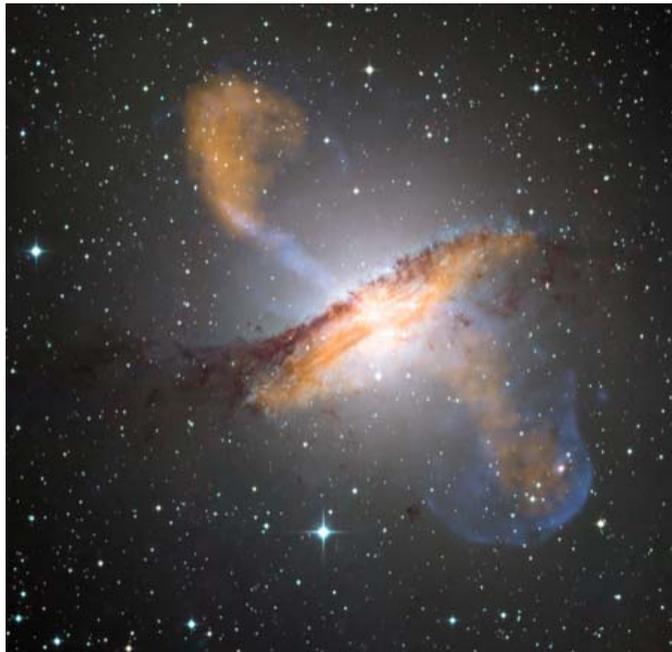




COLLÈGE
DE FRANCE
— 1530 —

Chaire Galaxies et Cosmologie

Trous noirs super-massifs, noyaux actifs et quasars



Françoise Combes



Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique

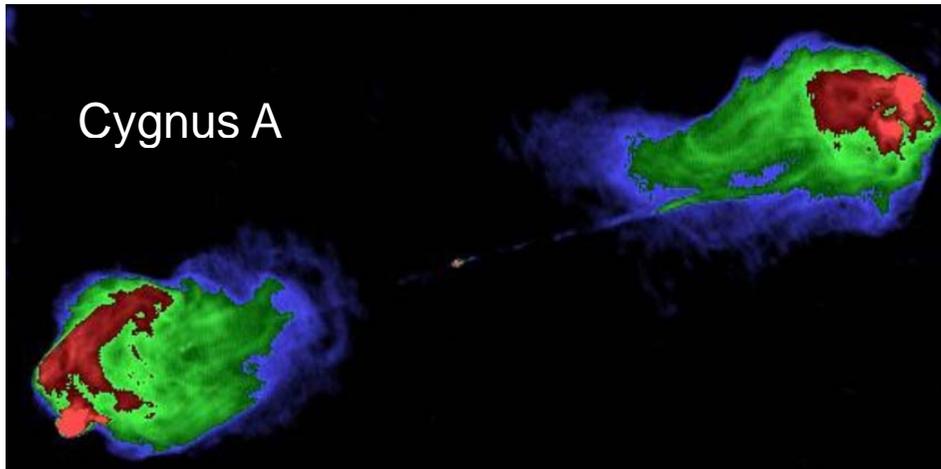
Un peu d'histoire

**Des galaxies particulières sont observées dès les années 1940
Bien avant que l'on réalise leur nature**

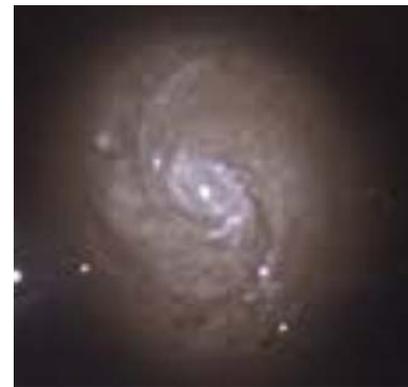


Grote Reber en 1939 découvre des radiosources,
Notamment Cygnus A (sans résolution spatiale)

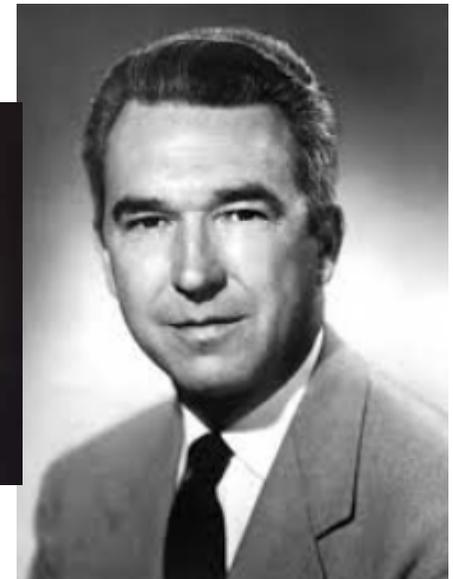
Carl Seyfert (1943) découvre des galaxies à noyau
Brillant, fortes raies d'émission, et raies très larges



NGC 1068
Galaxie de Seyfert



Carl Seyfert

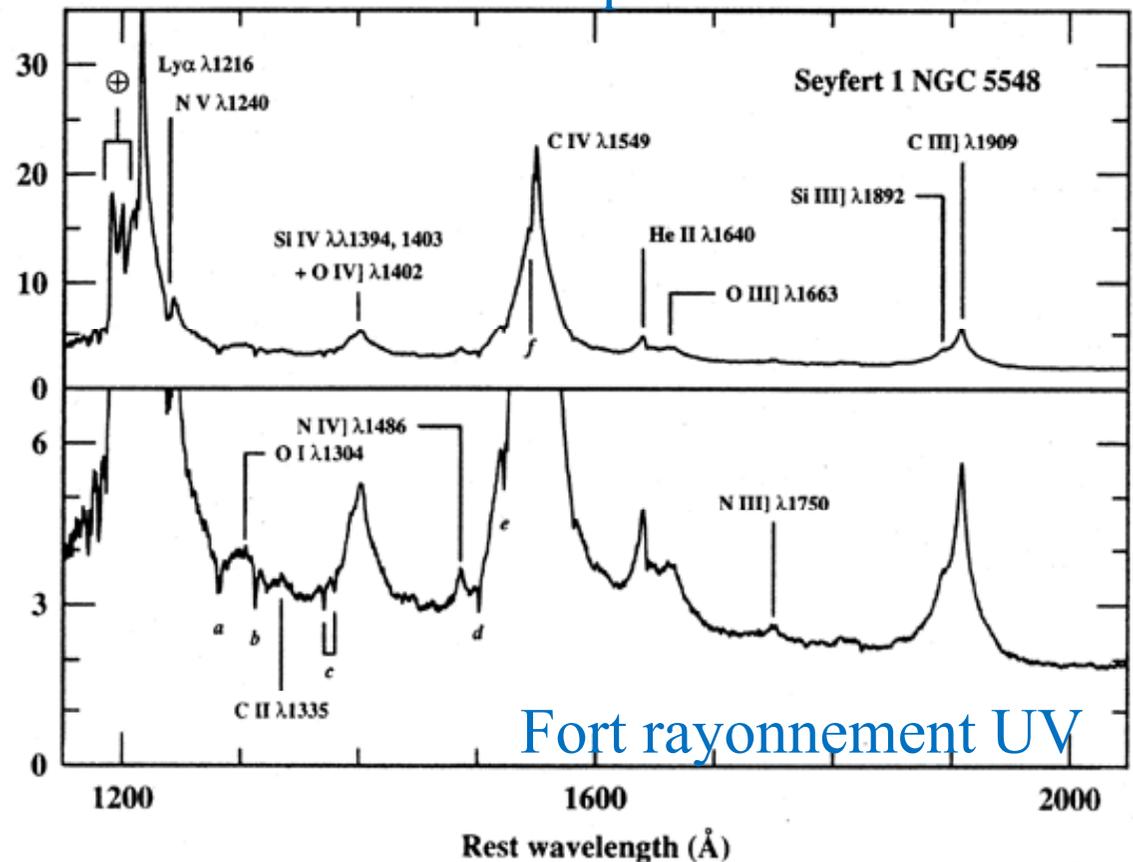


Galaxies de Seyfert 1 et 2

Seyfert fut le premier à classifier plusieurs galaxies à noyau presque stellaire

Flux en loi de puissance

NGC 5548, Seyfert 1



NGC 3370, normale

Spectres à raies larges

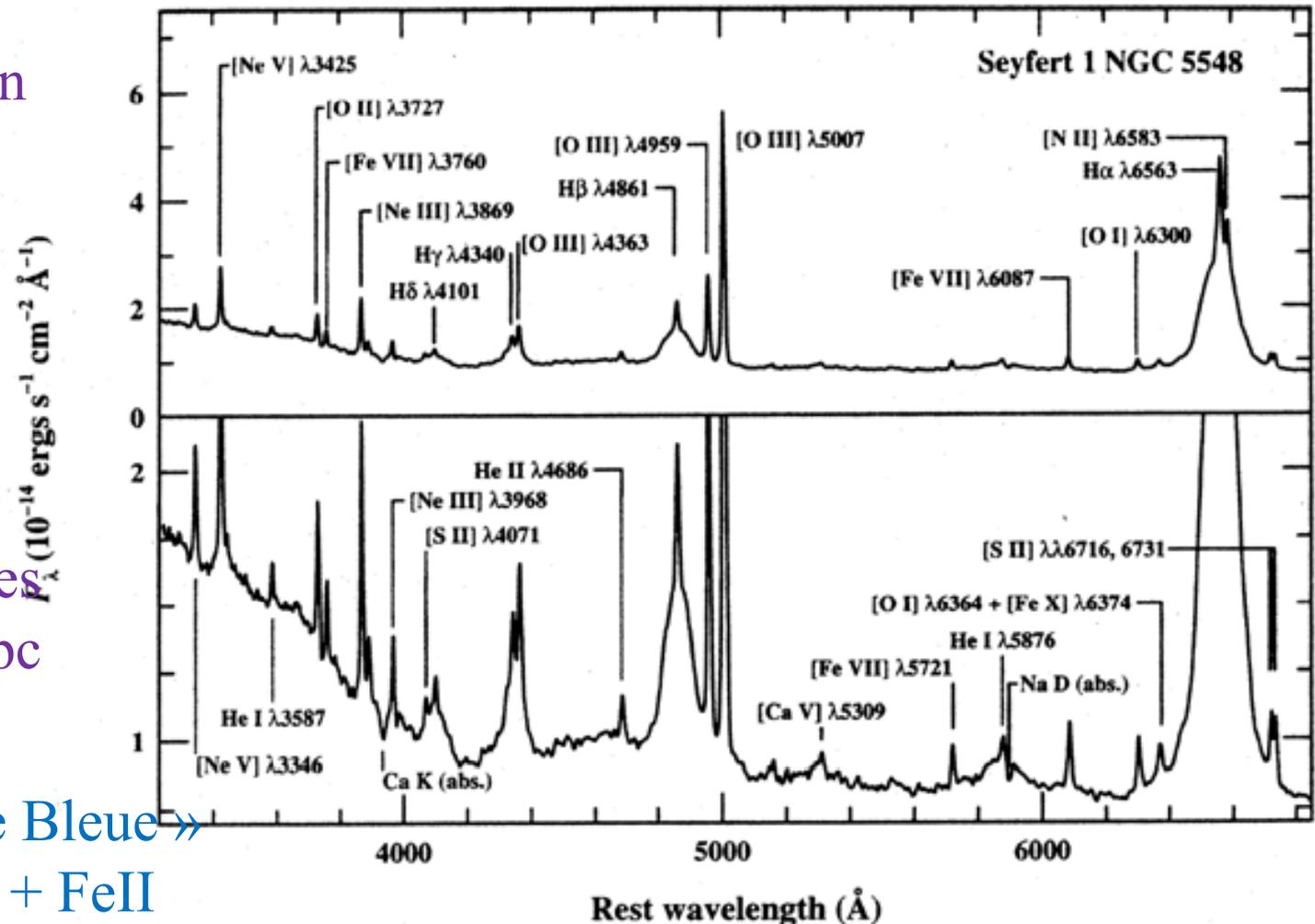
--Ailes de raies de 10 000 km/s !

