Observatory Event : Synergies in Space, Time, and Wavelength, ed. H. U. Käufl & C. Sterken, 161
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, *Astrophysical Journal*, 554, 778
- Li, N., Wu, J., Duan, B.-Y., & Wang, C.-S. 2017, *Acta Astronautica*, 132, 13
- Lister, M. L. & Smith, P. S. 2000, *Astrophysical Journal*, 541, 66
- Little, A. G. & Payne-Scott, R. 1951, *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, 4, 489
- Lopez-Rodriguez, E., Alonso-Herrero, A., Diaz-Santos, T., et al. 2018a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478, 2350
- Lopez-Rodriguez, E., Antonucci, R., Chary, R.-R., & Kishimoto, M. 2018b, *Astrophysical Journal Letters*, 861, L23
- Lopez-Rodriguez, E., Packham, C., Young, S., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431, 2723
- Lub, J. & de Ruiter, H. R. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 256, 33
- Lucy, L. B. & Solomon, P. M. 1970, *Astrophysical Journal*, 159, 879
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, 223, 690
- Lynden-Bell, D. 1998, *Annals of the New York Academy of Sciences*, 867, 3
- Macchetto, F., Capetti, A., Sparks, W. B., Axon, D. J., & Boksenberg, A. 1994, *Astrophysical Journal Letters*, 435, L15
- Magdziarz, P., Blaes, O. M., Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., & Smith, D. A. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 301, 179
- Maiolino, R., Marconi, A., & Oliva, E. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 365, 37
- Malkan, M. A. 1983, *Astrophysical Journal*, 268, 582
- Malkan, M. A. & Sargent, W. L. W. 1982, *Astrophysical Journal*, 254, 22

- Malkov, Y. F., Pronik, V. I., & Sergeev, S. G. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 324, 904
- Malzac, J., Beloborodov, A. M., & Poutanen, J. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326, 417
- Marin, F. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441, 551
- Marin, F. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 460, 3679
- Marin, F. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 607, A40
- Marin, F. 2018a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 479, 3142
- Marin, F. 2018b, *Galaxies*, 6, 38
- Marin, F. & Antonucci, R. 2016, *Astrophysical Journal*, 830, 82
- Marin, F., Charlot, S., González, B. A., et al. 2019, *Astro2020 : Decadal Survey on Astronomy and Astrophysics*, science white papers, 51, 160
- Marin, F., Charlot, S., Hutsemékers, D., et al. 2018a, in SF2A-2018 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Di
- Marin, F., Dovčiak, M., & Kammoun, E. S. 2018b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478, 950
- Marin, F., Dovčiak, M., Muleri, F., Kislat, F. F., & Krawczynski, H. S. 2018c, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473, 1286
- Marin, F. & Goosmann, R. W. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436, 2522
- Marin, F., Goosmann, R. W., Dovčiak, M., et al. 2012a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426, L101
- Marin, F., Goosmann, R. W., Gaskell, C. M., Porquet, D., & Dovčiak, M. 2012b, *Astronomy and Astrophysics*, 548, A121
- Marin, F., Goosmann, R. W., & Petrucci, P. O. 2016a, *Astronomy and Astrophysics*, 591, A23
- Marin, F., Grosset, L., Goosmann, R., et al. 2016b, in SF2A-2016 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 103–106
- Marin, F., Porquet, D., Goosmann, R. W., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436, 1615
- Marin, F., Rohatgi, A., & Charlot, S. 2017, in SF2A-2017 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. C. Reylé, P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagadec, A. Lançon, Z. Meliani, & F. Royer, Di
- Marin, F. & Tamborra, F. 2014, *Advances in Space Research*, 54, 1458
- Marinucci, A., Porquet, D., Tamborra, F., et al. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 623, A12
- Marscher, A. P. 1980, *Astrophysical Journal*, 235, 386
- Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1985, *Astrophysical Journal*, 298, 114
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D'Arcangelo, F. D., et al. 2008, *Nature*, 452, 966

- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. M., et al. 2010, *Astrophysical Journal Letters*, 710, L126
- Marshall, H. L., Schulz, N. S., Trowbridge Heine, S. N., et al. 2017, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10397, Proceedings of the SPIE, 103970K
- Marshall, H. L., Schulz, N. S., Windt, D. L., et al. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9144, Proceedings of the SPIE, 91441K
- Martel, A. R. 1998, *Astrophysical Journal*, 508, 657
- Martin, P. G., Thompson, I. B., Maza, J., & Angel, J. R. P. 1983, *Astrophysical Journal*, 266, 470
- Martocchia, A. & Matt, G. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282, L53
- Martyn, D. F. 1946, *Nature*, 158, 308
- Mason, R. E., Wright, G., Pendleton, Y., & Adamson, A. 2004, *Astrophysical Journal*, 613, 770
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *Astrophysical Journal*, 217, 425
- Mathur, S., Denney, K. D., Gupta, A., et al. 2018, *Astrophysical Journal*, 866, 123
- Matt, G. 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 260, 663
- Matt, G., Guainazzi, M., & Maiolino, R. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 422
- Mattox, J. R., Mayer-Hasselwander, H. A., & Strong, A. W. 1990, *Astrophysical Journal*, 363, 270
- Mayer, C. H., McCullough, T. P., & Sloanaker, R. M. 1957, *Astrophysical Journal*, 126, 468
- McConnell, M. L., Ryan, J. M., Smith, D. M., et al. 2007, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 210, American Astronomical Society Meeting Abstracts #210, 93.01
- McConnell, M. L., Ryan, J. M., Smith, D. M., Lin, R. P., & Emslie, A. G. 2002a, *Solar Physics*, 210, 125
- McConnell, M. L., Zdziarski, A. A., Bennett, K., et al. 2002b, *Astrophysical Journal*, 572, 984
- McElroy, R. E., Husemann, B., Croom, S. M., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 593, L8
- McHardy, I. & Czerny, B. 1987, *Nature*, 325, 696
- McLure, R. J., Kukula, M. J., Dunlop, J. S., et al. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 308, 377
- McNamara, A. 2010, Polarization of Compton X-rays from jets in AGN, 142
- McNamara, A. L., Kuncic, Z., & Wu, K. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 1507
- Miller, J. S. & Antonucci, R. R. J. 1983, *Astrophysical Journal*, 271, L7
- Miller, J. S. & Goodrich, R. W. 1990, *Astrophysical Journal*, 355, 456

- Milone, E. & Sterken, C. 2011, Astronomical Photometry : Past, Present, and Future, Astrophysics and Space Science Library (Springer New York)
- Miniutti, G. & Fabian, A. C. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 349, 1435
- Misner, C. W., Thorne, K. S., & Wheeler, J. A. 1973, Gravitation
- Moran, E. C., Halpern, J. P., & Helfand, D. J. 1996, Astrophysical Journals, 106, 341
- Morganti, R. 2017, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 4, 42
- Morganti, R., Holt, J., Saripalli, L., Oosterloo, T. A., & Tadhunter, C. N. 2007, Astronomy and Astrophysics, 476, 735
- Morganti, R., Oosterloo, T., Holt, J., Tadhunter, C., & van der Hulst, J. M. 2003, The Messenger, 113, 67
- Morganti, R., Oosterloo, T., & Tsvetanov, Z. 1998, The Astronomical Journal, 115, 915
- Mortlock, D. J., Warren, S. J., Venemans, B. P., et al. 2011, Nature, 474, 616
- Mücke, A. & Protheroe, R. J. 2001, Astroparticle Physics, 15, 121
- Murakawa, K. 2010, Astronomy and Astrophysics, 522, A46
- Nalewajko, K. 2017, Galaxies, 5, 64
- Nandra, K. & Pounds, K. A. 1994, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 268, 405
- Narayan, R. & Yi, I. 1994, Astrophysical Journal Letters, 428, L13
- Negrete, C. A., Dultzin, D., Marziani, P., & Sulentic, J. W. 2012, Astrophysical Journal, 757, 62
- Netzer, H. & Laor, A. 1993, Astrophysical Journal Letters, 404, L51
