

# Les trous noirs super-massifs trop gloutons

Françoise COMBES

(Observatoire de Paris, et Collège de France)

## Introduction

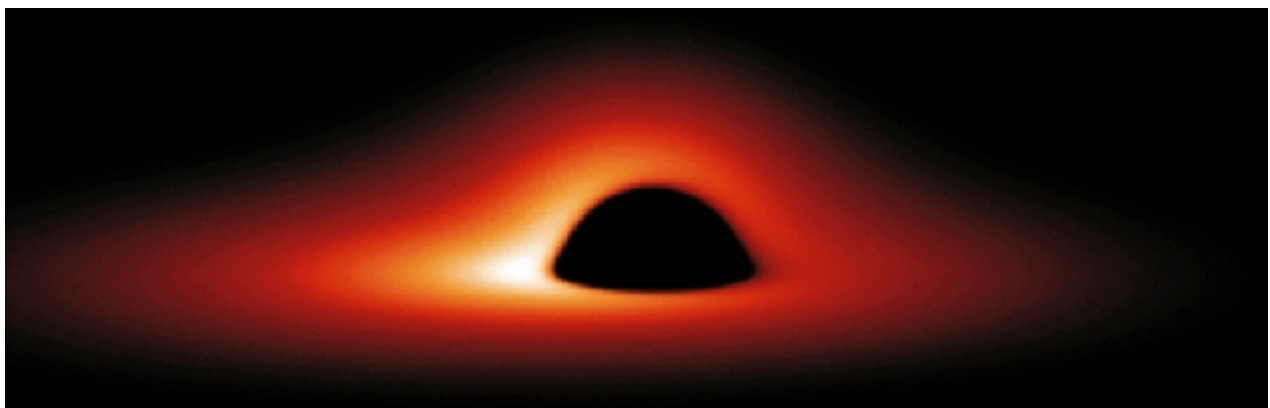
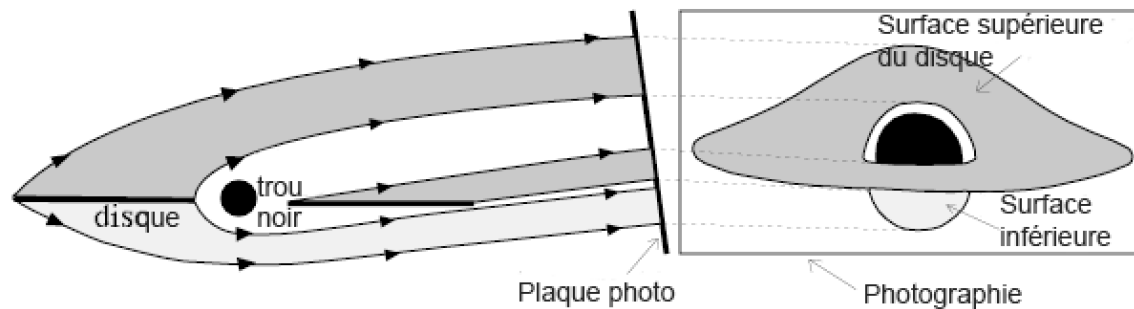
Dès le XVIII<sup>ème</sup> siècle, le révérend John Michell et le marquis Pierre-Simon de Laplace eurent l'intuition de l'existence de ces objets massifs et compacts que l'on appelle les trous noirs. On connaissait déjà la vitesse finie de la lumière, depuis Ole Roemer au XVII<sup>ème</sup> siècle, et on pouvait facilement calculer la vitesse d'échappement pour chaque objet en fonction de sa masse  $M$  et de sa taille (ou rayon  $R$ , pour un objet sphérique). Cette vitesse vérifie  $V_{\text{ech}}^2 = 2 G M/R$ . Les objets assez massifs pour que leur vitesse d'échappement soit supérieure à la vitesse de la lumière  $c$ , seraient « noirs » car aucune lumière ne pourrait en sortir. On ne savait pas à l'époque si la lumière était sensible à la gravité, bien que certains soient partisans d'une théorie corpusculaire de la lumière, et ce concept d'objets invisibles et massifs est resté abstrait, jusqu'au XX<sup>ème</sup> siècle. Albert Einstein en 1915 publie une nouvelle théorie de la gravité, la relativité générale, qui va donner une justification solide à l'existence des trous noirs. La gravité n'est plus une force d'attraction entre les corps massifs, mais une déformation de l'espace au voisinage de chaque corps. Ainsi tout autre masse test semble attirée, et même la lumière suit les géodésiques de l'espace et voit sa trajectoire infléchie par le corps massif.

Très vite le physicien allemand Karl Schwarzschild trouve une solution aux équations de la relativité générale, qui sont si complexes que même Einstein ne le pensait pas possible. Cette solution correspond à l'existence d'une masse ponctuelle au centre du repère, qui correspond à une singularité. C'est cette dernière qui fut baptisée trou noir dans les années 1960. Il identifie aussi une zone singulière, de rayon  $R_s = 2 GM/c^2$ , qui correspond à l'horizon des événements du trou noir. C'est le rayon où la vitesse d'échappement est égale à la vitesse de la lumière : à l'intérieur de ce rayon, plus aucune information ne pourra sortir. Ce n'est que bien plus tard, en 1963, que Roy Kerr découvre une solution des équations de la relativité générale pour décrire les trous noirs en rotation, que l'on appelle les trous noirs de Kerr. C'est très important car il est vraisemblable que tous les trous noirs dans l'univers sont en rotation. Pour donner des ordres de grandeur, le rayon de l'horizon  $R_s = 2.5 (M/10^9 M_\odot)$  heures-lumière, et pour un trou noir de  $1 M_\odot$ ,  $R_s = 3$  km.

Les trous noirs ont acquis progressivement une grande réalité astrophysique, lorsque l'on a observé des systèmes binaires comme Cygnus X1 en 1971, dans lesquels un des objets ne pouvait être qu'un trou noir. Une étoile brillante sur la séquence principale est en orbite autour d'un objet invisible dont la masse est déterminée par la cinématique et la période de l'orbite. Les travaux théoriques sur le destin des étoiles en fin de vie, après épuisement de leur combustible nucléaire, avaient déjà établi une masse limite de 1,4 masse solaire pour devenir une étoile à neutrons, puis 1,5 à 3 masses solaires pour s'effondrer en trou noir. Puis, outre les trous noirs de masses stellaires, l'étude détaillée des vitesses des étoiles au centre des galaxies, a permis de mettre en évidence l'existence de trous noirs super-massifs, de  $10^6$  à  $10^{10} M_\odot$ . Grâce notamment au télescope spatial Hubble, on sait aujourd'hui qu'il existe un trou noir super-massif dans chaque galaxie possédant un bulbe ou sphéroïde suffisamment massif en son centre.

Ces trous noirs sont à l'origine des noyaux actifs de galaxies (que l'on va appeler NAG ou AGN dans la suite) et sont paradoxalement les objets les plus lumineux de l'Univers. Lorsque

le NAG est un quasar, il peut briller 1000 fois plus qu'une galaxie toute entière comme la Voie lactée et ses 200 milliards d'étoiles ! On conçoit alors qu'il puisse interagir avec la formation de la galaxie elle-même et modifier son taux de formation d'étoiles. Ce sont ces phénomènes de symbiose entre les galaxies et leurs trous noirs que nous allons décrire ici. Contrairement aux trous noirs de masse stellaire, qui se forme par effondrement d'une étoile en fin de vie, les trous noirs super-massifs accumulent leur masse progressivement, à partir du gaz et des étoiles de la galaxie hôte, et peuvent avoir des histoires de croissance très variées.



**Figure 1 En haut :** Schéma montrant comment l'émission du disque d'accrétion autour d'un trou noir peut se projeter dans le plan du ciel (et de la plaque photo). Les rayons lumineux sont fortement déviés par le trou noir, et l'on peut voir la surface supérieure du disque au-dessus du trou noir, et la surface inférieure au-dessous. **En bas :** Trou noir de Kerr en rotation, et disque d'accrétion vu par la tranche. L'effet Doppler amplifie la partie gauche du disque qui vient vers nous. Crédit Chris Reynolds (Univ. Maryland).