--Haute excitation
(NeV, OVI)

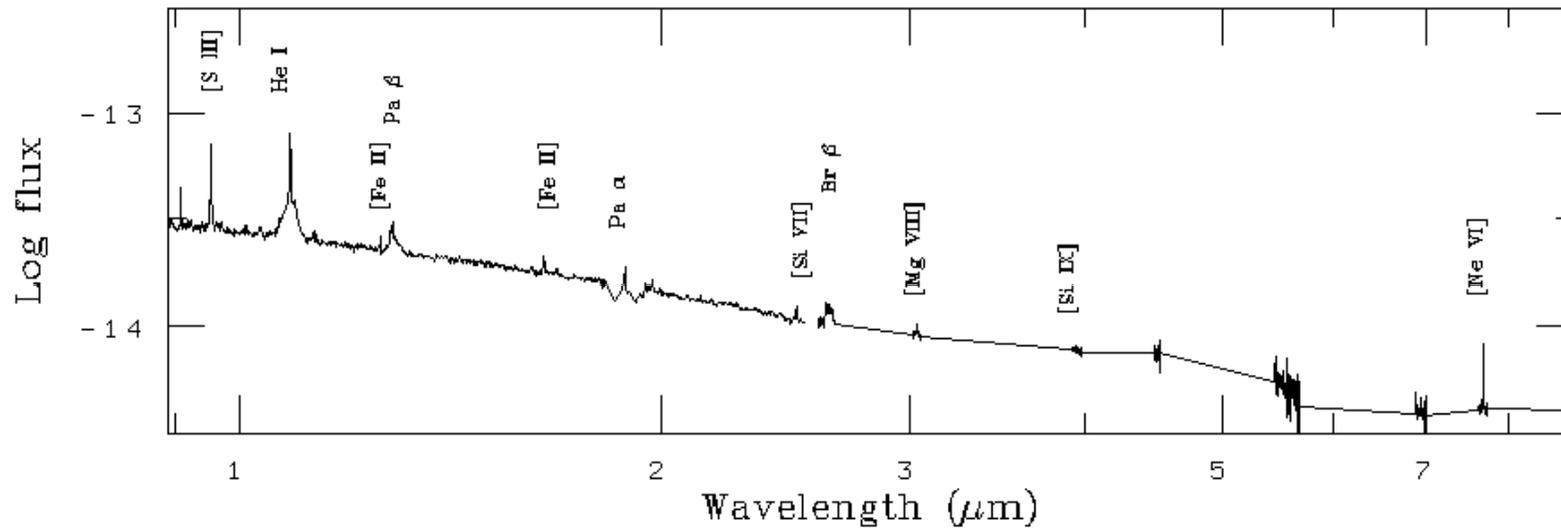
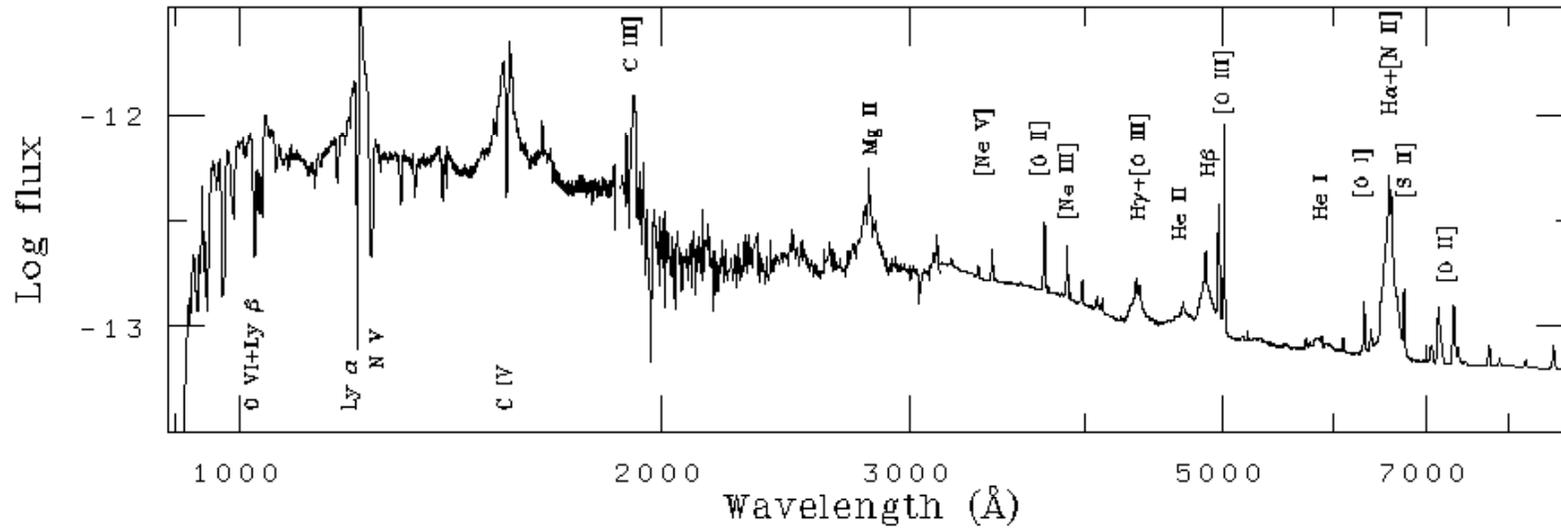
--Noyau non
résolu
($< 10\text{pc}$)

-- Masses énormes
 $10^9 M_{\odot}$ dans $\sim 1\text{pc}$

« Bosse Bleue »
Balmer + FeII



Spectre composite de NGC 4151, Sy-1



Flux en loi de puissance, $n \sim 3$ $F(\nu)$ en ν^{2-n} $F(\lambda) \sim \lambda^{-n}$ 5

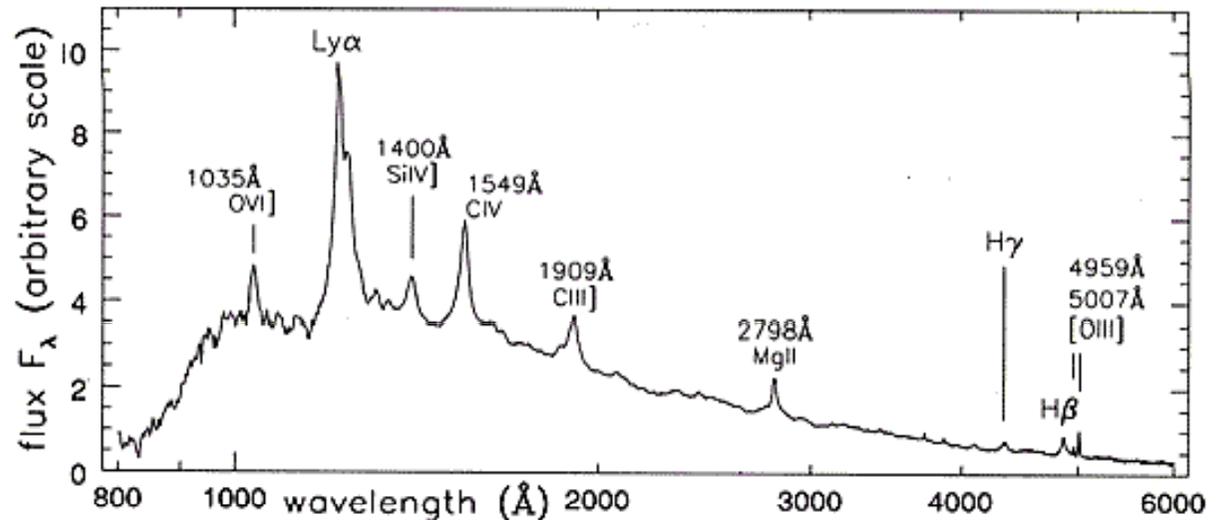
Types de raies

Spectres de galaxies de Seyfert 1

Raies permises larges ($\sim 10,000$ km/sec)

Raies interdites étroites (seulement qq 100 km/sec), [OIII] 4959, 5007

CIII] 1909 est large



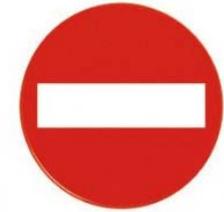
Raies permises de recombinaison:
Ly α , H α

**Raies interdites: [O III]
→ Coeff A (Einstein) faible
Semi-interdites: C III]**

→ Au-dessus d'une densité critique, les niveaux se désexcitent par collisions



Raies permises et interdites



Raies de recombinaison de Ly α à 1216 Å, H β à 4861 Å, H α à 6563 Å,
+ les fortes raies ultraviolet de C IV à 1549 Å, Mg II à 2800 Å.

Ces raies permises peuvent être émises à forte densité

$N_e > 10^7 \text{ cm}^{-3}$, ou même 10^9 cm^{-3}

Les raies interdites ne sont émises que dans les **milieux diffus** $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$

Ces régions n'ont jamais d'ailes de raie importantes

Raies étroites de [O III] à 4959 Å et 5007 Å,

[O II] à 3727 Å, [Ne V] à 3426 Å, [S III] à 9060 et 9532 Å

Grande variété d'ionisation [O I] et [N I], jusqu'à [Ne V] et [O VI]

Même les étoiles les plus chaudes ne peuvent pas ioniser à ce degré,

Cela requiert un noyau actif

Excitation des raies, Masses



$H\alpha:H\beta:H\gamma = 2.8:1.0:0.47$ décrétement normal pour 10^4 K (étoiles)

Seyfert ont un plus grand décrétement

(1) Excitation différente? ou (2) rougissement dû à la poussière?

Si (2) le continuum et les raies devraient avoir le même rougissement

Flux des raies de recombinaison \sim Masse x densité

A forte densité, il suffit de très peu de masse

Si $N_e \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$, alors uniquement $M = 25 M_{\odot}$

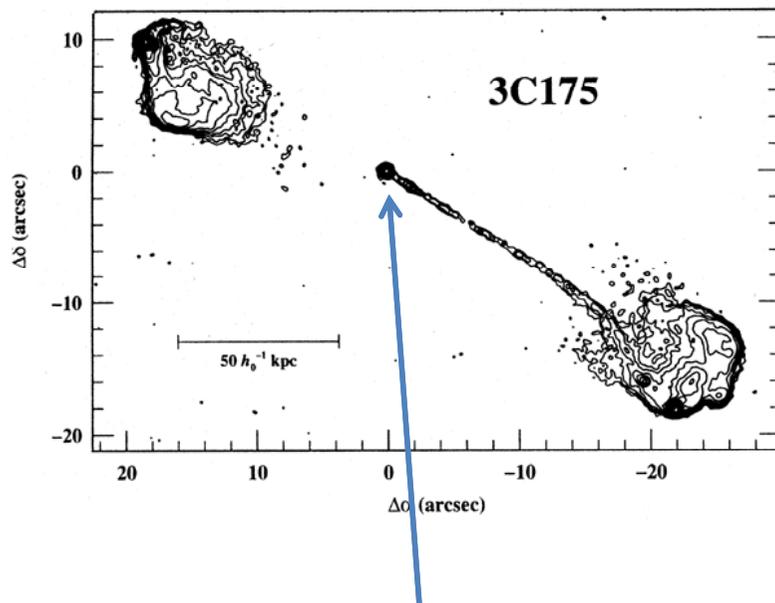
Par contre dans le volume plus grand et plus diffus des raies interdites

→ Plus de masse nécessaire

Histoire de la découverte des quasars

Années 1940-50 : les premières **cartes radio** du ciel dévoilent, outre les sources galactiques et les radiogalaxies, une classe d'objets dont l'apparence optique est celle d'une étoile mais dont le spectre ne correspond à rien de connu (raies larges, continu, absorption?)

. On les baptise **quasars**, « quasi-stellar radio sources ».