- Neugebauer, G., Oke, J. B., Becklin, E. E., & Matthews, K. 1979, Astrophysical Journal, 230, 79
- Newton, I. 1687, Philosophiae naturalis principia mathematica (J. Societatis Regiae ac Typis J. Streater)
- Ni, W.-T., Balakin, A. B., & Mei, H.-H. 2011, in Proceedings of the Conference in Honour of Murray Gellmann's 80th Birthday, 526–535
- Nikishov, A. I. & Ritus, V. I. 1964a, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 19, 529
- Nikishov, A. I. & Ritus, V. I. 1964b, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 20, 757
- Nikishov, A. I. & Ritus, V. I. 1967, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 25, 1135
- Noda, H. & Done, C. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 480, 3898
- Nordsieck, K. H. & Code, A. D. 1982, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 14, 657
- Novick, R. 1970, in IAU Symposium, Vol. 37, Non-Solar X- and Gamma-Ray Astronomy, ed. L. Gratton, 145
- Novick, R. 1975, Space Science Reviews, 18, 389

- Novick, R., Weisskopf, M. C., Berthelsdorf, R., Linke, R., & Wolff, R. S. 1972, *Astrophysical Journal*, 174, L1
- Ogle, P., Whysong, D., & Antonucci, R. 2006, *Astrophysical Journal*, 647, 161
- Ogle, P. M., Cohen, M. H., Miller, J. S., et al. 1997, *Astrophysical Journal*, 482, L37
- Ogle, P. M., Cohen, M. H., Miller, J. S., et al. 1999, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 125, 1
- Ogle, P. M., Davis, S. W., Antonucci, R. R. J., et al. 2005, *Astrophysical Journal*, 618, 139
- Oke, J. B. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Oknyansky, V. L., Gaskell, C. M., Huseynov, N. A., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 1496
- Oknyansky, V. L., Winkler, H., Tsygankov, S. S., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 558
- Olsen, E. T. 1969, *Nature*, 224, 1008
- O'Neill, T. J., Bhattacharya, D., Polsen, M., et al. 2003, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50, 251
- Onken, C. A., Peterson, B. M., Dietrich, M., Robinson, A., & Salamanca, I. M. 2003, *Astrophysical Journal*, 585, 121
- Onken, C. A., Valluri, M., Peterson, B. M., et al. 2007, *Astrophysical Journal*, 670, 105
- Oort, J. H. & Walraven, T. 1956, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 12, 285
- Osterbrock, D. E. 1984, *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 25, 1
- Ozaki, K., Takahashi, S., Aoki, S., et al. 2016, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 833, 165
- Packham, C. C., Axon, D. J., Hough, J. H., et al. 2007, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6678, Mid-IR polarimetry : new vistas for SOFIA, 66780F
- Padovani, P., Alexander, D. M., Assef, R. J., et al. 2017, *Astronomy and Astrophysics Review*, 25, 2
- Page, K. L., Reeves, J. N., O'Brien, P. T., & Turner, M. J. L. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 195
- Page, L., Hinshaw, G., Komatsu, E., et al. 2007, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 170, 335
- Paliya, V. S., Zhang, H., Böttcher, M., et al. 2018, *Astrophysical Journal*, 863, 98
- Pastoriza, M. & Gerola, H. 1970, *Astrophysical Letters*, 6, 155
- Patat, F. & Romaniello, M. 2006, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118, 146
- Pattle, K. & Fissel, L. 2019, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 15
- Paul, B., Gopala Krishna, M. R., & Puthiya Veetil, R. 2016, in 41st COSPAR Scientific Assembly, Vol. 41, E1.15–8–16

- Paul, B., Gopala Krishna, M. R., Puthiya Veetil, R., Duraichelvan, R., & Mai-tra, C. r. 2012, in 39th COSPAR Scientific Assembly, Vol. 39, 1467
- Pavlidou, V., Angelakis, E., Myserlis, I., et al. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 442, 1693
- Peacock, J. A. 1987, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, ed. W. Kundt, Vol. 208, 171
- Pendleton, Y. J., Sandford, S. A., Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Sellgren, K. 1994, Astrophysical Journal, 437, 683
- Penston, M. V. & Perez, E. 1984, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 211, 33P