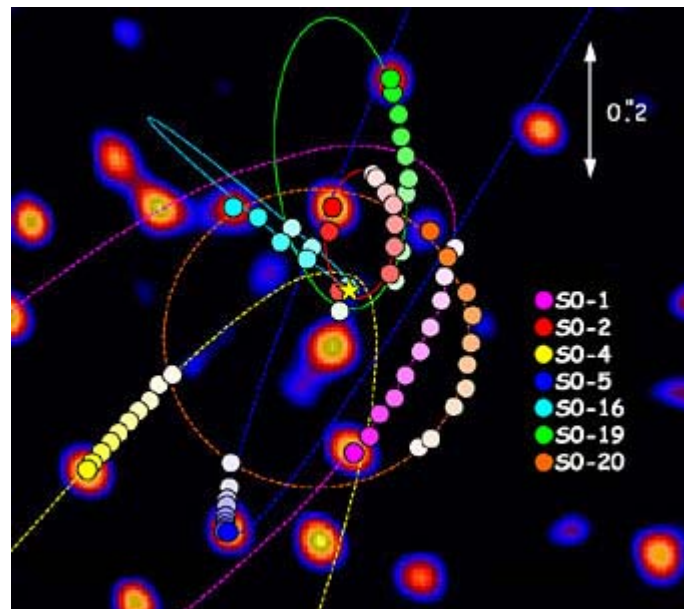
Comment nous apparaîtraient les trous noirs avec leurs disques d'accrétion, si on avait la résolution spatiale pour les voir ? La déviation des rayons lumineux par le champ fort du trou noir produit des effets spéciaux, qui permettent de voir la partie lointaine du disque relevée au-dessus du trou noir (cf Figure 1). D'autre part l'effet Doppler relativiste amplifie beaucoup le côté du disque qui s'approche, comme le montre la simulation de la Figure 1. De plus, il existe un décalage vers le rouge ou « redshift » gravitationnel, qui est d'autant plus marqué que le trou noir est en rotation, ce qui permet de la mesurer. En effet, la partie interne du disque d'accrétion est limitée par la dernière orbite stable autour du trou noir. Celle-ci a pour rayon  $3$  fois  $R_s$ , soit  $6 GM/c^2$ , pour un trou noir sans rotation, mais peut descendre jusqu'à  $GM/c^2$ , pour un trou noir en rotation maximale. Si  $J$  est le moment angulaire du trou noir, on définit une quantité sans dimension  $a = c J / GM^2$ , comprise entre  $0$  et  $1$ . Lorsque  $a=1$ , la

vitesse atteinte à l'horizon est comparable à la vitesse de la lumière. Ce spin maximum a été mesuré dans la galaxie NGC 1365. Pour un tel trou noir, le rayon de l'horizon est la moitié du rayon de Schwarzschild  $R_s$ , et l'horizon est entouré d'une ergosphère, où la matière est entraînée dans sa rotation par le trou noir. Il est possible dans cet espace d'extraire de l'énergie de rotation du trou noir. Ceci pourrait être un mécanisme d'extraction des jets de matière par les noyaux actifs.

Il faut noter que la densité moyenne d'un trou noir à l'intérieur de son horizon décroît avec la masse du trou noir. Puisque la masse est proportionnelle au rayon  $R$ , la densité moyenne décroît comme  $1/R^2$ . Ceci est important pour alimenter le disque d'accrétion par les étoiles du voisinage d'un trou noir super-massif. Les plus petits trous noirs sont capables de détruire les étoiles par interaction de marée, et de récupérer leur gaz, mais au-delà de la masse de Hills de  $3 \cdot 10^8 M_\odot$ , les étoiles sont avalées toutes crues, sans aucune manifestation lumineuse.

### La Voie Lactée: le trou noir super-massif le mieux connu

Le centre de notre Galaxie n'est situé qu'à 8 kpc de nous. Une résolution typique de 0,1 seconde d'arc correspond à environ 4 jours-lumière, une taille bien plus petite que celle du système solaire. Cela permet de sonder la zone d'influence du trou noir central, qui est de l'ordre d'une année-lumière. Un des problèmes vient de notre position dans le plan de la Voie lactée, qui nous fait voir le centre de la Galaxie obscurci par une grande quantité de poussière le long de la ligne de visée. La solution est d'utiliser le rayonnement infra-rouge proche (1-2 microns de longueur d'onde) qui traverse beaucoup plus facilement la poussière que le visible, et l'optique adaptative pour s'affranchir du brouillage de la turbulence atmosphérique. C'est ainsi que des dizaines d'étoiles ont pu être observées pendant au moins 20 ans, et le film de leurs mouvements propres servir à mesurer la masse du trou noir. Sa masse est de  $4 \cdot 10^6 M_\odot$  (cf figure 2).



**Figure 2 :** Orbites de quelques-unes des étoiles de la Voie lactée autour de Sagittarius A\*, la source radio unique du centre Galactique (ici représentée par une étoile jaune). La vitesse à l'apocentre est de l'ordre de 1000km/s, et la plus petite distance au centre est de 17 heures-lumière. Crédit Observatoire Keck / UCLA Galactic Center Group.

D'autre part, des phénomènes variables sur de courtes échelles de temps, de l'ordre de 10 minutes, sont observés régulièrement dans la direction du centre de la Galaxie, Sagittarius A\*. Des sursauts en rayons X, et aussi dans les longueurs d'ondes radio, reviennent avec des quasi-périodes d'un quart d'heure. Cela pourrait représenter la période de rotation de matière en orbite sur la dernière orbite stable autour d'un trou noir de Kerr.

Notons que les échelles de temps d'une variabilité observée donnent toujours une limite supérieure pour le diamètre de la source émettrice, car le temps de variation mesuré doit être supérieur au temps de trajet de la lumière à travers la source.

En 2011, le suivi en infra-rouge autour de Sagittarius A\* a permis de découvrir parmi les sources ponctuelles en mouvement un nuage de gaz G2, caractérisé par des raies de recombinaison de l'atome d'hydrogène, comme Brackett-gamma, donc un objet différent d'une étoile. La trajectoire de ce nuage de gaz a pu être recalculée, avec une orbite de 137 ans. Le péri-astre devait survenir entre 2013 et 2014, et plusieurs prévoiaient l'étirement de marée du nuage de gaz, avant sa chute sur le trou noir. Malgré la faible masse de gaz concernée,  $10^{-5} M_{\odot}$ , de nombreux télescopes étaient à l'affût, attendant un phénomène très lumineux à cette occasion. Mais finalement, le nuage G2 ré-apparaît en Mars 2015, de l'autre côté du péri-astre, continuant son orbite de façon imperturbable. Une interprétation possible est que le nuage de gaz n'est pas isolé, il existe une étoile à l'intérieur qui maintient sa cohésion par attraction gravitationnelle. Cela pourrait être une étoile qui perd son enveloppe. Une autre interprétation a aussi été avancée, faisant le lien avec le premier nuage de gaz G1, découvert en 2005. Moins massif que G2, il a été découvert après son périastre autour de SgrA\*, qu'il aurait passé en 2001, 13 ans avant G2. Les trajectoires de ces deux nuages sont compatibles, et il pourrait s'agir d'une traînée commune provenant de la perte de masse d'une étoile du centre proche, ou même provenant de la destruction partielle d'une étoile par effet de marée, ayant donné lieu à un courant de fragments gazeux.

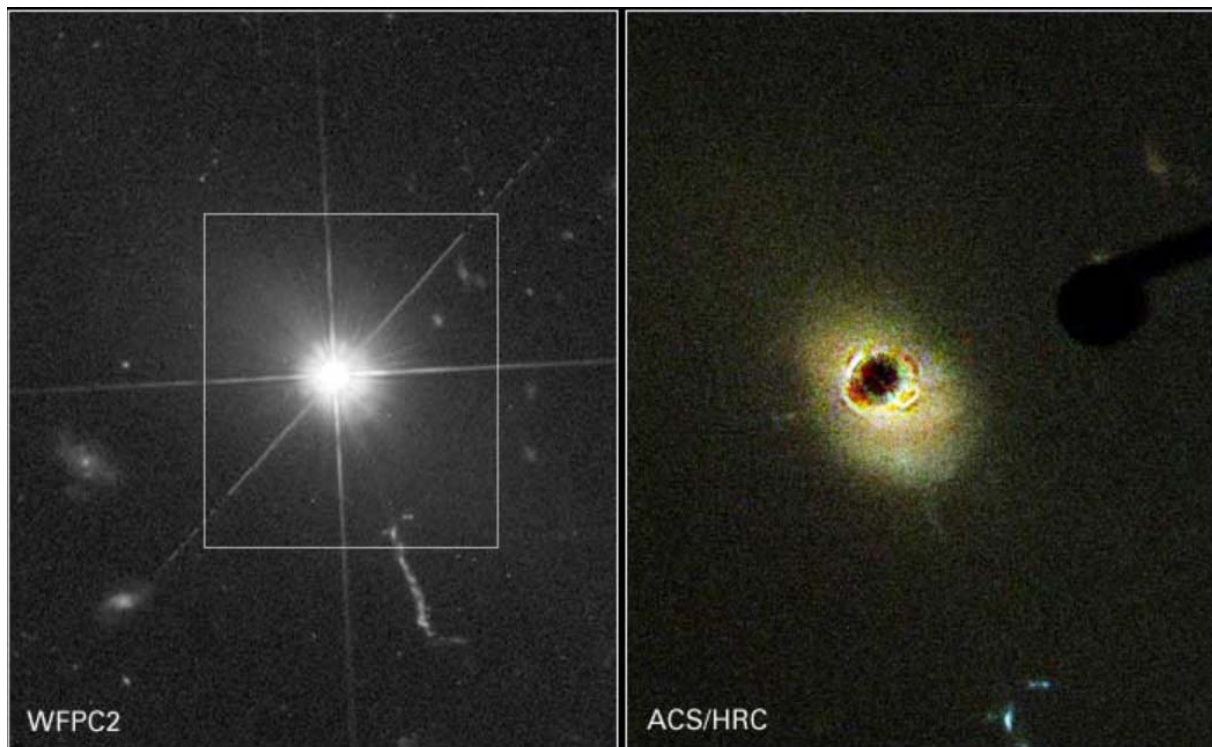
Remarquons que la masse du trou noir de la Voie lactée est relativement petit,  $4 \cdot 10^6 M_{\odot}$ , sans doute relié à la masse du bulbe de notre galaxie, qui est très petite pour une galaxie de ce type. Dans l'avenir, il est prévu à l'échelle de 2-3 milliards d'années, une fusion avec la galaxie spirale la plus proche, Andromède. Cette dernière a un trou noir 30 fois plus massif, de  $10^8 M_{\odot}$  environ, en relation avec son bulbe plus massif et plus étendu. Dans cette coalescence des deux galaxies, les deux trous noirs vont se rapprocher, et perdre leur énergie orbitale relative par friction dynamique sur les étoiles, pour finir par une fusion en un seul trou noir plus massif, et une émission intense d'ondes gravitationnelles. Il est probable qu'à cette occasion, du gaz sera englouti par les trous noirs, et on pourra admirer un noyau actif de toute première proximité.