Le quasar 3C 175
($z=0.77$)

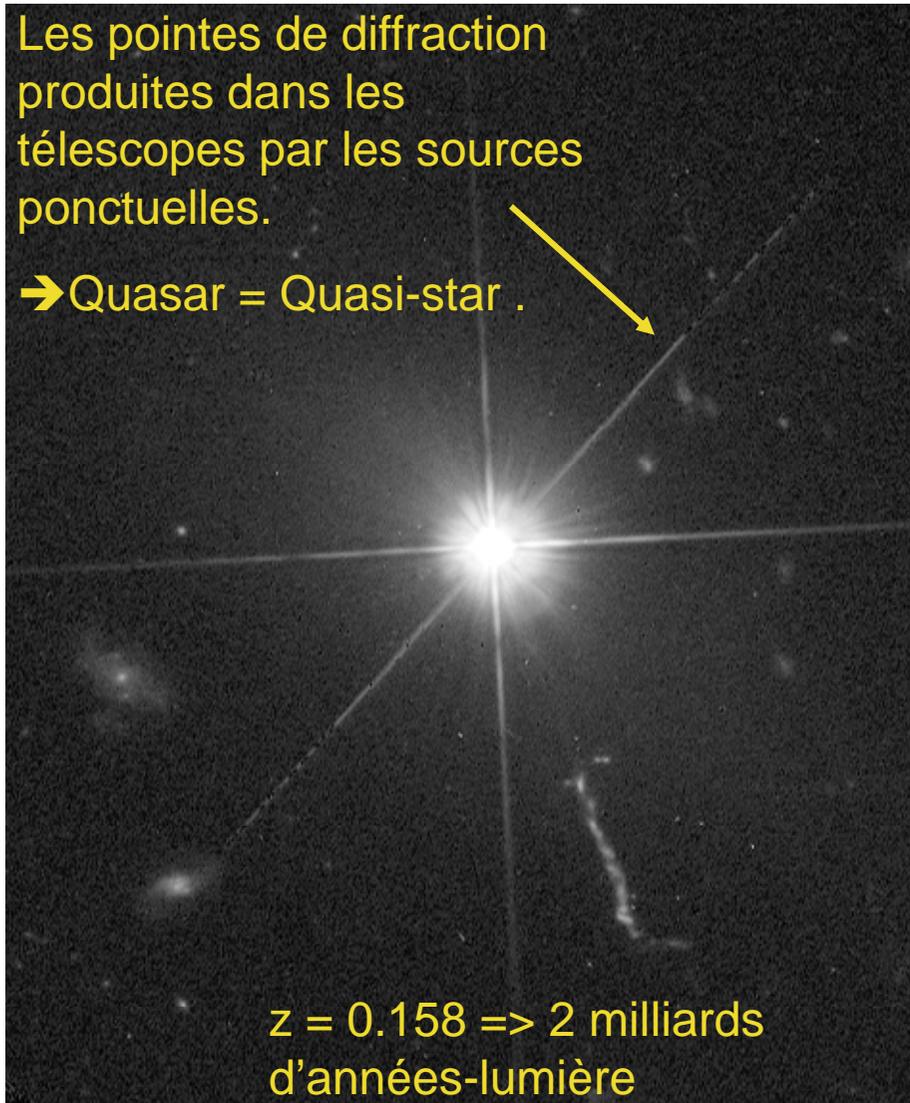
Les observations radio ont de plus en plus de résolution et peuvent identifier les contreparties optiques
Catalogues 3C, 4C (interféro Cambridge)

Si ces étoiles sont des objets très éloignés, ils sont ultra-lumineux
→ Mise en cause des z cosmologiques

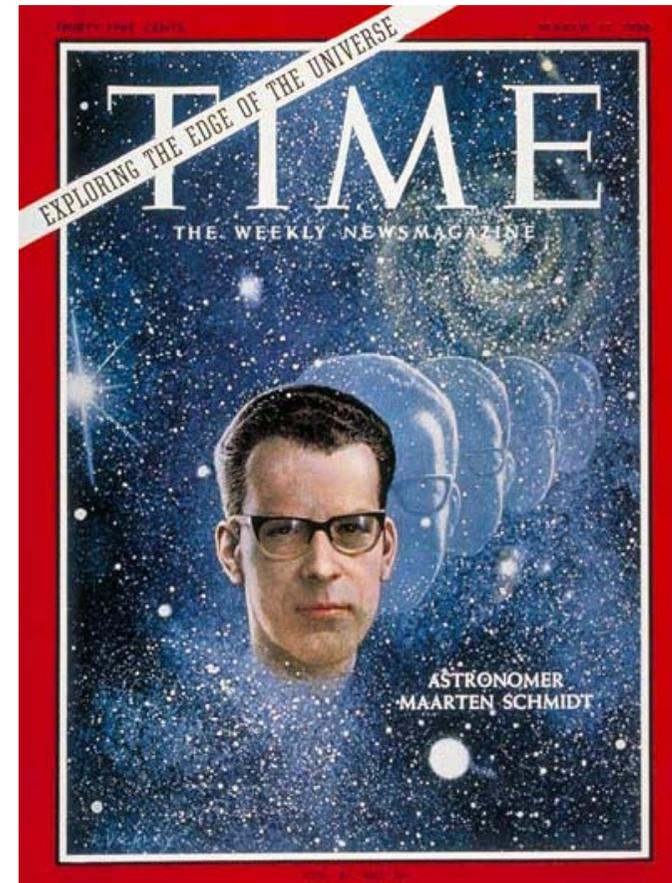
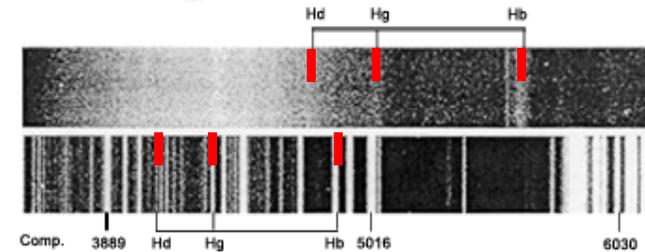
Identification par Maarten Schmidt du premier quasar 3C273 en 1963

Les pointes de diffraction produites dans les télescopes par les sources ponctuelles.

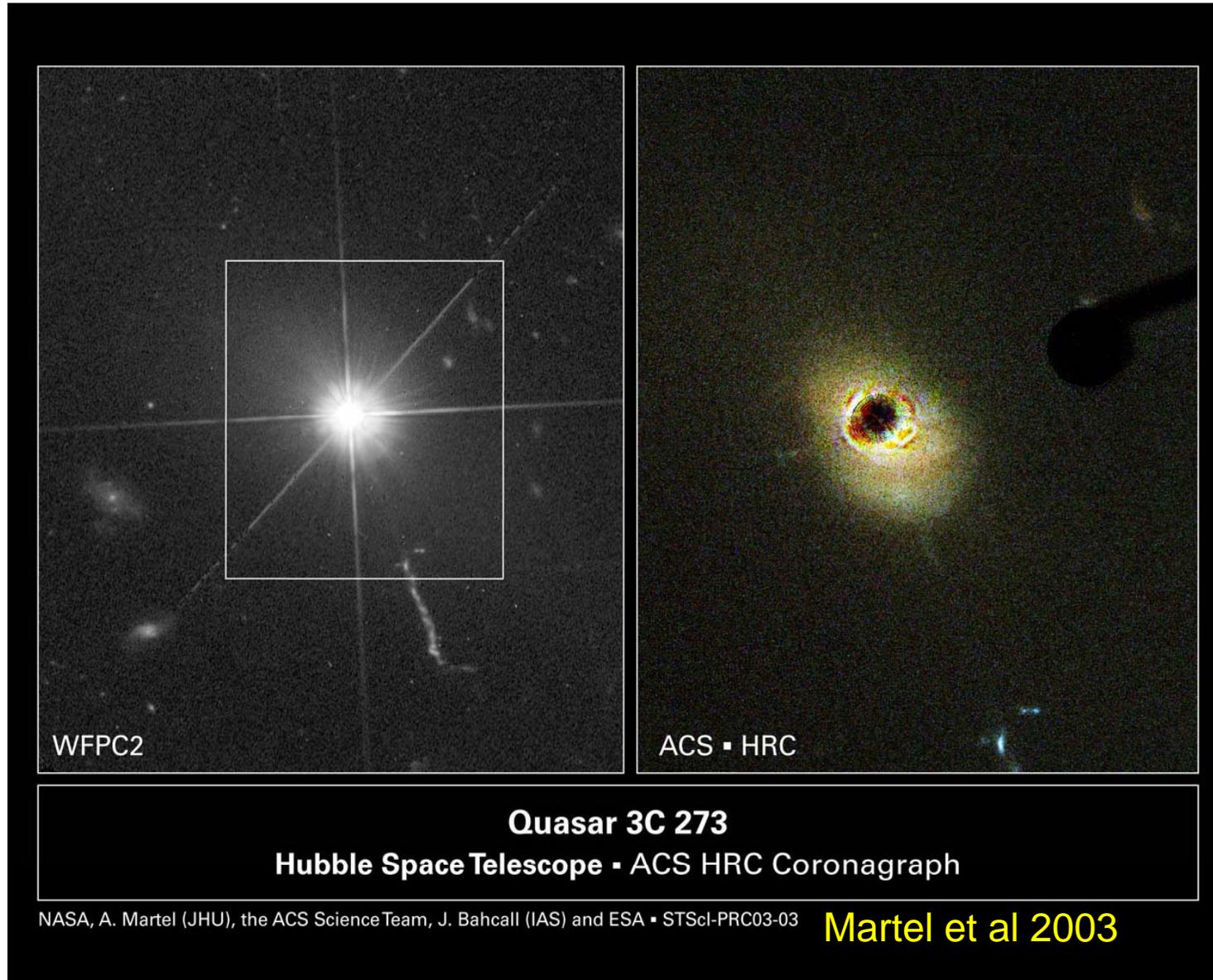
→ Quasar = Quasi-star .



$z = 0.158 \Rightarrow$ 2 milliards d'années-lumière



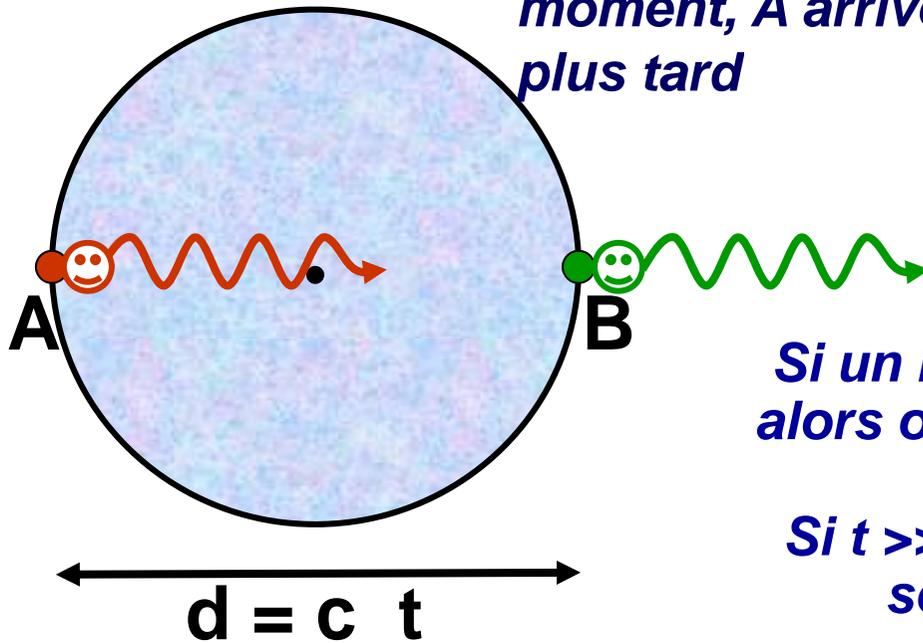
Avec HST (haute résolution), possible de soustraire le quasar pour voir la galaxie sous-jacente



Variabilité et taille

Variabilité et temps de parcours

Si les photons partent de A et B au même moment, A arrive à l'observateur $t (= d / c)$ plus tard



*c = vitesse de la lumière
d = diamètre*

Si un burst en A/B dure un temps δt , alors on voit un changement sur une échelle $t + \delta t$.

Si $t \gg \delta t$, alors toutes les variations sont moyennées et le signal est monotone

Pour voir la variation, il faut $t < \delta t$, et donc la taille de la région $< c \delta t$

Variabilité Seyfert et Quasars

→ Le continuum UV, X varie sur des échelles de temps de jours et heures. L'émission doit provenir du disque d'accrétion

Les raies d'émission varient sur des échelles de temps courtes pour les BLR

Les NLR par contre, viennent de plus loin, parfois cône de rayonnement
Échelles de temps plusieurs années.