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, Astrophysical Journal, 142, 419
- Perlman, E. S., Biretta, J. A., Zhou, F., Sparks, W. B., & Macchetto, F. D. 1999, The Astronomical Journal, 117, 2185
- Peterson, B. M. 2006, The Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei, ed. D. Alloin, Vol. 693, 77
- Pétri, J. & Kirk, J. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 983, 40 Years of Pulsars : Millisecond Pulsars, Magnetars and More, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi, 210–212
- Pineault, S. 1977, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 179, 691
- Porquet, D. & Dubau, J. 2000, Astronomy and Astrophysics Supplement, 143, 495
- Porquet, D., Reeves, J. N., O'Brien, P., & Brinkmann, W. 2004, Astronomy and Astrophysics, 422, 85
- Poutanen, J., Nagendra, K. N., & Svensson, R. 1996, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 283, 892
- Pringle, J. E. & Rees, M. J. 1972, Astronomy and Astrophysics, 21, 1
- Proga, D., Stone, J. M., & Drew, J. E. 1998, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 295, 595
- Proga, D., Stone, J. M., & Drew, J. E. 1999, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 310, 476
- Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, Astrophysical Journal, 543, 686
- Raban, D., Jaffe, W., Röttgering, H., Meisenheimer, K., & Tristram, K. R. W. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 394, 1325
- Raimundo, S. I., Vestergaard, M., Koay, J. Y., et al. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 486, 123
- Ramos Almeida, C., Martínez González, M. J., Asensio Ramos, A., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 461, 1387
- Rani, B., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., et al. 2018, Astrophysical Journal, 858, 80
- Rani, B., Krichbaum, T. P., Lee, S. S., et al. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 464, 418
- Rees, M. J. 1988, Nature, 333, 523
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, Astrophysical Journal Letters, 430, L93

- Reynolds, C. 2015, Astronomische Nachrichten, 337
- Reynoso, M. M. & Romero, G. E. 2009, Astronomy and Astrophysics, 493, 1
- Richards, J. L. & Lister, M. L. 2015, Astrophysical Journal Letters, 800, L8
- Rieke, G. H. & Low, F. J. 1975, Astrophysical Journal, 199, L13
- Riley, J. M., Warner, P. J., Rawlings, S., et al. 1989, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 236, 13P
- Robson, E. I., Gear, W. K., Brown, L. M. J., Courvoisier, T. J. L., & Smith, M. G. 1986, Nature, 323, 134
- Rocca-Volmerange, B. 2012, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 83, 948
- Rocca-Volmerange, B., de Lapparent, V., Seymour, N., & Fioc, M. 2007, Astronomy and Astrophysics, 475, 801
- Roche, P. F., Aitken, D. K., Smith, C. H., & Ward, M. J. 1991, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 248, 606
- Rodriguez, J., Grinberg, V., Laurent, P., et al. 2015, Astrophysical Journal, 807, 17
- Rodriguez, L., Poglitsch, A., Aliane, A., et al. 2018, Journal of Low Temperature Physics, 193, 449
- Roelfsema, P. R., Shibai, H., Armus, L., et al. 2018, Publications of the Astronomical Society of Australia, 35, e030
- Roelfsema, R., Schmid, H., Pragt, J., et al. 2010, Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 7735
- Röntgen, W. C. 1896, Nature, 53, 274
- Rowan-Robinson, M., Clegg, P. E., Beichman, C. A., et al. 1984, Astrophysical Journal Letters, 278, L7
- Ruan, J. J., Anderson, S. F., Dexter, J., & Agol, E. 2014, Astrophysical Journal, 783, 105
- Ruffini, R., Vereshchagin, G., & Xue, S.-S. 2010, Physics Reports, 487, 1
- Rutledge, R. E. & Fox, D. B. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 350, 1288
- Ryle, M., Smith, F. G., & Elsmore, B. 1950, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 110, 508