Depuis la découverte pour la première fois des ondes gravitationnelles émises par la fusion de deux trous noirs le 14 Septembre 2015 par LIGO (GW150914, Abbott et al 2016), une fenêtre astrophysique s'est ouverte pour mieux connaître les trous noirs ; l'espoir prend forme de détecter un grand nombre de fusions de trous noirs plus ou moins massifs, et dans le futur avec les satellites e-LISA, ou avec le réseau international de pulsars milli-seconde, d'observer les fusions de trous noirs super-massifs.

## **Les quasars, les AGN ou Noyaux actifs de galaxies**

Bien que des galaxies particulières, avec des noyaux très lumineux, et des raies d'émission très larges (jusqu'à 10 000km/s) aient été observées dès le début du XXème siècle, notamment par Carl Seyfert en 1943, on ne s'attendait pas à découvrir des noyaux, dont la luminosité peut atteindre plus de 1000 fois celle de sa galaxie hôte. Il existait des objets appelés quasars, pour quasi-star, qui apparaissaient comme ponctuels, avec des diagrammes de diffraction caractéristiques, et des raies inconnues. Certains de ces objets étaient associés à des radio sources puissantes. Maarten Schmidt en 1963 résolut l'énigme en associant les raies d'un tel quasar, 3C273, à un décalage vers le rouge ou redshift de  $z=0,158$ . Plusieurs objets inconnus suivirent alors la même interprétation, et les quasars devinrent les objets les plus lointains connus. A l'époque, il était impossible de distinguer la galaxie hôte sous-jacente tellement la lumière du quasar est éblouissante dans l'image. Aujourd'hui, avec le télescope spatial Hubble (HST) et son excellente résolution angulaire, et le mode coronographique de sa caméra ACS, il est possible de soustraire le quasar, comme le montre la figure 3.

Sur cette figure, il est très intéressant de remarquer une émission optique rectiligne, semblant provenir du centre du quasar. Ce n'est pas un défaut de l'image, mais bel et bien un jet de matière, qui est aussi observé à de nombreuses longueurs d'onde, à partir de la radio, jusqu'en rayons X en passant par l'infra-rouge et l'optique.

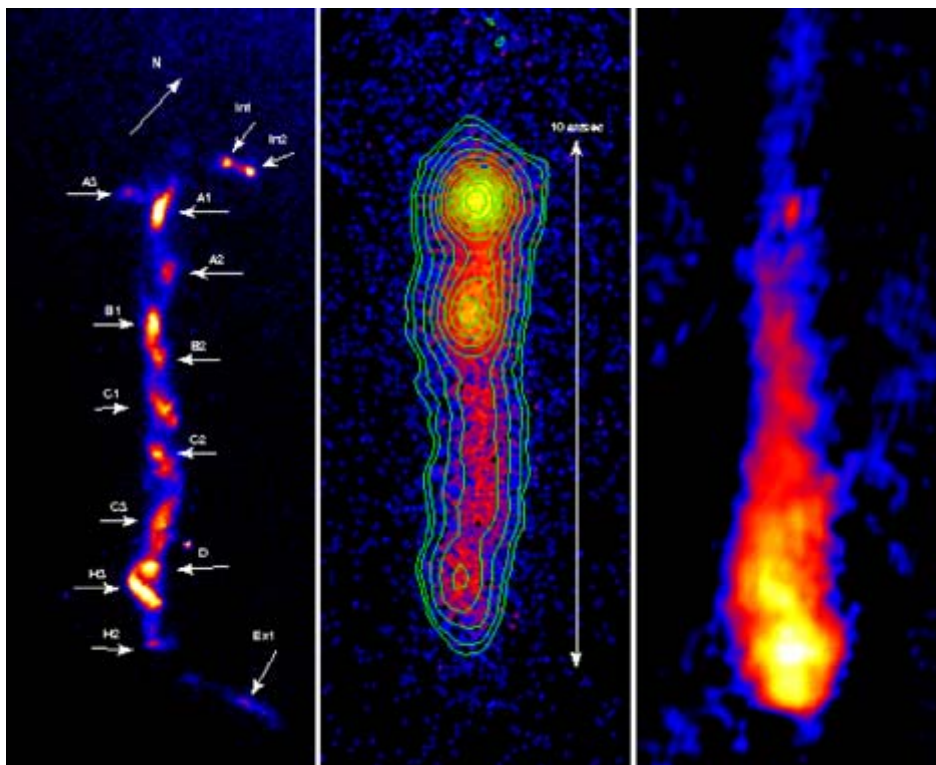


**Figure 3 :** Le quasar associé à la radiosource 3C273, vu par le HST. L'image de gauche est prise avec la caméra WFPC2, et concerne un grand champ de 50 secondes d'arc de large. On distingue un jet de matière en bas à droite. L'image de droite, prise avec la caméra ACS, montre la galaxie hôte après soustraction du quasar. Le champ de 25 " de large correspond au rectangle blanc de gauche. D'après Martel et al 2003.

Le jet est observé à plusieurs longueurs d'onde, comme le montre la figure 4. On ne détecte qu'un seul côté du jet, bien qu'il existe vraisemblablement une éjection de matière symétrique de l'autre côté. Mais le plasma est éjecté à une vitesse proche de celle de la lumière, dans une direction proche de la ligne de visée et l'effet Doppler relativiste amplifie l'émission vers



l'observateur, si bien que le jet opposé est invisible. Pour une vitesse dans le jet  $v$ , on peut définir le rapport  $\beta = v/c$ , et le facteur de Lorentz  $\Gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ . Le facteur Doppler  $D$  est tel que  $1/D = \Gamma (1-\beta \cos\theta)$ , ou  $\theta$  est l'angle entre le jet et la ligne de visée ( $\cos\theta \sim 1$ ). Par le phénomène d'aberration dû au mouvement, le flux du jet vers l'observateur est amplifié d'un facteur  $D^2$ . Mais il y a deux autres phénomènes qui contribuent à une amplification supplémentaire : l'effet de dilatation du temps, qui ajoute un autre facteur  $D$ , puis le fait que l'émission du jet est synchrotron, avec un spectre de puissance en fonction de la fréquence  $\nu$  en  $S(\nu) \sim \nu^{-1}$ . Comme le jet vient vers nous, son rayonnement est décalé vers le bleu, et nous voyons en fait ce qu'il émet de façon intrinsèque à plus basse fréquence, ce qui ajoute encore un facteur  $D$ . L'amplification totale est en  $D^4$ . Pour une vitesse  $v = 0.98 c$ , et un angle  $\theta \sim 0$ , l'amplification est typiquement d'un facteur 10 000 ! Dans le rayonnement synchrotron, les électrons de plus haute énergie (émettant en rayons X) se ralentissent plus vite, et c'est pourquoi le point chaud radio se retrouve à l'extrémité du jet (figure 4).



**Figure 4 :** Le jet associé à la radiosource 3C273 est remarquable à plusieurs longueurs d'onde. L'image de gauche en optique avec le HST montre comment le jet est fractionné en une douzaine de points chauds (crédit NASA/ESA). Au milieu, à la même échelle, le jet vu en rayons X avec le satellite Chandra est surtout brillant au début (en haut), la région la plus proche du quasar (crédit NASA). Enfin à droite, toujours à la même échelle, l'image radio, obtenue avec l'interféromètre Merlin, au contraire monte un jet plus brillant à son extrémité, à 70kpc du quasar en projection (crédit Merlin, merlin.ac.uk). La longueur du jet est sans doute bien plus grande, car il est dirigé vers l'observateur.