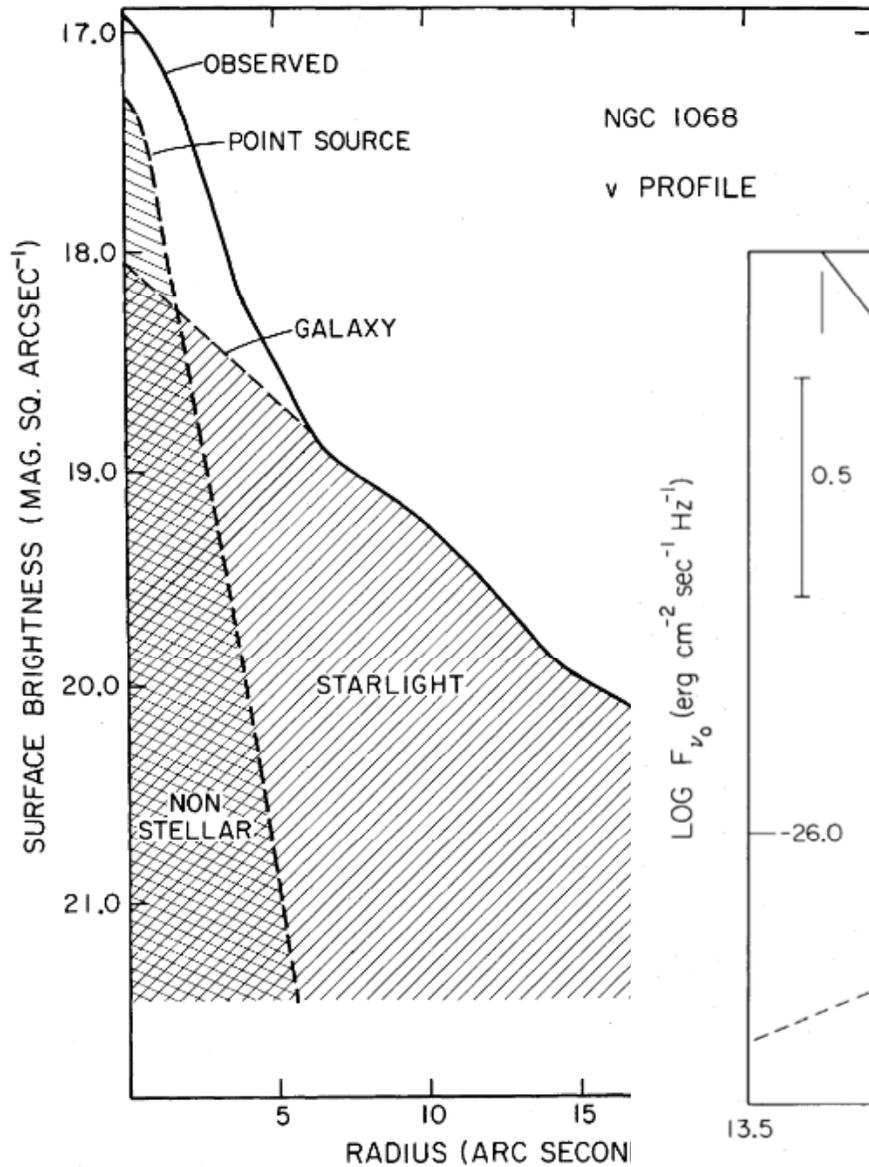
Emission synchrotron: les électrons pourraient perdre leur énergie par interaction Compton avec les photons émis (SSC)

→ Mouvement rapides, relativistes d'expansion

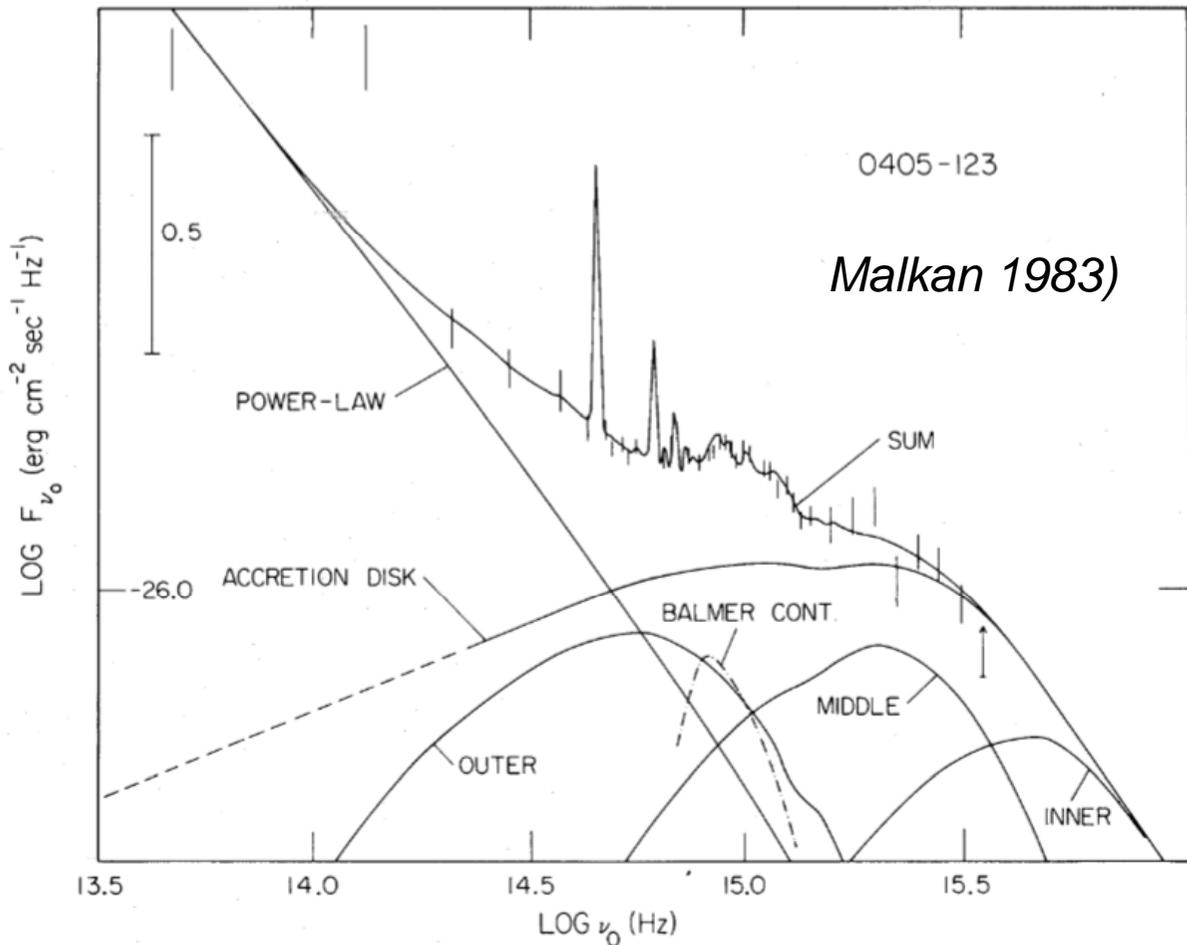
Lorsque le jet est vers l'observateur, tout est accéléré d'un facteur $\gamma = (1-v^2/c^2)^{-1/2}$ **Cas des Bl Lac, blazar**



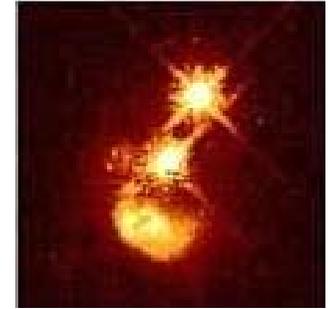
Nature de la source ponctuelle



Spectre du quasar 0405-123 ($z=0.57$)
Le modèle fait intervenir 3 composantes
(interne, externe, intermédiaire)
NIR, Visible, UV: températures différentes



Energies dans un petit volume



**Galaxies de Seyfert , jusqu'à 100 fois la luminosité de la Voie Lactée
QSO, de 10 a 1000 fois la Voie lactée**

D'où sort l'énergie?

Rendement de l'énergie nucléaire, $H \rightarrow He$ 0.007 de l'énergie de masse

Luminosité d'une galaxie comme la Voie Lactée

$$L \sim 2 \cdot 10^{10} L_{\odot} \sim 8 \cdot 10^{36} \text{ W} = 8 \cdot 10^{43} \text{ ergs/s}$$

Soit pendant 1 Gyr $E = 2 \cdot 10^{60} \text{ ergs}$

Du même ordre de grandeur que l'énergie potentielle ou cinétique
de la masse totale ($M = 10^{12} M_{\odot}$) $GM^2/R \sim MV^2 \sim 8 \cdot 10^{59} \text{ ergs}$

→ Ici il nous faut $\sim 10^{46} \text{ ergs/s}$

Nature du monstre central

Dès les années 60-70s, la théorie des trous noirs super-massifs
(*Hoyle & Fowler 1963, Lynden-Bell 1969, Lynden-Bell & Rees 1971*)

D'où sort l'énergie?

→ Uniquement énergie gravitationnelle

Seulement un objet très condensé (trou noir) avec une efficacité ~10%

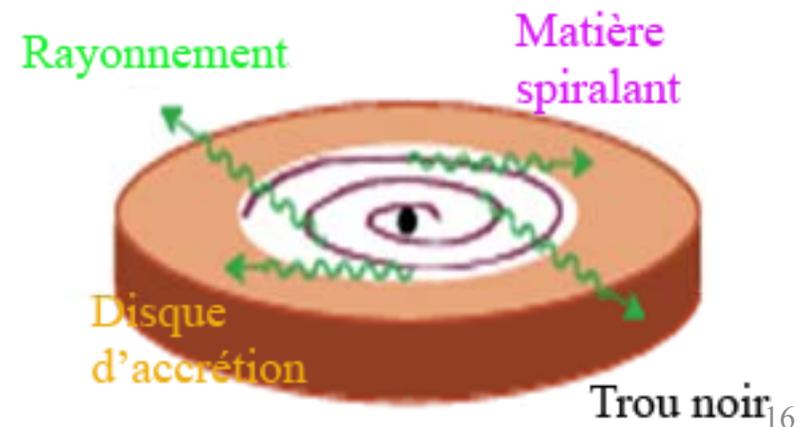
Rayon du trou noir $R_s = 2GM/c^2$ = horizon des événements

$R_s = 2.5 (M/10^9 M_\odot)$ heures-lumière

Energie disponible

Max $\sim GmM/R_s = 1/2 mc^2$

La matière est chauffée par les chocs en spiralant



Dernières orbites stables

Pour un trou noir sans rotation (Schwarzschild)

Rayon de Schwarzschild $R_s = 2 GM/c^2$

(Rayon de l'horizon, quand vitesse d'échappement = c)