- Sajina, A., Yan, L., Spoon, H., & Fadda, D. 2009, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 408, Detection of the 3.3 μ m PAH Feature as well as Water Ice and HAC Absorption in z > 2 ULIRGs, ed. W. Wang, Z. Yang, Z. Luo, & Z. Chen, 417
- Salama, F. 2008, in IAU Symposium, Vol. 251, Organic Matter in Space, ed. S. Kwok & S. Sanford, 357–366
- Salpeter, E. E. 1964, Astrophysical Journal, 140, 796
- Sandage, A., Véron, P., & Wyndham, J. D. 1965, Astrophysical Journal, 142, 1307
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 34, 749

- Sanders, D. B., Phinney, E. S., Neugebauer, G., Soifer, B. T., & Matthews, K. 1989, *Astrophysical Journal*, 347, 29
- Schmid, H. M., Bazzon, A., Roelfsema, R., et al. 2018, *Astronomy and Astrophysics*, 619, A9
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, *Astronomical Journal*, 104, 1563
- Schmidt, G. D. & Miller, J. S. 1980, *Astrophysical Journal*, 240, 759
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schmitt, H. R., Kinney, A. L., Storchi-Bergmann, T., Antonucci, & Robert. 1997, *Astrophysical Journal*, 477, 623
- Schnittman, J. D. & Krolik, J. H. 2010, *Astrophysical Journal*, 712, 908
- Schoenfelder, V., Aarts, H., Bennett, K., et al. 1993, *Astrophysical Journal Supplement*, 86, 657
- Schoenmakers, A. P., de Bruyn, A. G., Röttgering, H. J. A., & van der Laan, H. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 374, 861
- Schulte-Ladbeck, R. E. 1994, *Astrophysics and Space Science*, 221, 347
- Schuster, A. 1879, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 40, 35
- Sergeev, S. G., Nazarov, S. V., & Borman, G. A. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 1898
- Serkowski, K. 1974, in IAU Colloq. 23 : Planets, Stars, and Nebulae : Studied with Photopolarimetry, ed. T. Gehrels, 135
- Serote-Roos, M., Boisson, C., Joly, M., & Ward, M. J. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 278, 897
- Seyfert, C. K. 1943, *Astrophysical Journal*, 97, 28
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astronomy and Astrophysics*, 500, 33
- Shapiro, S. L. 2005, *Astrophysical Journal*, 620, 59
- Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485, 4790
- Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., Collin, S., et al. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 486, 99
- Shappee, B. J., Prieto, J. L., Grupe, D., et al. 2014, *Astrophysical Journal*, 788, 48
- Shibata, K. & Uchida, Y. 1985, *Astronomical Society of Japan*, 37, 31
- Shibata, K. & Uchida, Y. 1986, *Astronomical Society of Japan*, 38, 631
- Shields, G. A. 1978, *Nature*, 272, 706
- Shklovskii, I. S. 1964, *Soviet Astronomy*, 7, 748
- Siebenmorgen, R., Haas, M., Krügel, E., & Schulz, B. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 436, L5
- Siebenmorgen, R., Krügel, E., & Spoon, H. W. W. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 414, 123
- Silk, J. & Rees, M. J. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 331, L1
- Silver, E. & Schnopper, H. 2010, *Bragg crystal polarimeters*, 34

- Sironi, L., Spitkovsky, A., & Arons, J. 2013, *Astrophysical Journal*, 771, 54
- Skinner, G., Arzoumanian, Z., Cash, W., et al. 2008, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 7011
- Skinner, G. K. & Krizmanic, J. F. 2009, *Experimental Astronomy*, 27, 61
- Slipher, V. M. 1917, *Lowell Observatory Bulletin*, 3, 59
- Small, T. A. & Blandford, R. D. 1993, in *First Light in the Universe. Stars or QSO's?*, ed. B. Rocca-Volmerange, B. Guiderdoni, M. Dennefeld, & J. Tran Thanh Van, Vol. 8, 271
- Smith, C. H., Wright, C. M., Aitken, D. K., Roche, P. F., & Hough, J. H. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312, 327
- Smith, E. P., Heckman, T. M., Bothun, G. D., Romanishin, W., & Balick, B. 1986, *Astrophysical Journal*, 306, 64
- Smith, F. G. 1950, *Nature*, 165, 422
- Smith, F. G. 1951, *Nature*, 168, 962
- Smith, J. E., Robinson, A., Alexander, D. M., et al. 2004, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 350, 140