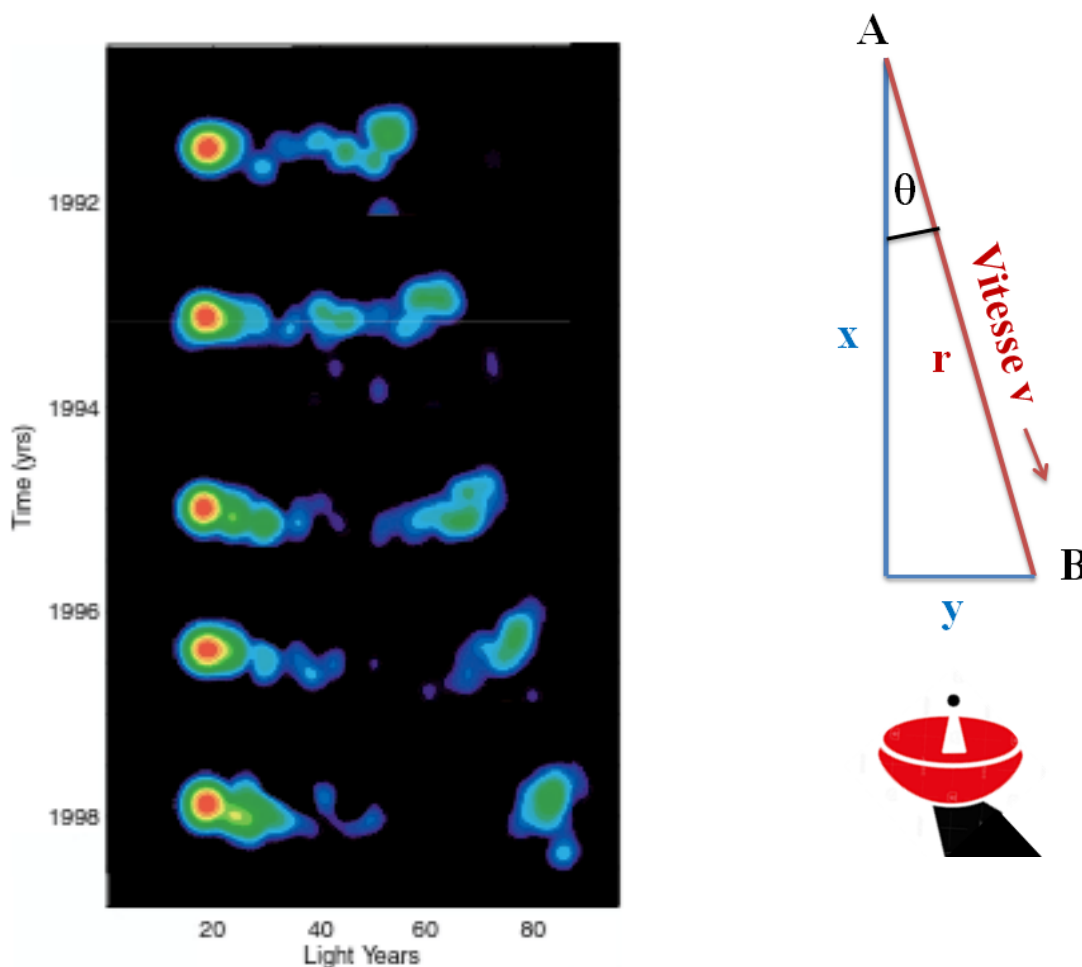
Très tôt dans l'observation des jets, les astronomes se sont aperçus de mouvements superlumériques, ce qui a fait couler beaucoup d'encre dans les années 1970. En effet les jets sont très souvent composés de bouffées d'émission, de fragments, qui permettent de mesurer la vitesse relative de deux fragments avec une grande précision, même si la position absolue de ces fragments est moins précise. Ainsi avec l'interférométrie radio à très longue base

(VLBI), des précisions meilleures que la milli-seconde d'arc (mas) sont atteintes. La figure 5 montre l'exemple de la source 3C279, pour laquelle le jet a été suivi pendant plusieurs années en interférométrie radio. Les deux fragments les plus éloignés du jet nous apparaissent avec une vitesse relative de 3,6 fois la vitesse de la lumière. Mais cette vitesse n'est qu'apparente, et due à la vitesse finie de la lumière. La différence des temps d'arrivée vers l'observateur des photons provenant de A et de B est du même ordre que le temps de traversée du jet. Comme le point B est plus proche de l'observateur, la lumière qu'il émet arrive plus vite vers nous, en avance sur celle émise par A, et la progression du jet semble aller plus vite que la lumière.

En reprenant les notations de la figure 5, B a la vitesse réelle  $v$  par rapport à A, et parcourt la distance  $r$  en un temps réel de  $t = r/v$ . Mais l'observateur le voit parcourir  $y = r \sin \theta$ . Le temps apparent pour que le jet passe de A vers B est de

$$t_{\text{app}} = t - x/c = (r/v) - (r/c) \cos \theta = (r/v) (1 - \beta \cos \theta)$$

et la vitesse apparente sur le ciel est  $v_{\text{app}} = y/t_{\text{app}} = (v \sin \theta)/(1 - \beta \cos \theta)$ . Si  $v \sim c$ , cette vitesse apparente peut être bien supérieure à  $c$ , typiquement de l'ordre de 10  $c$ .



**Figure 5 :** A gauche, images du jet associé à la radiosource 3C279, obtenue par interférométrie longue base entre 1991 et 1998. Les deux points chauds extrêmes de l'image se séparent de 25 années-lumière en 7 ans, donc avec une vitesse apparente de 3,6  $c$ . Crédit NRAO. A droite, schéma des deux fragments du jet A et B, s'éloignant avec la vitesse relative  $v$ , dans une direction faisant un angle  $\theta$  avec la ligne de visée.

Les jets radio, aussi spectaculaires qu'ils soient, ne sont pas fréquents dans les noyaux actifs de galaxies : seulement 10% des quasars sont très actifs en radio. Et ces derniers sont parmi

les AGN de plus faible luminosité. Quel est le mécanisme à l'origine de ces jets ? Il est possible qu'il soit lié au degré de rotation du trou noir.

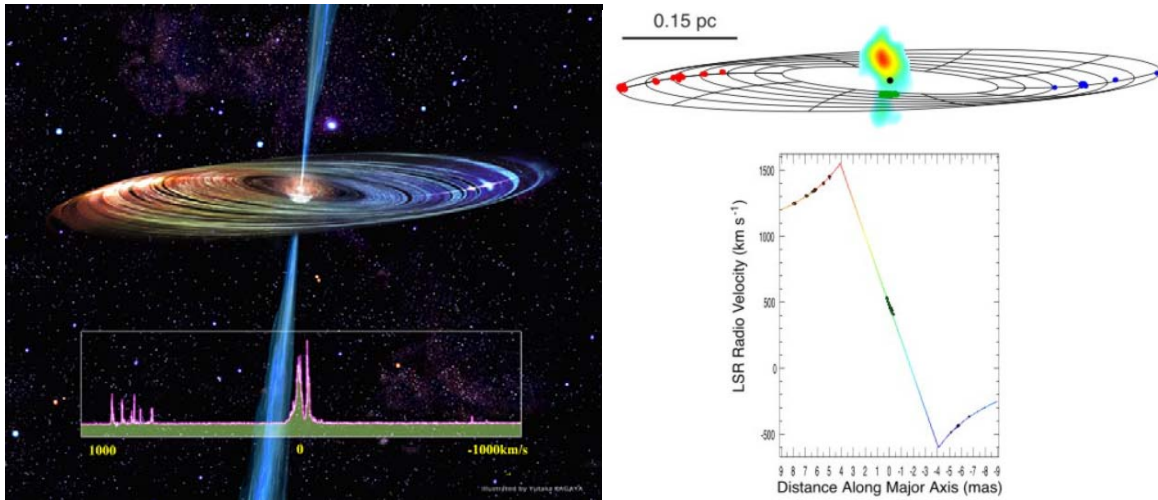
Comme mentionné dans l'introduction, il est possible d'extraire de l'énergie d'un trou noir en rotation. En effet, l'énergie de rotation est concentrée dans l'ergosphère entourant l'horizon, là où tout objet est inexorablement entraîné par la rotation du trou noir. Le processus simplifié de Penrose par exemple, suppose que l'on envoie dans l'ergosphère un corps d'énergie  $E_1$ , qui va se désintégrer en deux morceaux : l'un va repartir avec une énergie  $E_2$  supérieure à  $E_1$ , alors que le deuxième morceau va tomber dans le trou noir, avec une énergie négative, et un moment angulaire négatif. Globalement, le trou noir à la fin tournera moins vite, et aura donc perdu une partie de son énergie cinétique. Le maximum d'énergie qu'il est possible de retirer d'un trou noir de Kerr avant qu'il ne tourne plus (et devienne trou noir de Schwarzschild) est de 29% de sa masse.