La dernière orbite stable est à $3 R_s$

→ Disque d'accrétion

Gain d'énergie

Jusqu'à ISCO = 6%

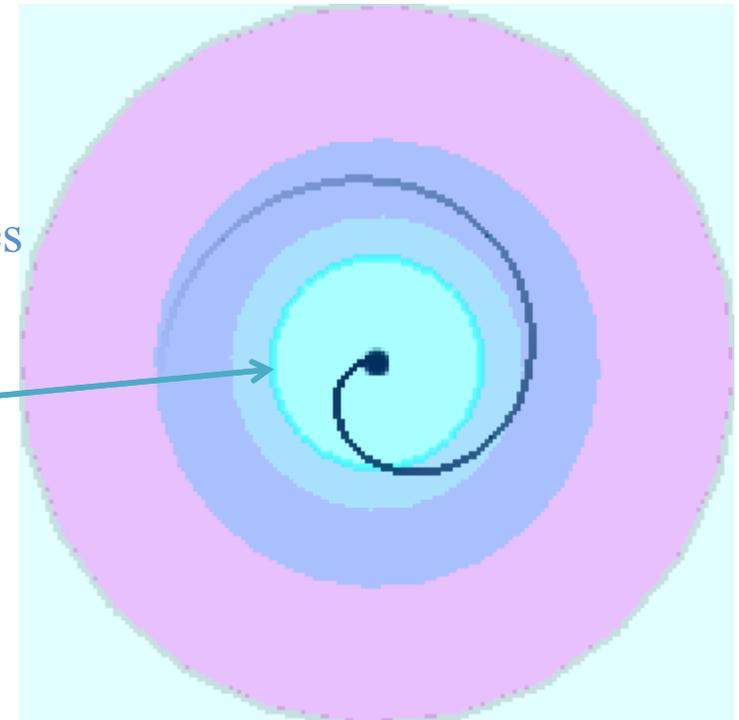
Orbites circulaires stables

Orbites circulaires instables

Pas d'orbites circulaires

Horizon

Intérieur de l'horizon



ISCO: Innermost Stable Circular Orbit

Orbites pour le trou noir de Kerr

Pour un trou noir avec rotation (Kerr) $a=c J/GM^2$

$a=1$ maximum

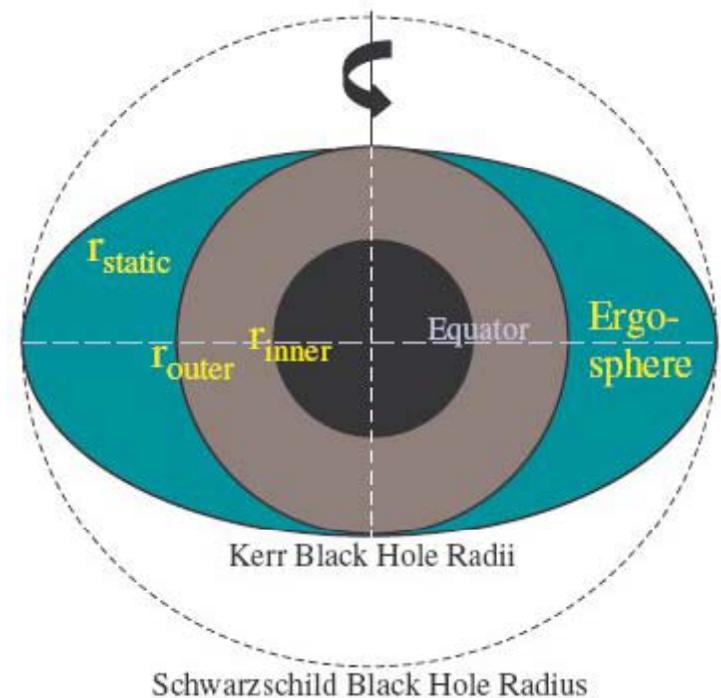
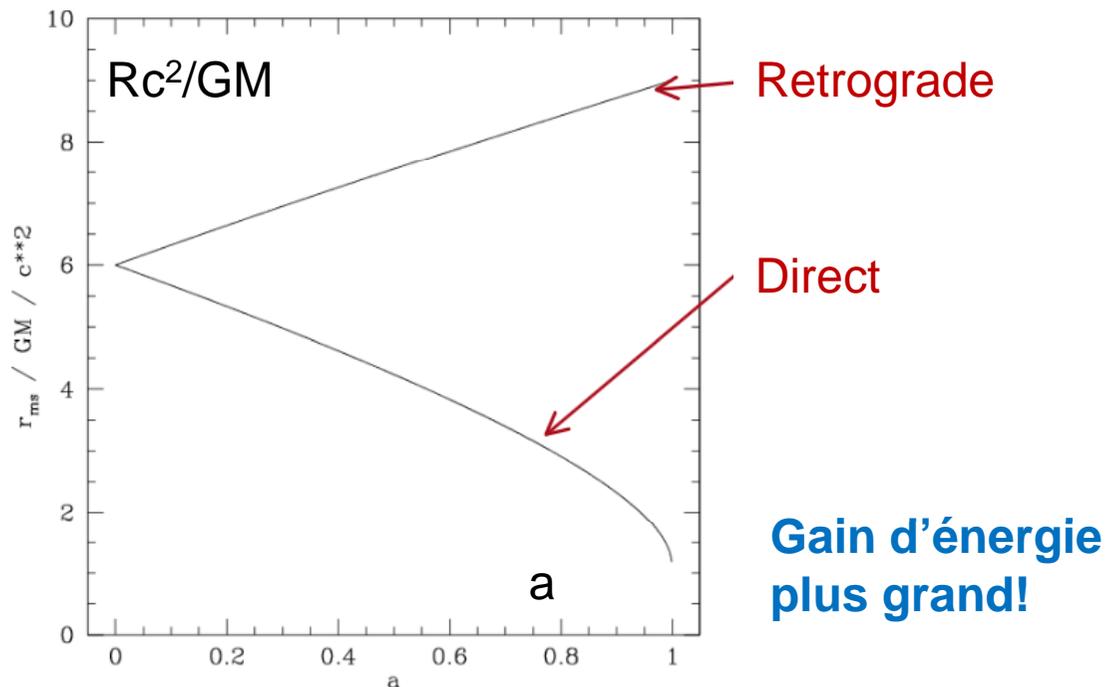
Rayon de Schwarzschild $R_s = 2 GM/c^2$

(Rayon de l'horizon pour $a=0$, vitesse d'échappement = c)

Dernière orbite stable $3 R_s = 6 GM/c^2$

Dernière orbite circulaire stable, plus profonde que pour $a=0$

Si tourne dans le sens direct

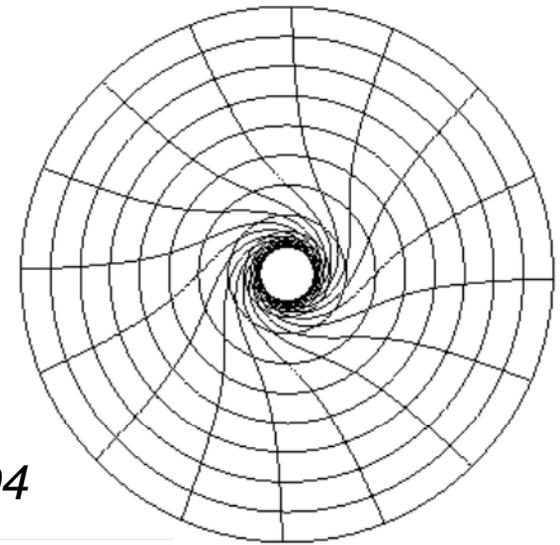


Influence du spin du trou noir

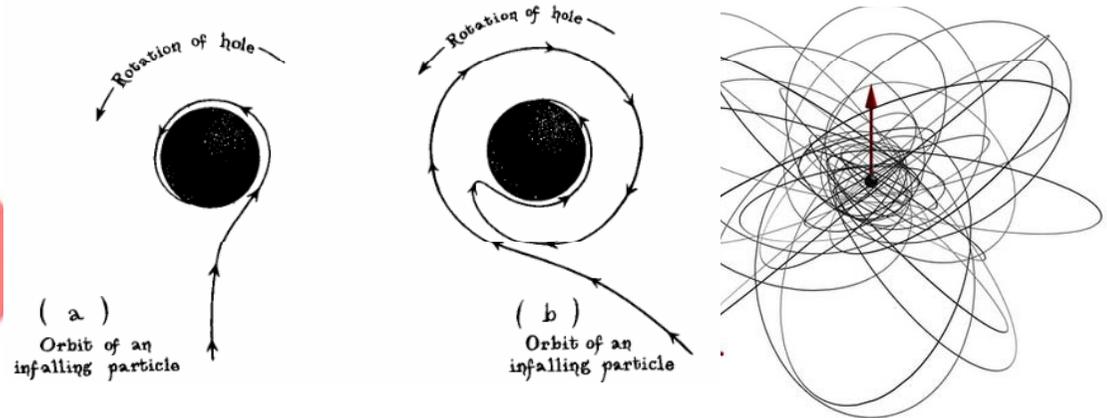
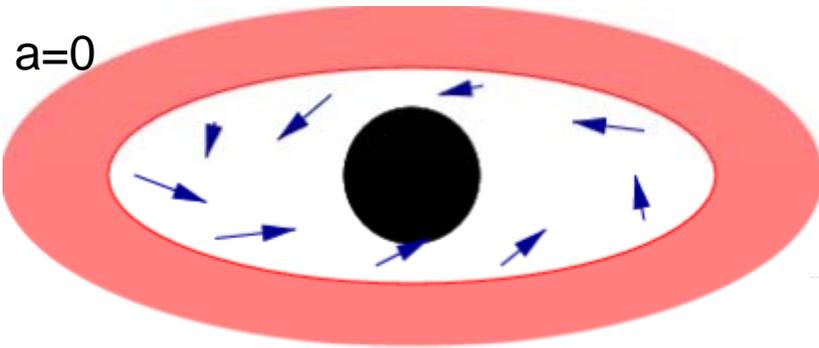
Orbites stables plus proches du trou noir, si a est maximum

Efficacité de rayonnement 6% pour $a=0$, jusqu'à 30% pour $a=1$

Il devrait être possible de mesurer le spin du trou noir, à partir de la variabilité observée, ou de la vitesse mesurée

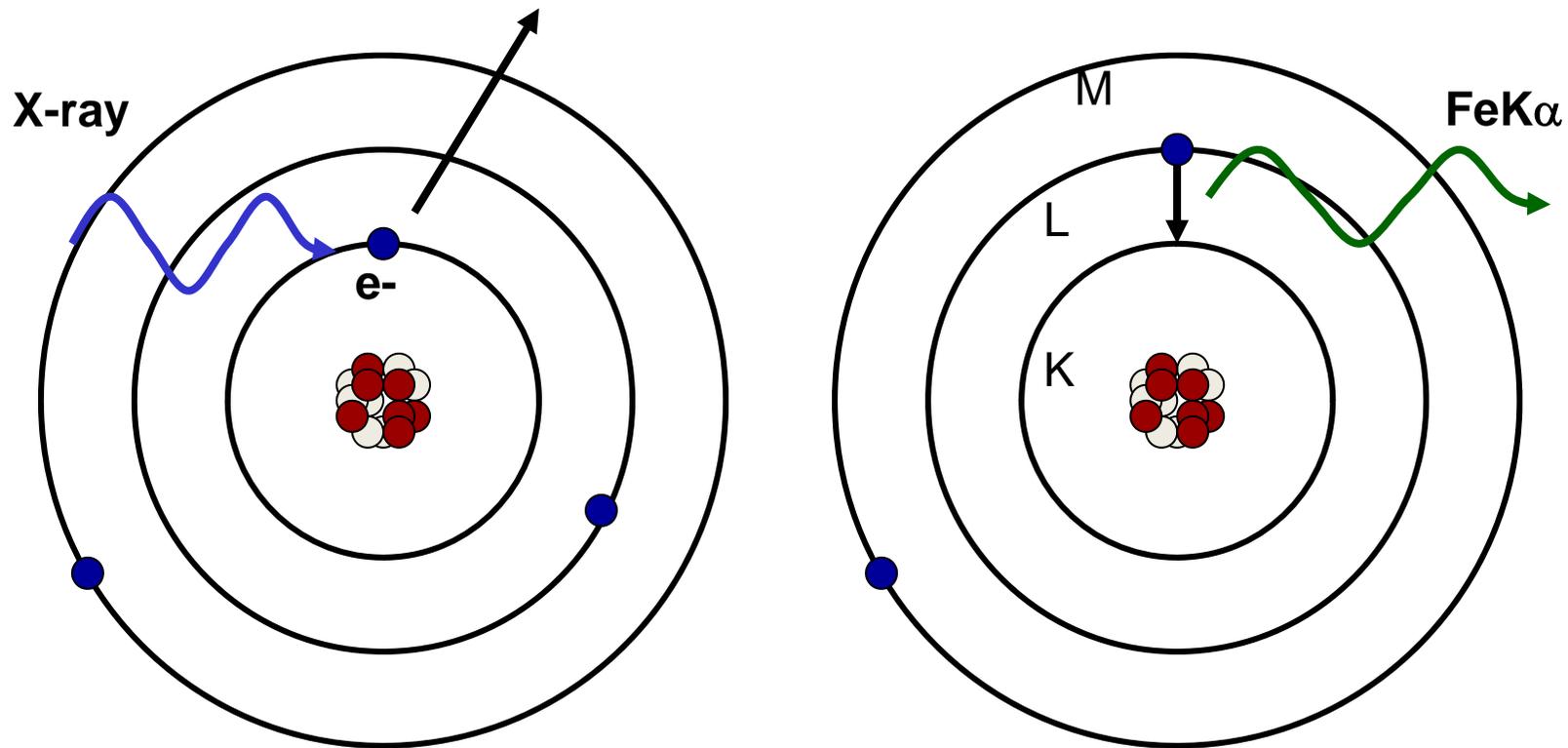


Kip Thorne 1994



Pour s'approcher du TN, Fe K α Line

Raie de fluorescence observée dans les galaxies de Seyfert – à partir du gaz à des températures au moins un million de degrés.



Fe K α 6.4 keV, Fe K β 7 keV

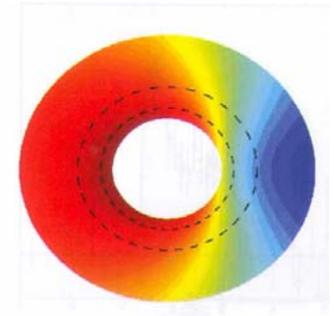
Raies du Fer ionisé, rayons X

Effets relativistes sur l'émission du gaz en rotation

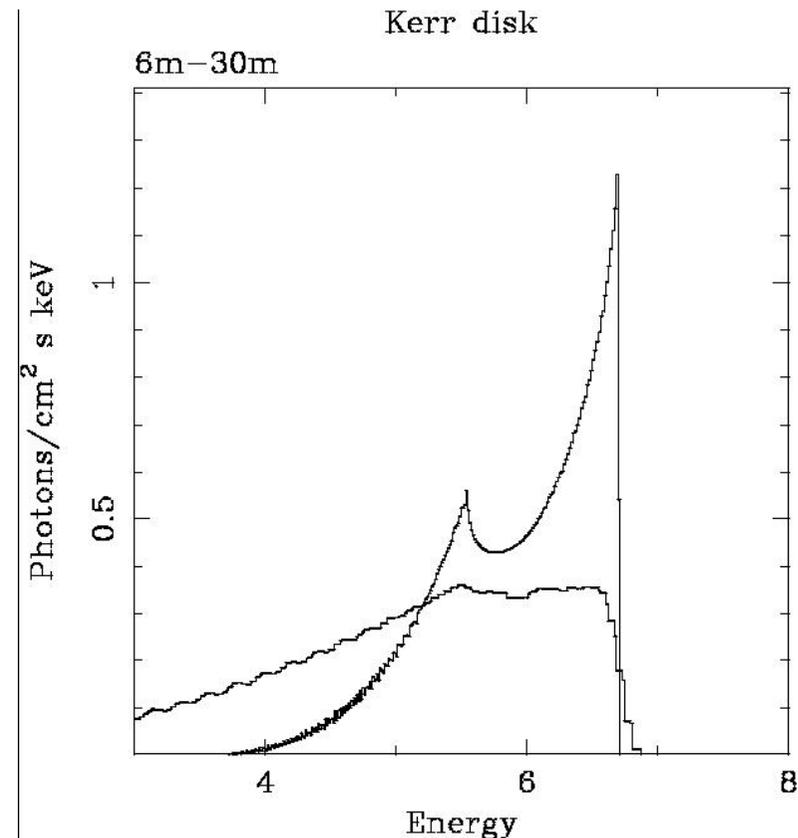
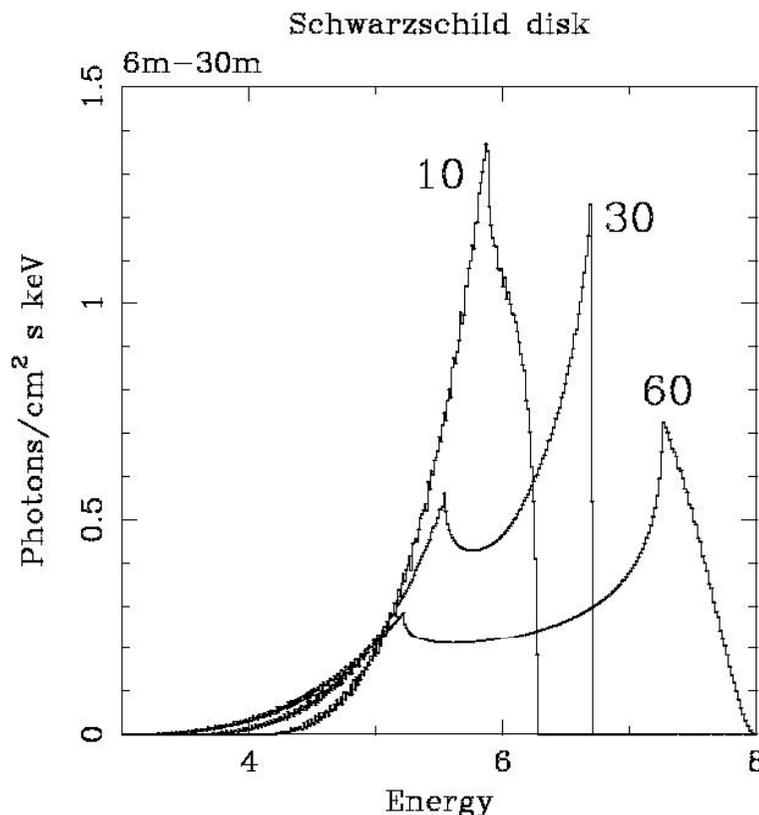
Décalage vers le rouge gravitationnel