- Smith, J. E., Young, S., Robinson, A., et al. 2002a, *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 335, 773
- Smith, P. S. 2017, *The Astronomer's Telegram*, 11047, 1
- Smith, P. S., Schmidt, G. D., Allen, R. G., & Angel, J. R. P. 1995, *Astrophysical Journal*, 444, 146
- Smith, P. S., Schmidt, G. D., Hines, D. C., Cutri, R. M., & Nelson, B. O. 2002b, *Astrophysical Journal*, 569, 23
- Smyth, M. J. & Wolstencroft, R. D. 1970, *Astrophysics and Space Science*, 8, 471
- Snik, F., Kochukhov, O., Piskunov, N., et al. 2010, *The HARPS polarimeter*
- Sorcia, M., Benítez, E., Hiriart, D., et al. 2014, *Astrophysical Journal*, 794, 54
- Spoon, H. W. W., Keane, J. V., Tielens, A. G. G. M., et al. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 385, 1022
- Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 369, 694
- Stalin, C. S. & Srianand, R. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 359, 1022
- Stanford, S. A., Murison, M. A., Whitney, B. A., & Clayton, G. C. 1985, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 17, 900
- Stecher, T. P. 1965, *Astrophysical Journal*, 142, 1683
- Stockman, H. S., Angel, J. R. P., & Miley, G. K. 1979, *Astrophysical Journal Letters*, 227, L55
- Storchi Bergmann, T. 2015, in *IAU Symposium*, Vol. 309, *Galaxies in 3D across the Universe*, ed. B. L. Ziegler, F. Combes, H. Dannerbauer, & M. Verdugo, 190–195
- Strateva, I. V., Strauss, M. A., Hao, L., et al. 2003, *Astronomical Journal*, 126, 1720

- Sturm, E., Schweitzer, M., Lutz, D., et al. 2005, *Astrophysical Journal*, 629, L21
- Tadhunter, C., Robinson, T. G., González Delgado, R. M., Wills, K., & Mogramanti, R. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 356, 480
- Tagliaferri, G., Hornstrup, A., Huovelin, J., et al. 2012, *Experimental Astronomy*, 34, 463
- Takahashi, S., Aoki, S., Kamada, K., et al. 2015, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2015, 043H01
- Taylor, A. R. & Jagannathan, P. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459, L36
- Telfer, R. C., Zheng, W., Kriss, G. A., & Davidsen, A. F. 2002, *Astrophysical Journal*, 565, 773
- Thomson, J. J. 1897, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 44, 293
- Tindo, I. P., Ivanov, V. D., Mandel'Stam, S. L., & Shurygin, A. I. 1970, *Solar Physics*, 14, 204
- Tohline, J. E. & Osterbrock, D. E. 1976, *Astrophysical Journal*, 210, L117
- Toma, K. 2013, arXiv e-prints, arXiv :1308.5733
- Toma, K., Sakamoto, T., Zhang, B., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 698, 1042
- Tombesi, F., Cappi, M., Reeves, J. N., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 521, A57
- Tran, H. D. 1995a, *Astrophysical Journal*, 440, 565
- Tran, H. D. 1995b, *Astrophysical Journal*, 440, 578
- Tran, H. D. 1995c, *Astrophysical Journal*, 440, 597
- Tran, H. D., Miller, J. S., & Kay, L. E. 1992, *Astrophysical Journal*, 397, 452
- Trippé, S. 2019, *When Polarimetry Made History*, 1–12
- Trujillo-Bueno, J., Moreno-Insertis, F., & Sanchez Martinez, F. 2002, *Astrophysical Spectropolarimetry*
- Turnshek, D. A., Bohlin, R. C., Williamson, R. L., I., et al. 1990, *Astronomical Journal*, 99, 1243
- Ulvestad, J. S., Neff, S. G., & Wilson, A. S. 1987, *Astronomical Journal*, 93, 22
- Umov, N. 1905, *Physikalische Zeitschrift*, 6, 674–676
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107, 803
- Vacca, V., Oppermann, N., Ensslin, T. A., et al. 2015, in *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 114
- Vadawale, S. V., Chattopadhyay, T., Rao, A. R., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 578, A73
- Vadawale, S. V., Paul, B., Pendharkar, J., & Naik, S. 2010, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 618, 182

- Vaillancourt, J. E., Chuss, D. T., Crutcher, R. M., et al. 2007, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6678, Far-infrared polarimetry from the Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy, 66780D