Le mécanisme astrophysique qui correspond à ce processus simplifié de Penrose, est l'effet Blandford-Znajek, nommé d'après les astrophysiciens qui l'ont développé en 1977. Le mécanisme est basé sur des champs magnétiques, dont la principale composante est poléodale, alignée avec l'axe de rotation, un peu comme la Terre et son champ magnétique. Le champ électromagnétique autour du trou est perturbé par des courants magnéto-sphériques, qui vont produire un couple. C'est ce couple de torsion qui va ralentir le trou noir. Pour produire de tels courants, le champ électrique ne doit pas être écranté, et donc le champ dans la région vide de l'ergosphère créé par des sources distantes doit avoir une composante non nulle. Pour cela, le meilleur mécanisme est de produire une cascade de paires électron/positron dans un fort champ électrique et de rayonnement. Les positrons par exemple sont vite absorbés par le trou, et l'atmosphère est de charge négative. Comme à l'intérieur de l'ergosphère, tout est entraîné dans la rotation du trou noir, même la magnétosphère, le flux de moment angulaire est sortant, et résulte dans l'extraction d'énergie du trou noir.

Ensuite comment sont collimatés les jets émis, sur 8 ordres de grandeur en échelles ? Les simulations numériques ont montré comment les jets sont confinés par des champs magnétiques, enroulés par la rotation différentielle du disque et du tore. Le twist des lignes de champ crée une tension magnétique qui collimate efficacement le jet. La pression magnétique et la pression thermique sont des accélérateurs du jet.

Il est possible que la faible fréquence observée de jets radio parmi les quasars soit due à la courte durée de vie de cette phase en général. Dans la phase la plus active, les AGN possèdent un disque d'accrétion, qui rayonne de façon thermique en optique et ultraviolet, presque comme un corps noir. Mais lorsque le taux d'accrétion de gaz diminue, le disque se réduit, et la faible énergie produite sert à alimenter la couronne, qui par effet Compton inverse, émet des rayons X durs. C'est de cette enveloppe d'électrons relativistes que pourrait partir le jet. Un trou noir super-massif peut être réactivé, lors de l'accrétion de gaz engendrée par les interactions entre galaxies. La majorité des quasars sont observés dans les fusions de galaxies, surtout dans la première moitié de l'âge de l'Univers. La durée de vie de la phase noyau actif est toutefois courte devant la durée de la fusion/interaction, et la fraction de quasars doubles est rare. Le nombre de quasars doubles avec deux paires de jets radio est très faible, un exemple spectaculaire est la radio source 3C75, à  $z=0.023$ , possédant 4 jets, en train de fusionner.





**Figure 6 :** Représentation du disque d'accrétion autour du trou noir central de la galaxie spirale NGC 4258, de masse  $3,6 \cdot 10^7 M_{\odot}$ . Le disque émet un rayonnement maser  $H_2O$  très puissant, qui permet de cartographier les nuages avec l'interférométrie radio de très longue base (VLBA). Les nuages moléculaires ont de très grandes vitesses, à  $\pm 1000 \text{ km/s}$  en plus de  $V=0$ , comme le montre le spectre à gauche. Le disque de rayon interne  $0,13 \text{ pc}$  tourne de façon Képlérienne, comme le montre la courbe de rotation à droite (crédit NAOJ et NRAO).

### Efficacité de la production d'énergie

Comment les quasars peuvent-ils rayonner 1000 fois plus qu'une galaxie entière, alors qu'ils sont confinés dans un volume négligeable par rapport à celui d'une galaxie ? L'énergie est purement gravitationnelle, mais la gravité est si forte au voisinage du trou noir, que la matière en tombant peut rayonner typiquement 10% de son énergie de masse  $mc^2$ . Cette efficacité est bien plus forte que celle de l'énergie nucléaire de fusion dans les étoiles, qui est de moins de 1%. En spiralant et tombant sur le trou noir, la matière est choquée et chauffée. Le rayon de l'horizon du trou noir de masse  $M$  étant  $R_s = 2GM/c^2$ , l'énergie disponible jusqu'à ce rayon serait de  $GmM/R_s = 1/2 mc^2$ . Comme nous l'avons décrit dans l'introduction, le disque d'accrétion ne peut subsister que jusqu'à la dernière orbite stable, qui pour un trou sans rotation est de  $3R_s$ . Ainsi l'énergie disponible ne serait que de 6% dans le disque. Pour un trou noir de Kerr à rotation maximale, le disque est stable plus avant, et l'énergie disponible serait de 30% de  $mc^2$ . C'est en consommant 1 – 10 masses solaires par an, qu'un trou noir peut rayonner  $\sim 1000$  plus que toute la Voie lactée.

Mais il existe un taux d'accrétion maximum, au-delà duquel le trou noir ne peut plus avaler, quelle que soit sa glotonnerie ! Ce taux est appelé limite d'Eddington. La limite survient lorsque le gaz ionisé est si chaud est rayonne tellement, que la pression de radiation compense la gravité. Le gaz ne peut plus tomber, et au contraire, le trou noir rejette toute matière en surplus qui se présente. Ce phénomène conduit à la luminosité maximum d'un quasar, la luminosité d'Eddington, proportionnelle à la masse  $M$  du trou noir (et fonction de la masse du proton  $m_p$ , et la section efficace photon/matière  $\sigma_e$ ):

$$L_{\text{Edd}} = 4\pi cGM m_p / \sigma_e = 3.3 \cdot 10^{12} L_{\odot} (M / 10^8 M_{\odot})$$

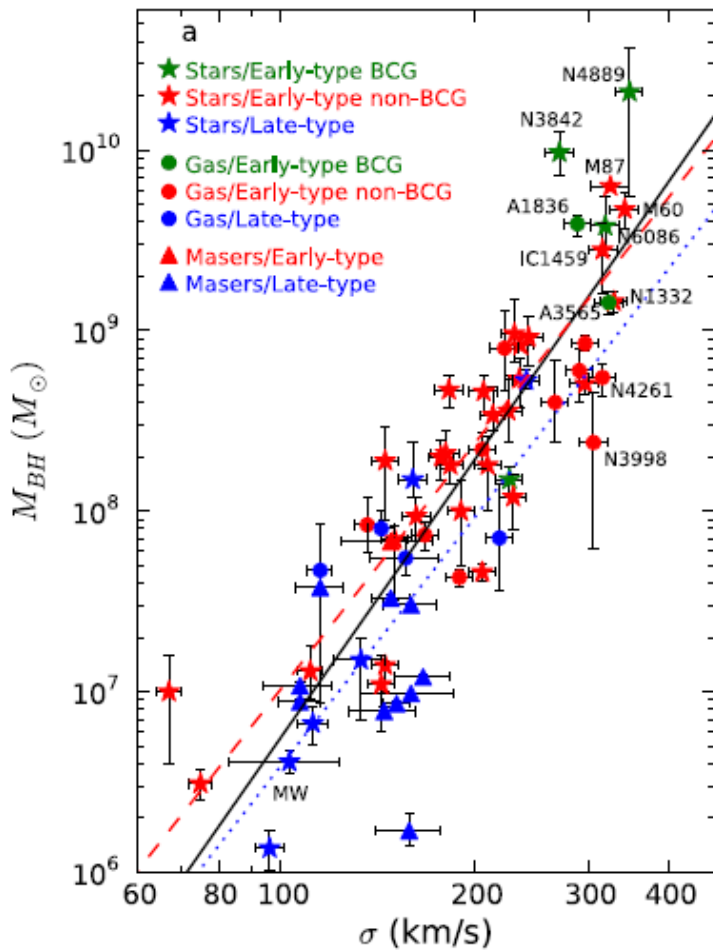
Un trou noir de masse  $M$  ne peut pas rayonner plus que  $L_{\text{Edd}}$ , et ne peut pas manger plus que

$$dM_{\text{Edd}}/dt = L_{\text{Edd}} / \eta c^2 = 2 M_{\odot} / \text{yr} (M / 10^8 M_{\odot}) (0.1 / \eta)$$

soit pas plus que 2 masses solaires par an, pour une efficacité de rayonnement  $\eta = 10\%$ , et un trou noir moyen de 100 millions de masses solaires.