Boost d'émission du gaz venant vers l'observateur

Diagnosics possibles, mais dépend de l'inclinaison

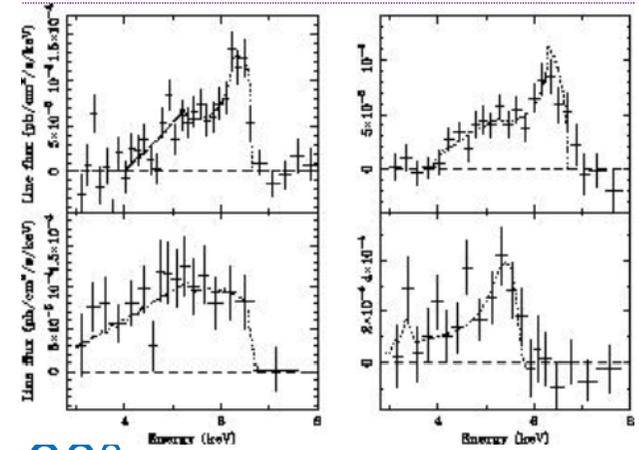


Schneider 2006



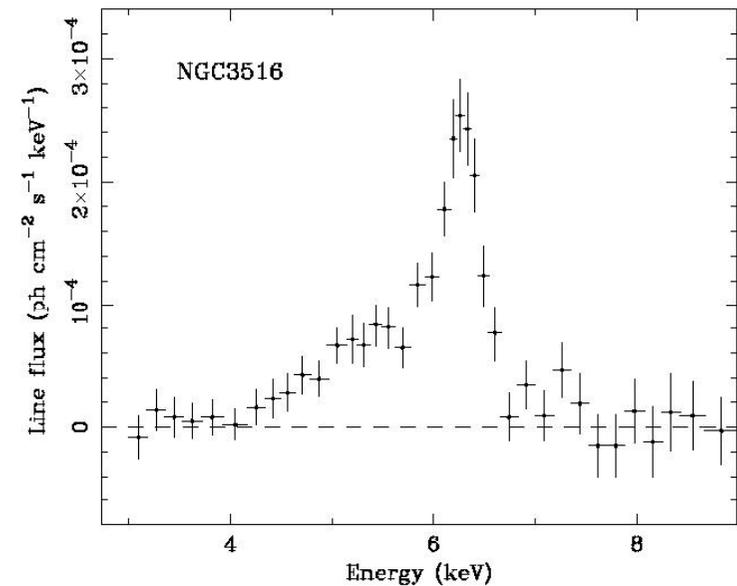
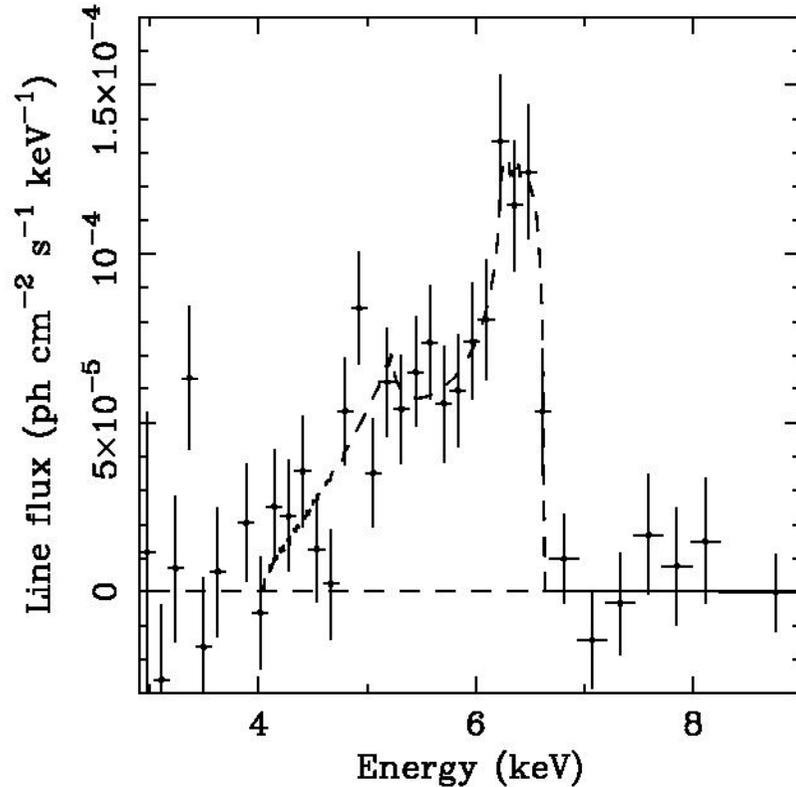
Spectres observés

Fe ($K\alpha$) dans MCG-6-30-15 (Tanaka et al 1995)
Schwarzschild avec 100 000 km/s de large
Rayon interne 7 Rs, et externe 20 Rs, avec $i=30^\circ$