- Vanden Berk, D. E., Richards, G. T., Bauer, A., et al. 2001, *Astronomical Journal*, 122, 549
- Veilleux, S., Shopbell, P. L., & Miller, S. T. 2001, *The Astronomical Journal*, 121, 198
- Veilleux, S. & Zheng, W. 1991, *Astrophysical Journal*, 377, 89
- Visvanathan, N. & Oke, J. B. 1968, *Astrophysical Journal Letters*, 152, L165
- Vollmer, B., Schartmann, M., Burtscher, L., et al. 2018, *Astronomy and Astrophysics*, 615, A164
- Walker, M. F. 1968, *Astrophysical Journal*, 151, 71
- Walter, R. & Fink, H. H. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 274, 105
- Ward, M., Penston, M. V., Blades, J. C., & Turtle, A. J. 1980, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 193, 563
- Warner, B. 1995, *Cambridge Astrophysics Series*, 28
- Webb, W., Malkan, M., Schmidt, G., & Impey, C. 1993, *Astrophysical Journal*, 419, 494
- Weber, S., Beilmann, C., Shah, C., & Tashenov, S. 2015, *Review of Scientific Instruments*, 86, 093110
- Weisskopf, M. C., Bellazzini, R., Costa, E., et al. 2014, in AAS/High Energy Astrophysics Division #14, AAS/High Energy Astrophysics Division, 116.15
- Weisskopf, M. C., Cohen, G. G., Kestenbaum, H. L., et al. 1976, *Astrophysical Journal*, 208, L125
- Weisskopf, M. C., Ramsey, B., O'Dell, S., et al. 2016, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9905, *The Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE)*, 990517
- Weisskopf, M. C., Silver, E. H., Kestenbaum, H. L., Long, K. S., & Novick, R. 1978, *Astrophysical Journal*, 220, L117
- Westerveld, W. B., Becker, K., Zetner, P. W., Corr, J. J., & McConkey, J. W. 1985, *Applied Optics*, 24, 2256
- Weymann, R. J., Morris, S. L., Foltz, C. B., & Hewett, P. C. 1991, *Astrophysical Journal*, 373, 23
- Whittet, D. C. B. 1996, in NATO Advanced Study Institute on the Cosmic Dust Connection, 133–154
- Williams, D. R. A., McHardy, I. M., Baldi, R. D., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472, 3842
- Wills, B. J., Wills, D., & Breger, M. 2011, *Astrophysical Journal Supplement*, 194, 19
- Wills, B. J., Wills, D., Breger, M., Antonucci, R. R. J., & Barvainis, R. 1992a, *Astrophysical Journal*, 398, 454
- Wills, B. J., Wills, D., Evans, Neal J., I., et al. 1992b, *Astrophysical Journal*, 400, 96

- Wilson, A. S. 1996, *Vistas in Astronomy*, 40, 63
- Wolf, S. & Henning, T. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 341, 675
- Woo, J.-H., Kim, J. H., Imanishi, M., & Park, D. 2012, *Astronomical Journal*, 143, 49
- Wood, K. 1997, *Astrophysical Journal*, 477, L25
- Woods, T. E., Alexandroff, R. M., Ellison, S. L., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv :1910.06346
- Wright, C., Siebenmorgen, R., Stecklum, B., Sterzik, M., & Kaeufl, H. 2008, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 7014
- Xu, Q. & Wang, N. 2016, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9906, Challenges for QTT structure, 99065L
- Yonetoku, D., Murakami, T., Gunji, S., et al. 2012, *Astrophysical Journal Letters*, 758, L1
- Young, S., Axon, D. J., Robinson, A., Hough, J. H., & Smith, J. E. 2007, *Nature*, 450, 74
- Zakamska, N. L., Schmidt, G. D., Smith, P. S., et al. 2005, *Astronomical Journal*, 129, 1212
- Zaroubi, S. 2013, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 396, The First Galaxies, ed. T. Wiklind, B. Mobasher, & V. Bromm, 45
- Zdziarski, A. A., Pjanka, P., Sikora, M., & Stawarz, Ł. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 3243
- Zel'dovich, Y. B. 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 195
- Zhang, H. & Böttcher, M. 2013, *Astrophysical Journal*, 774, 18
- Zhang, H., Chen, X., & Böttcher, M. 2014, *Astrophysical Journal*, 789, 66
- Zhang, H., Diltz, C., & Böttcher, M. 2016, *Astrophysical Journal*, 829, 69
- Zhang, H., Li, X., Guo, F., & Giannios, D. 2018, *Astrophysical Journal Letters*, 862, L25
- Zheng, W., Kriss, G. A., Telfer, R. C., Grimes, J. P., & Davidsen, A. F. 1997, *Astrophysical Journal*, 475, 469