Comment mesure-t-on la masse des trous noirs ? pour les plus proches, comme celui de la Voie lactée, par la cinématique des étoiles, obtenue avec les mouvements propres. Pour les

galaxies voisines, la cinématique de la matière (gaz ou étoiles) autour du trou noir peut être obtenue par spectrographie à haute résolution spatiale, avec le HST ou bien les interféromètres radio, comme le montre l'exemple des masers  $H_2O$  dans NGC 4258 (voir la figure 6). Il faut alors atteindre la zone d'influence du trou noir, où sa gravité domine par rapport à celle du bulbe de la galaxie. Pour les galaxies lointaines, la résolution spatiale est insuffisante, et la masse des trous noirs ne peut se dériver que pour les noyaux actifs. Le disque d'accrétion est à l'origine de raies d'émission très larges de plusieurs milliers de km/s. La taille du disque peut être déduite de façon indirecte par la méthode de carte de réverbération. Lorsque la luminosité du continuum central varie, la zone des raies d'émission larges varie ensuite avec un certain délai. Le temps de la réverbération du signal est court  $\sim R/c$  par rapport au temps dynamique  $t_{\text{dyn}} = R/v$ . La corrélation croisée entre les courbes de lumière du continuum et de la raie va donner une valeur du temps de parcours de la lumière. Le pic ou centroïde de la corrélation est une mesure de la taille du disque d'accrétion. La masse du trou noir  $M$  se déduit directement de la vitesse de rotation  $V$  et de la taille  $R$  du disque ( $M \sim V^2 R$ ). L'observation détaillée de  $\sim 50$  systèmes a permis de calibrer une relation entre luminosité et taille du disque, qui permet ensuite de mesurer plus rapidement la masse d'un grand nombre de trous noirs (sans carte de réverbération, avec seulement luminosité et spectre).



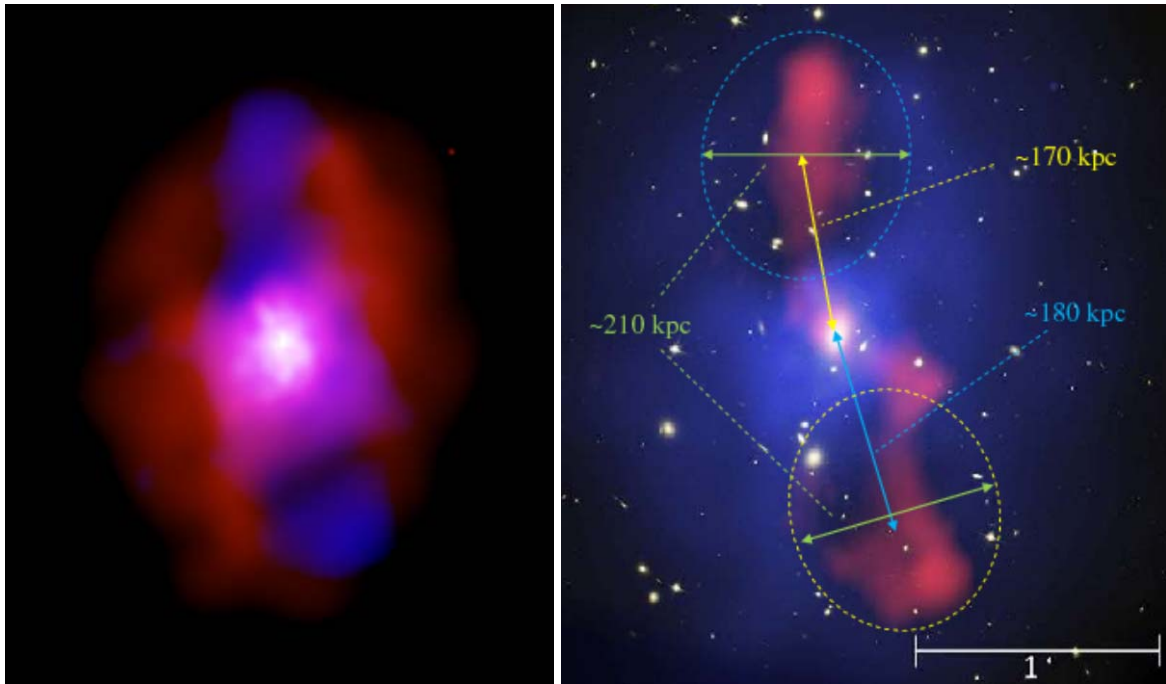
**Figure 7 :** Relation entre la masse du trou noir ( $M_{\text{BH}}$ , axe vertical) et  $\sigma$  la dispersion de vitesse centrale du sphéroïde ou bulbe. La dispersion est un proxy pour la masse du bulbe, qui est proportionnelle à  $\sigma^4$ . Les différentes couleurs des symboles indiquent le type de galaxies (bleu: spirales, rouge: elliptiques et lenticulaires, vert: galaxies centrales d'amas), et la forme des symboles la méthode pour dériver les masses des trous noirs (triangle: masers, cercle: gaz,

étoile: cinématique des étoiles). Les galaxies centrales d'amas ont des trous noirs en excès de poids! (McConnell & Ma 2013)

### **Démographie des trous noirs**

La mesure directe à partir de la cinématique des trous noirs proches a permis d'établir une loi de proportionnalité remarquable entre la masse des bulbes des galaxies et la masse des trous noirs massifs. Il faut noter qu'il ne s'agit pas simplement d'une loi d'échelle en fonction de la masse totale des galaxies : la relation ne fait pas intervenir la masse des disques, pour les galaxies spirales ou lenticulaires, mais seulement de leur bulbe central. Le halo de matière noire n'intervient pas non plus. Une relation encore plus serrée s'obtient lorsque l'on remplace la masse du bulbe par son proxy, la dispersion de vitesse centrale des étoiles. Mais ce n'est pas surprenant par construction, puisque la masse du trou noir est souvent obtenue avec la cinématique des étoiles, la vraie relation de proportionnalité est donc avec la masse du bulbe. Quelles sont les interprétations possibles ? La première vient des processus de formation : les bulbes sont l'accumulation de toutes les fusions dans la vie d'une galaxie, fusions majeures pour les galaxies elliptiques, fusions mineures pour les spirales, et les trous noirs centraux sont aussi le produit des fusions des trous noirs successifs. Une autre classe d'interprétations fait appel aux processus de feedback des noyaux actifs. L'accrétion de matière et la formation d'étoiles est stoppée par l'activité des trous noirs centraux, qui régulent donc la croissance des bulbes.

Pour mieux comprendre ces mécanismes, il est très intéressant de mettre en évidence les exceptions à la règle, et de les interpréter. Aussi, comment évolue cette relation entre trous noirs et bulbes tout au long de l'âge de l'Univers ? Les premiers résultats concernant les quasars à  $z \sim 6$  révèlent des masses de trous noirs bien supérieures à ce qui est attendu de part la relation. Cela suggère que l'accrétion de gaz profite d'abord aux trous noirs, avant la formation d'étoiles et la croissance des bulbes. Plus localement, il y a aussi des exceptions à la relation  $M-\sigma$ , qui sont des galaxies centrales d'amas (ou BCG Brightest Cluster Galaxy), comme le montre la figure 7. Dans les amas de galaxies, le gaz chaud inter-amas balaye le milieu interstellaire des galaxies, et réduit leur formation d'étoiles. Et surtout les filaments de gaz froid qui nourrissent la formation d'étoiles disparaissent, chauffés par les chocs et les interactions. Seule la galaxie au centre de l'amas peut bénéficier d'un courant de refroidissement, lorsque le gaz dense et chaud se refroidit à nouveau par rayonnement. Si les trous noirs se forment plus vite au début de l'Univers, et si les amas de galaxies empêchent les bulbes de les rattraper de vitesse par la formation d'étoiles, cela explique les exceptions observées, comme par exemple le trou noir obèse mesuré dans la galaxie NGC 1277, dans l'amas de Persée.



**Figure 8 :** Exemple de l'interaction entre l'AGN central et le gaz chaud de l'amas dans MS0735.6+7421 (McNamara et al. 2009). L'image de gauche montre en rouge l'émission en rayons X du gaz chaud, et en bleu le jet radio du noyau central. Le jet creuse des cavités dans le gaz intra-amas, qui sont délimitées par des ellipses de taille 210kpc dans l'image de droite.

### Rôle des AGN dans la formation des galaxies : feedback

La matière ordinaire (les baryons) représente dans l'Univers une fraction égale à 17% de la matière totale. Pourtant dans les galaxies, les étoiles et le gaz observés ne correspondent qu'à une toute petite partie de cette fraction universelle, jusqu'à un maximum de 20% dans les galaxies de masse semblable à la Voie lactée. Si lors de leur formation, les structures contenaient encore la fraction universelle de baryons, comment a pu être éjecté plus de 80% du gaz ?

Pour les galaxies naines, la solution probable réside dans l'énergie des supernovae. La vitesse à laquelle est entraîné le gaz est de l'ordre de 100 km/s, ce qui dépasse la vitesse d'échappement pour un puits de potentiel peu profond. En ce qui concerne les galaxies massives, le seul recours pourrait être les noyaux actifs, donc le feedback dû aux AGN.