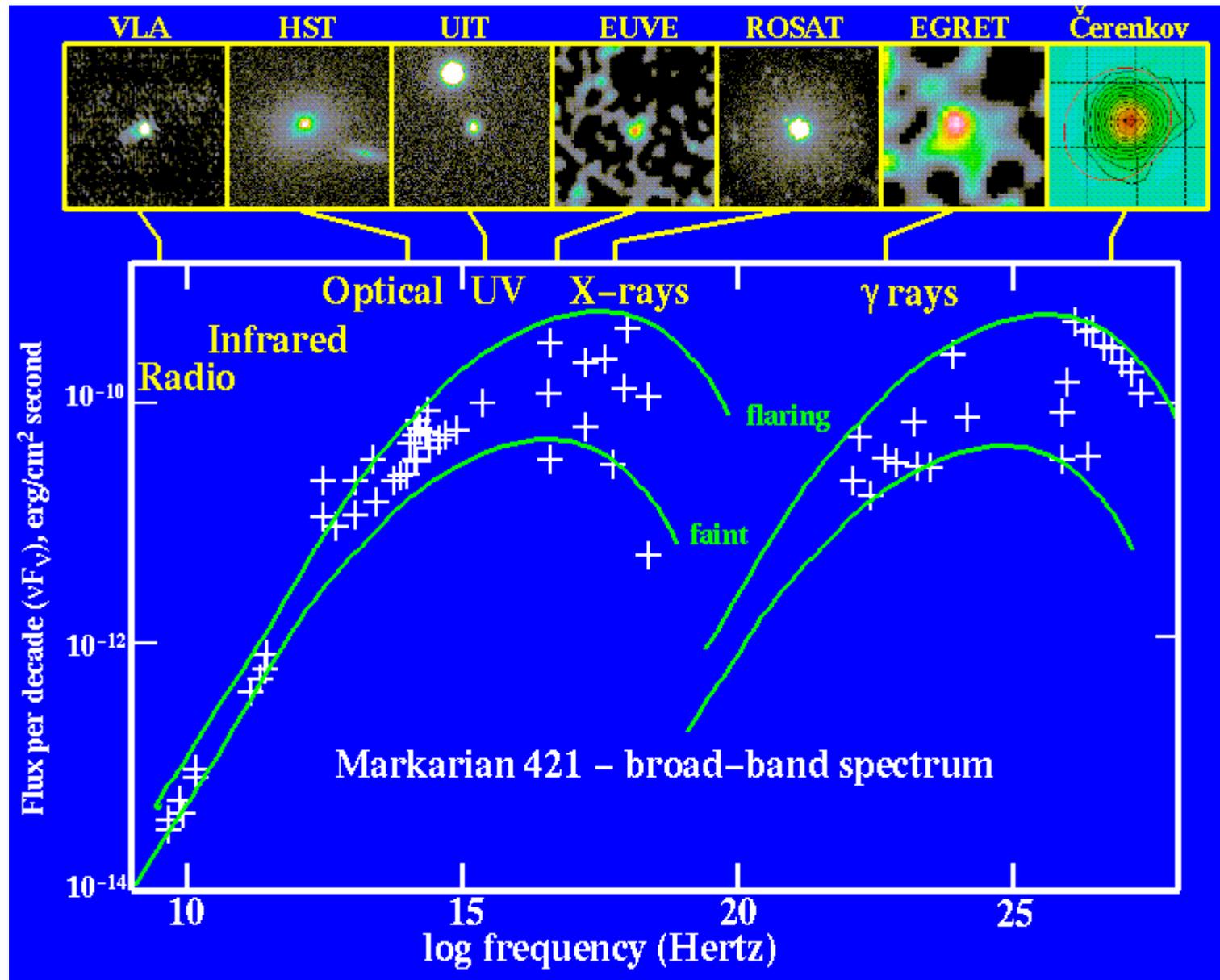
Variabilité ~heures

N3516 Seyfert Resonance à 5.4keV
+ longue aile de raie vers le rouge

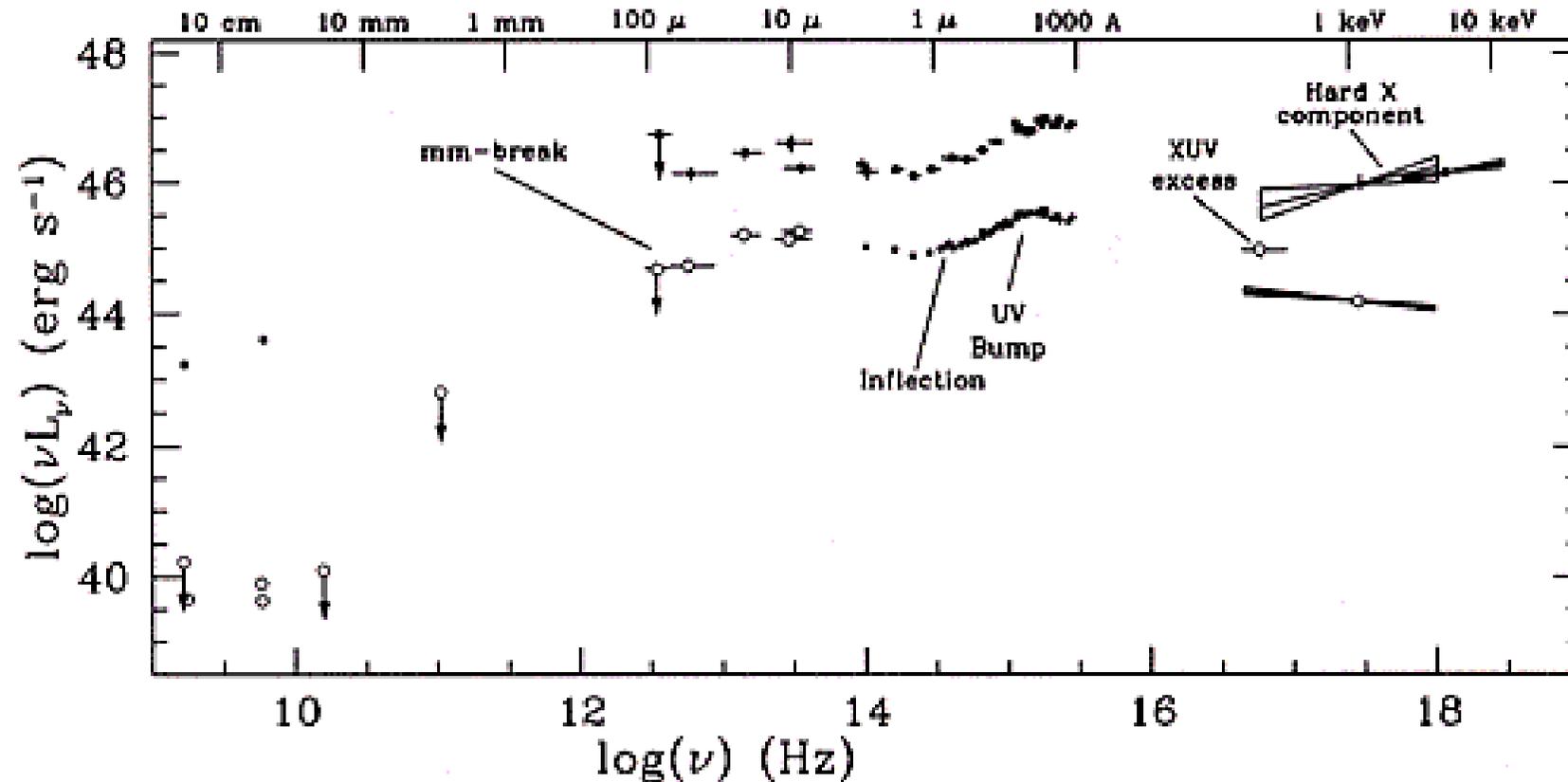


Nandra et al 1999

Spectre global νF_ν



Spectre global νF_ν



Radio: Synchrotron (électrons relativistes dans un champ B)

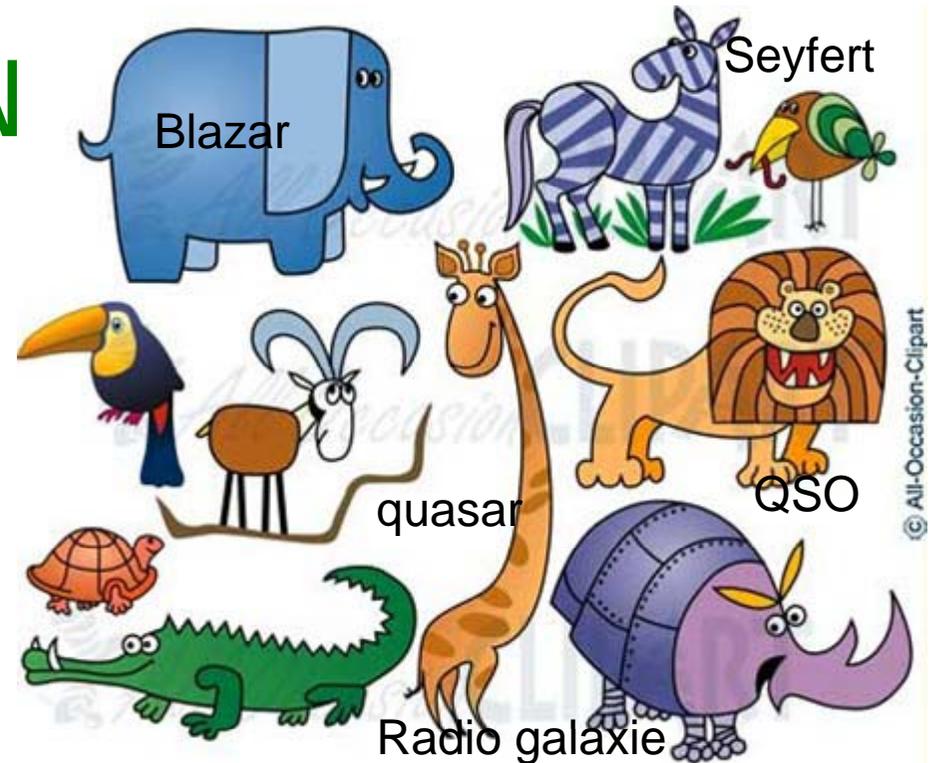
Mm à 1 micron: émission de la poussière

1 micron - .2 keV: émission thermique du disque d'accrétion ($\tau \gg 1$)

X-rays: Synchrotron, Compton inverse, Couronne chaude + réflexion

Le zoo des AGN

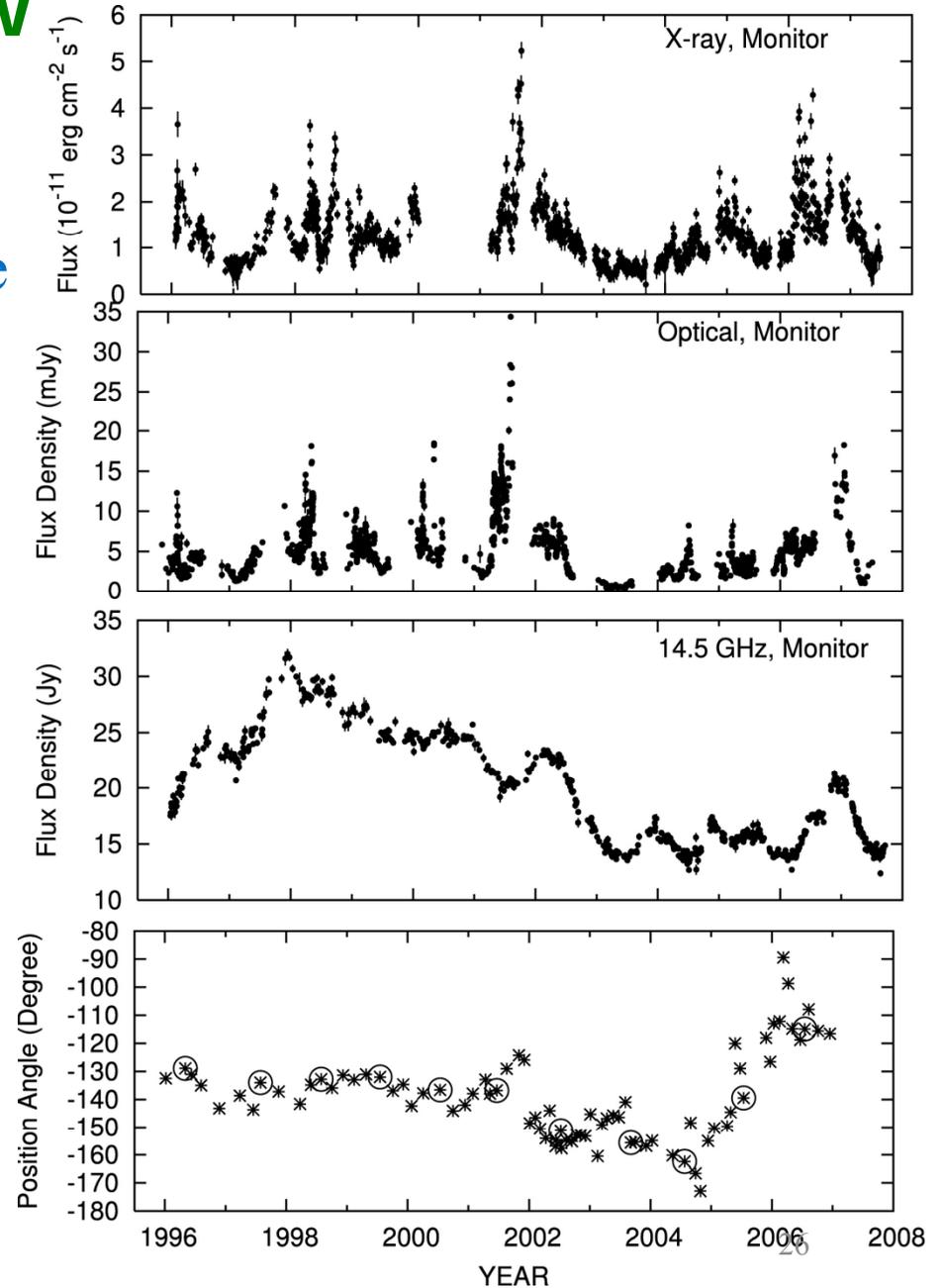
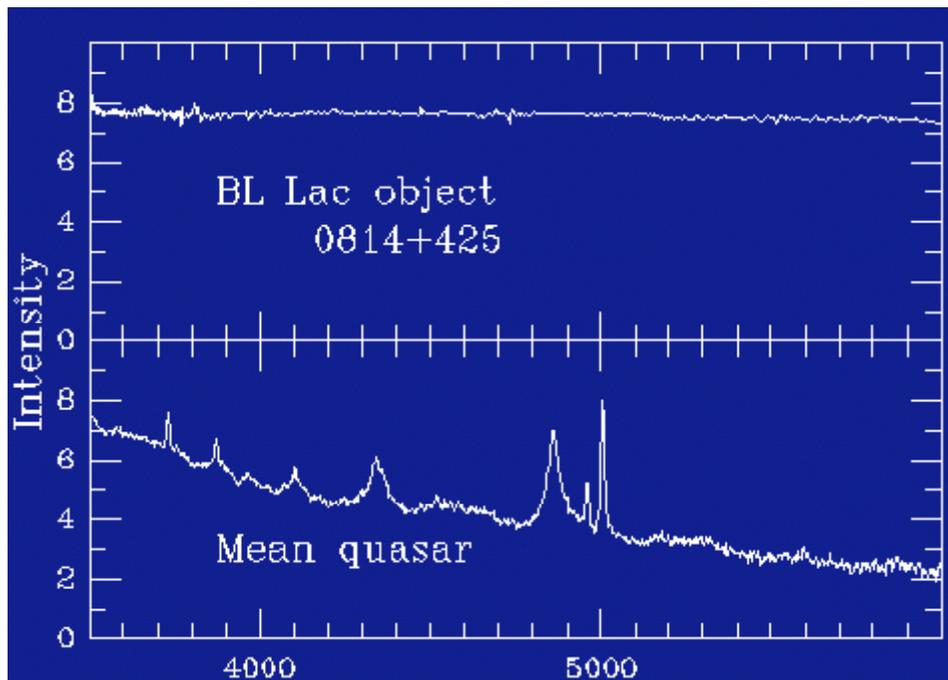
Objets apparemment très différents,
même nature
Continuum très fort,
dans un petit volume, variabilité



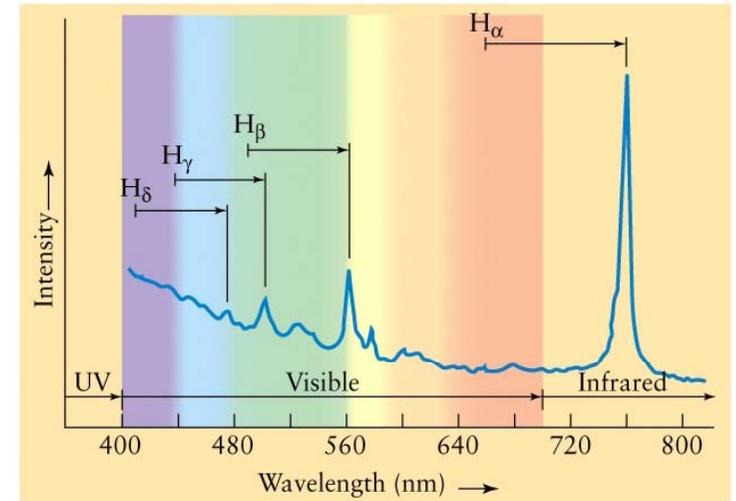
- **Quasars Radio-Quiet (QSO: Quasi-Stellar Objects)**
- **Quasars Radio-Loud (10%)**
- **Radio Galaxies (FRI, FRII)**
- **BL Lac's, Blazars, OVV's (Optically Violent Variables)**
- **Galaxies de Seyfert 1 & 2**
- **LINERS (Low ionization nuclear emission line regions)**
- **Galaxies Starburst -- ULIRGS (Ultraluminous IR Galaxies)**

Blazar (Bl Lac) et OVV

D'après le prototype Bl Lacertae
Continuum fort, variable, sans aucune
Raie (ni emission, ni absorption)
OVV particulièrement variables, sur
des échelles < jour