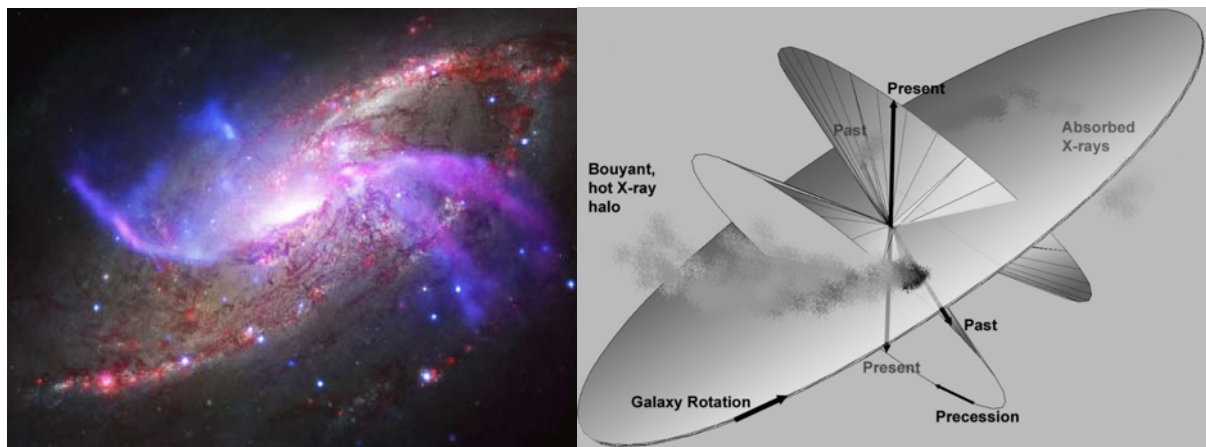
Il existe deux modes d'éjection de matière et d'énergie pour les AGN : le mode quasar et le mode radio, le premier étant dû au rayonnement du noyau actif, quasi isotrope, le second à l'énergie cinétique du jet relativiste, très collimaté. Le mode quasar est sans doute le plus fréquent, car parmi les AGN, seulement 10% sont observés avec une activité radio et un jet. Dans le mode quasar, le noyau actif rayonne à son maximum, à la luminosité d'Eddington. Ainsi la pression de radiation dans le disque d'accrétion et au voisinage est suffisante pour engendrer un vent de matière ionisée, dont la vitesse peut monter jusqu'à 30 000 km/s. Ces vitesses ont été observées en rayons X dans la raie du fer FeXXVI (25 fois ionisé). Ce phénomène a été appelé UFO (Ultra Fast Outflow, Tombesi et al 2011). Ces vents de gaz ionisé quasi relativistes ne correspondent pas à beaucoup de masse, mais ils occasionnent une onde de choc dans le milieu interstellaire ambiant, qu'ils balayent. Dans certains AGN, qui sont aussi des flambées de formation d'étoiles, car possédant de grandes quantités de gaz près du centre, des flots moléculaires sont observés, avec cette fois des masses de gaz très significatives. La masse de gaz moléculaire éjecté peut aller jusqu'à 10 fois le taux de

formation d'étoiles. Il y a donc dans ces cas là évidence d'une action certaine du feedback des AGN sur la formation de la galaxie hôte.

### Feedback des AGN dans les amas de galaxies

Pour les AGN qui ne rayonnent pas à leur maximum, mais au contraire de luminosité inférieure à 1% de leur luminosité d'Eddington, il peut y avoir éjection d'un jet de plasma relativiste, très collimaté. Ce jet est très spectaculaire en ondes radio (cf figures 4 et 5), c'est pourquoi on appelle ce phénomène de feedback le mode radio. Il est essentiellement dû à l'entraînement d'une partie du milieu interstellaire du centre de la galaxie par le jet. Ce mode est très présent dans les amas de galaxies, où le gaz chaud intra-amas tend à se refroidir et tomber vers le centre. La galaxie centrale de l'amas possède un trou noir super-massif, qui est alors ré-activé, et émet un jet radio qui creuse des cavités dans l'environnement de gaz chaud, comme il est visible dans la figure 8. Ces cavités peuvent se trouver à très grande distance du centre, de 20 à 200 kpc. Le gaz chaud est comprimé en bordure des cavités, et comme son taux de refroidissement par rayonnement est proportionnel au carré de la densité, c'est dans ces bordures que le gaz froid se découple, perd son support de pression, et retombe vers le centre dans des filaments de gaz visibles dans les raies de recombinaison de l'atome d'hydrogène ( $H\alpha$  notamment), et aussi dans l'émission des molécules CO.

Dans l'amas de Persée, un des plus proches à flot de refroidissement, les molécules du gaz froid ont été observées en bordure des cavités et dans les filaments, toujours en co-existence avec l'émission  $H\alpha$ , montrant que le gaz ne refroidit pas uniquement au centre, comme on le pensait auparavant, mais aussi loin que 20-50 kpc du centre (Salomé et al 2006, 2008). Des cycles de refroidissement du gaz, d'alimentation du trou noir central, puis des phénomènes de feedback de l'AGN, expliquent pourquoi le taux final de refroidissement du gaz est 10 fois moins que prévu : les modèles simples isotropes avaient prévu des taux de chute de gaz de 1000 masses solaires par an, alors que le taux de formation d'étoiles ne correspond tout au plus qu'à 10 masses solaires par an.

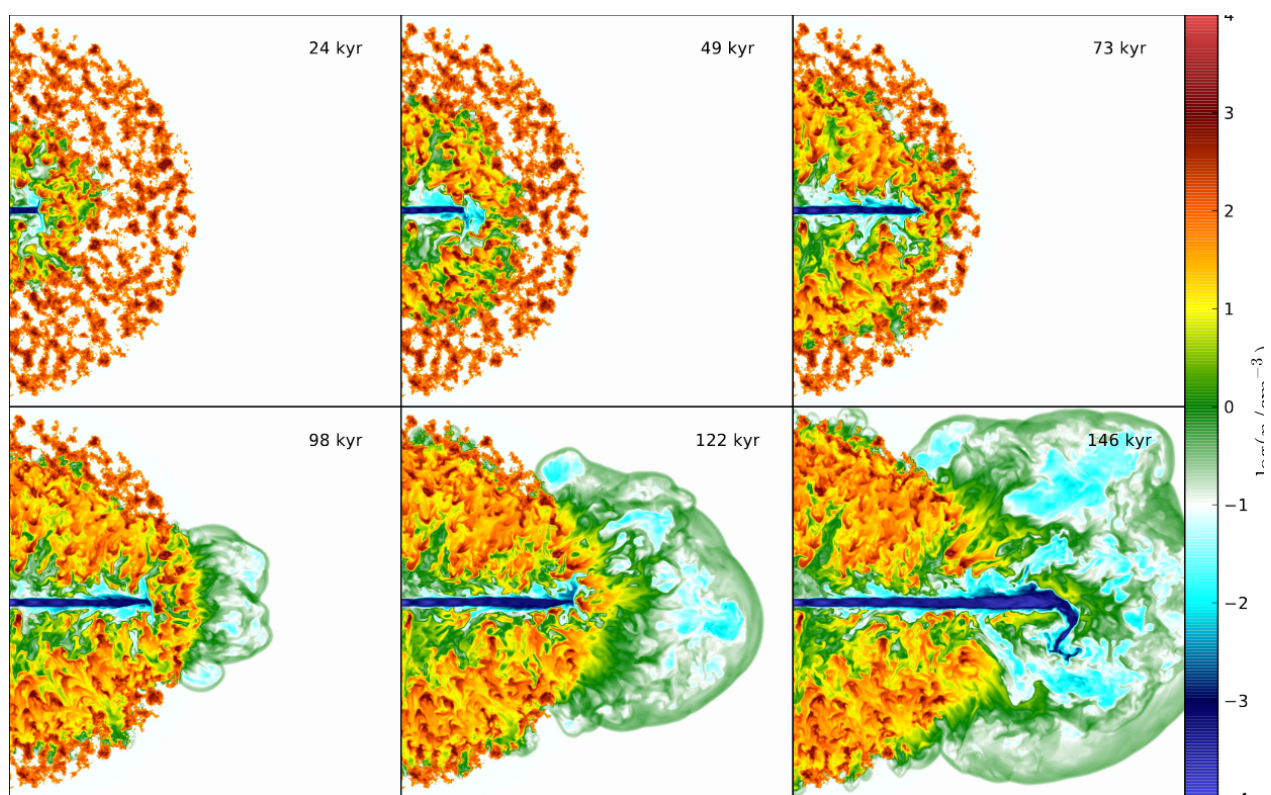


**Figure 9** : Le jet radio de la galaxie NGC 4258 se déplace en partie dans le plan de la galaxie. A gauche l'émission X et radio (en bleu/violet) est superposée à l'image optique de la galaxie (rouge et grisé). A droite, un schéma simplifié du cône de précession du jet radio, avec l'émission du jet déviée par la collision avec le milieu interstellaire, et formant comme un bras spiral, au lieu de la trajectoire rectiligne habituelle pour les jets. D'après Cecil et al (2000).

L'efficacité du mode radio du feedback des AGN peut paraître très réduite, quand il s'agit de galaxies isolées. En effet, le jet est émis perpendiculairement au disque d'accrétion, et une



fois sorti de la galaxie, toute son énergie est perdue dans le milieu inter-galactique. Comment augmenter le couplage du jet avec la galaxie ? Une des solutions est que le jet ne part pas toujours perpendiculaire à la galaxie : la région du trou noir et son disque d'accrétion, ont un temps dynamique bien plus petit, d'un facteur 100 à 1000, que le reste du disque, et sont découplés de sa dynamique et sa géométrie. Lors de l'accrétion de gaz, le disque peut changer son moment angulaire, s'incliner, et précesser autour de l'axe général. Le jet émis perpendiculaire au disque d'accrétion, peut alors balayer le disque et le milieu interstellaire, comme le montre la figure 9. Dans la galaxie NGC 4258, il existe deux sortes de bras spiraux : d'abord des bras « normaux » faits d'étoiles et de gaz moléculaire froid, puis des bras « anormaux », qui apparaissent découplés, et pourtant s'enroulent dans le même sens. Ces bras sont détectés en rayons X et en radio. Il s'agit de gaz ionisé ou plasma, correspondant au jet relativiste de l'AGN central. Comme le jet se développe dans le plan de la galaxie, il est freiné et dévié par le milieu interstellaire, ce qui le recourbe en bras spiral.

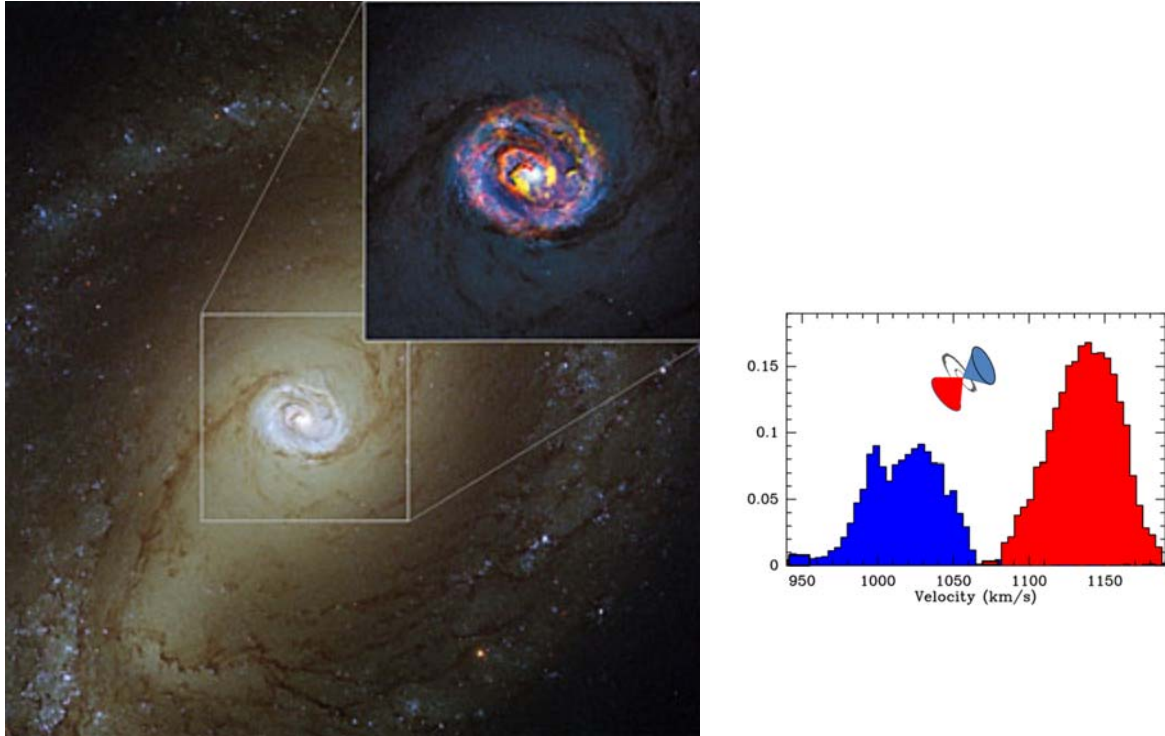


**Figure 10 :** Simulations de l'interaction entre un jet radio et le milieu interstellaire environnant supposé à symétrie sphérique, mais de structure fragmentée et fractale (d'après Wagner & Bicknell 2011).

Une autre solution pour le feedback du mode radio est représentée par la simulation de la Figure 10. Le jet traverse un milieu interstellaire, qui est pour simplifier distribué de façon isotrope dans une sphère, mais sous forme fragmentée en nuages, comme dans une structure fractale. Le jet n'entraîne que très peu de nuages. Par contre, son énergie chauffe les nuages et leurs enveloppes se réunissent en un cocon de gaz très chaud, qui progressivement, par son grand volume, va évaporer de plus en plus de nuages de la galaxie. On conçoit alors que même le mode radio puisse être très efficace.

### AGN de faible luminosité

Grâce à l'interféromètre radio millimétrique ALMA, la sensibilité et la résolution spatiale pour détecter les flots moléculaires s'est considérablement améliorée. L'existence de flots a ainsi pu être établie dans un grand nombre de galaxies proches, même celles possédant un noyau actif très faible.



**Figure 11 :** Flot moléculaire bipolaire détecté dans la galaxie spirale barrée NGC 1433 avec l'interféromètre radio ALMA. A gauche, l'image optique montre l'anneau nucléaire au centre de la barre, avec en zoom la superposition de la carte de l'émission de la molécule CO en rouge/orange, et l'image HST en bleu. A droite, le spectre mettant en évidence le gaz décalé vers le rouge et bleu le long du petit axe de la galaxie (d'après Combes et al 2013).

Le plus petit flot moléculaire a été détecté dans la galaxie de Seyfert 2 NGC 1433, comme le montre la figure 11. Il s'agit d'une galaxie spirale barrée, où le gaz s'accumule dans un anneau, à la résonance de Lindblad due à la barre. Le long du petit axe, un flot de matière est détecté grâce à l'émission de ses molécules CO, qui se déplace dans le plan avec une vitesse de  $\pm 200$  km/s. Le taux de gaz éjecté est estimé à 7 masses solaires par an. Cet exemple montre bien que même les faibles noyaux actifs peuvent affecter la formation d'étoiles de leur galaxie hôte.

### Conclusion

Les trous noirs super-massifs sont omniprésents, il en existe un au centre de chaque galaxie à bulbe. De part la relation de proportionnalité entre leur masse et celle du bulbe, ils croissent en symbiose avec les galaxies.

Les trous noirs deviennent noyaux actifs lorsqu'ils peuvent accréter du gaz, surtout dans la première moitié de l'Univers, lorsque la fraction de gaz des galaxies est supérieure à 50%. Ensuite, les trous noirs peuvent être ré-activés par les interactions et les fusions entre galaxies.

Ils ne peuvent toutefois pas avaler tout le gaz qui afflue, mais au-delà de la limite d'Eddington, la pression de radiation rejette le gaz ionisé à des vitesses presque relativistes. Le trou noir rejette alors une partie plus ou moins grande de sa nourriture. Ces vents et aussi les jets radio, émis dans des phases plus calmes de l'activité du noyau, peuvent entraîner des quantités beaucoup plus importantes de gaz moléculaire, de  $10^7$ - $10^9 M_{\odot}$ . Ces rejets de gaz modèrent la formation d'étoiles, et pourraient expliquer que la plupart des baryons de l'Univers se retrouvent en dehors des galaxies, dans les filaments cosmiques.

### Références

- Abbott B.P. et al., LIGO collaboration 2016 PhRvL 116f, 1102  
Blandford R.D., Znajek R.L. : 1977 MNRAS 179, 433  
Cecil G., Greenhill, L. J., DePree, C. G. et al 2000 ApJ 536, 675  
Combes F., Garcia-Burillo S., Casasola V. et al. : 2013, A&A 558, A124  
Martel A. R., Ford, H. C. , Tran, H. D. et al 2003 AJ 125, 2964  
McConnell N.J., Ma C-P. : 2013 ApJ 764, 184  
McNamara B.R., Kazemzadeh, F., Rafferty, D. A. et al. 2009 ApJ 698, 594  
Salome P., Combes F., Edge A.C et al. : 2006 A&A 454, 437  
Salome P., Combes F., Revaz Y. et al. 2008 A&A 484, 317  
Schmidt, M. 1963 Nature 197, 1040  
Tombesi F., Cappi, M., Reeves, J. N. et al 2011 ApJ 742, 44  
Wagner A.Y., Bicknell G.V.: 2011 ApJ 728, 29