Les raies d'émission: outil précieux



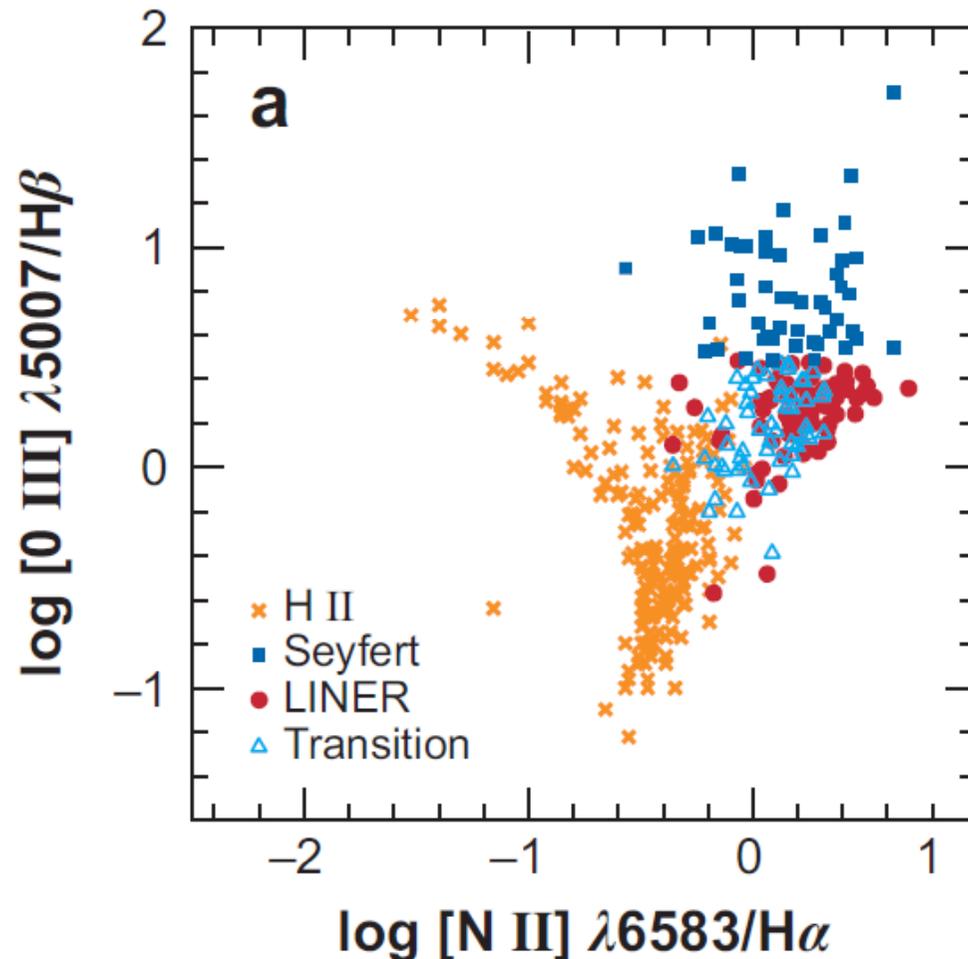
- La physique des qq pc's près du trou noir
- Mesurer le continuum UV
méthode de Zanstra, Nphot, Temp
UV au coeur du disque d'accretion

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = \int_0^{r_1} n_p n_e \alpha_B dV$$

Phénomène de la formation des raies en conditions extrêmes

- Mesure de la masse du trou noir central (vitesses de BLR)
- Source du gaz qui nourrit le monstre central
- Les quasars permettent de sonder les galaxies à $z=5-6$
- Jalons cosmologiques (e.g. Baldwin effect $EW(CIV) \sim L(opt)^{-0.6}$)

Diagnostic des conditions physiques



On peut distinguer la nature des objets avec les rapports de raies, donnant l'excitation du gaz

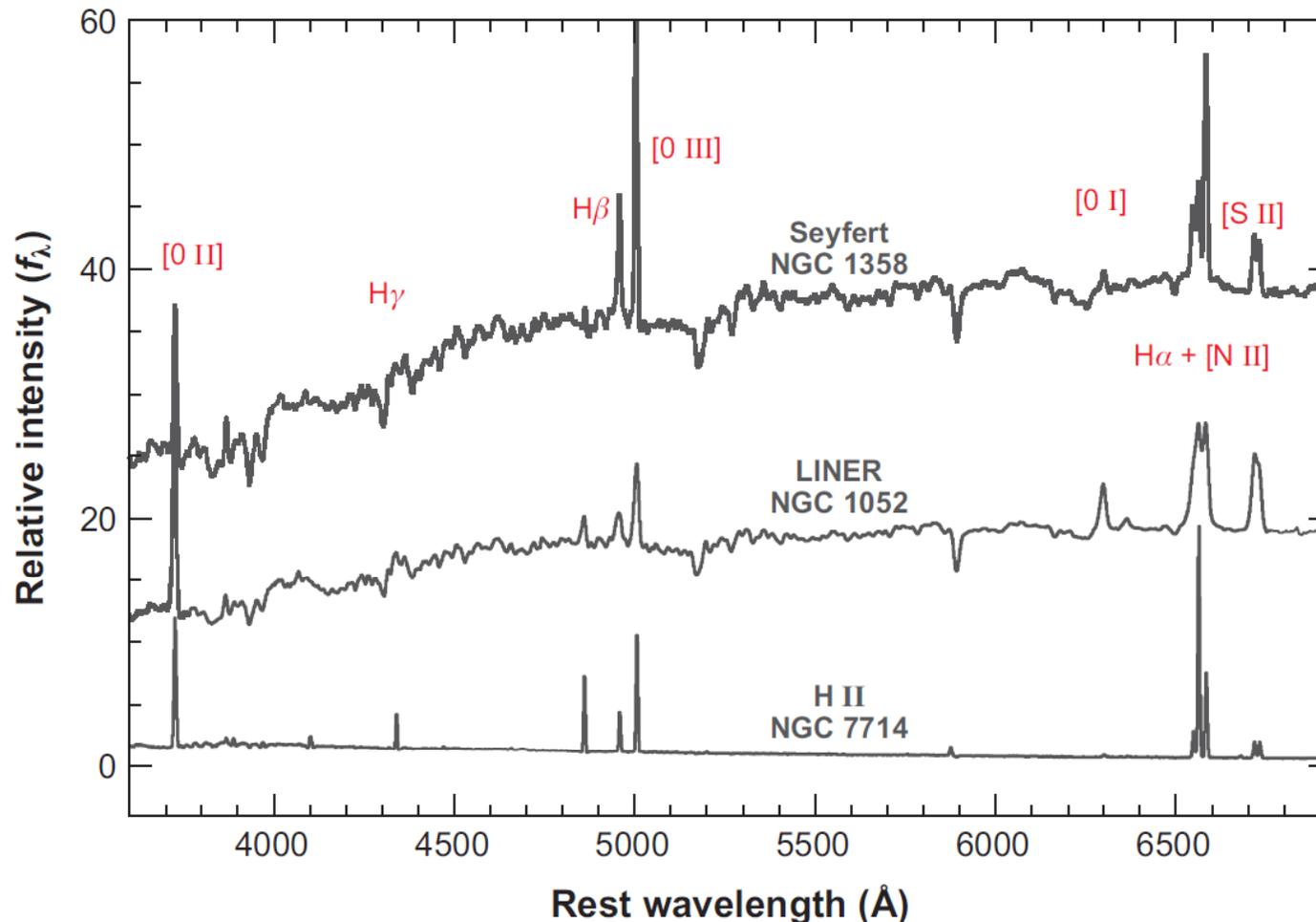
[OIII]/H β versus [NII]/H α est un des principaux

**Diagnostic BPT
(Baldwin, Phillips, & Terlevich 1981)**

Noyaux de faible activité

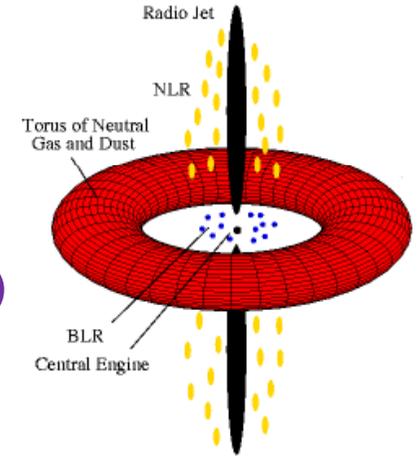
2/3 des galaxies E-Sb et 15% des Sc-Sm ont une activité (Ho, 2008)
tous ont un trou noir dormant

LINER Low Ionization Nuclear Emission line Region (L1, L2)



Régions HII
uniquement
formation
d'étoiles

Deux régions séparées



1. Régions à raies étroites NLR (Narrow Line Region)

- $\Delta V < 1000$ km/s
- Etendues sur des \sim kpc dans Seyfert
- Faible densité, $n \sim 10^{3-6}$ cm⁻³ \rightarrow raies interdites, [OIII]
- Excitation des raies \rightarrow gas photoionisé

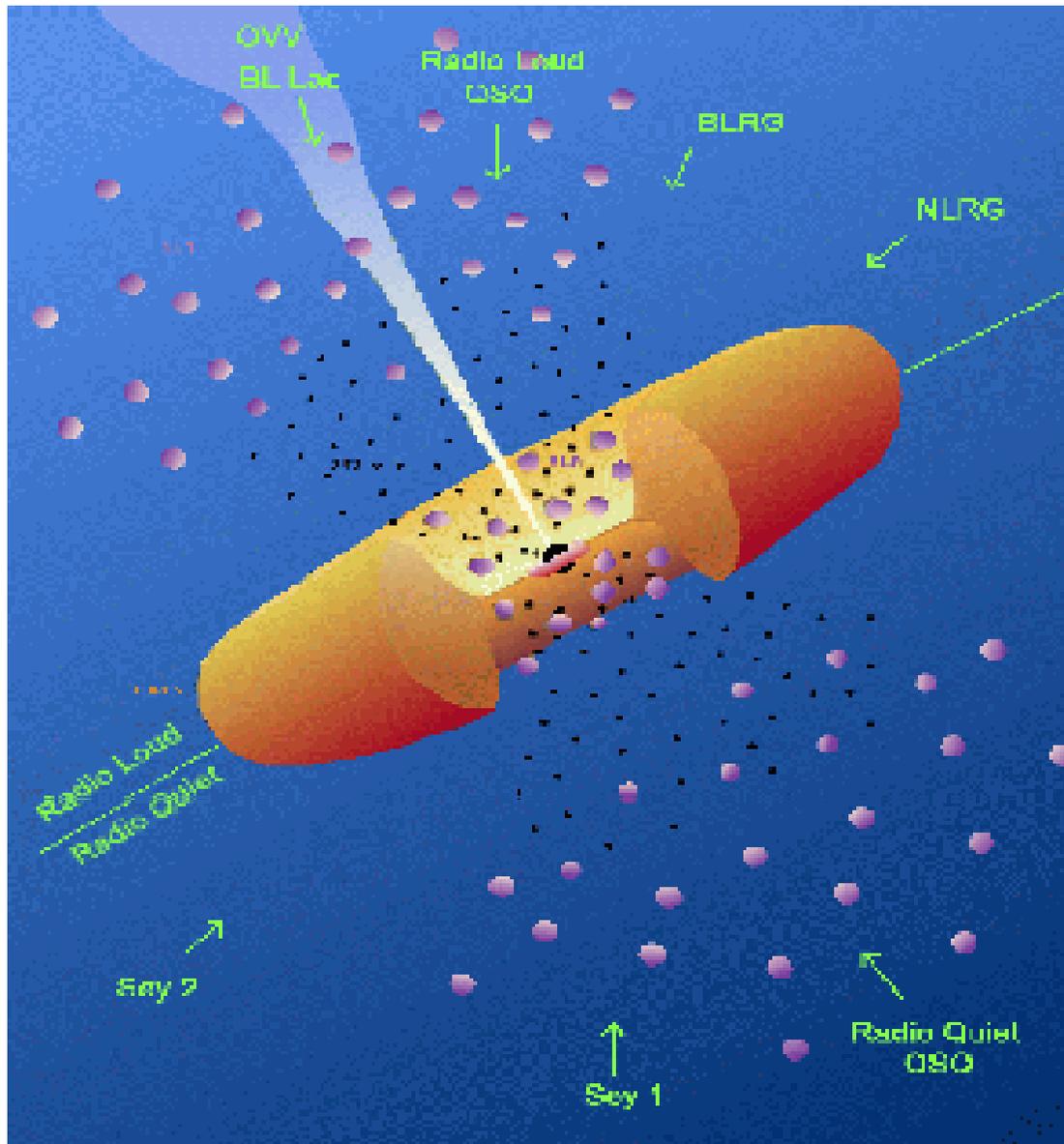
2. Région aux raies larges BLR (Broad Line Region)

- ΔV jusqu'à 40 000 km/s
- Non résolu (< 10 pc)
- Raies permises seulement, densités $n \sim 10^{9-10}$ cm⁻³
- $T \sim 10,000$ K d'après le rapport $CIII\ 977 / CIII]1909$

Seyfert 2: NLR seulement, BLR absent ou obscurcie par la poussière

Seyfert 1 et Quasars: NLR and BLR visible

Modèle d'unification des AGN

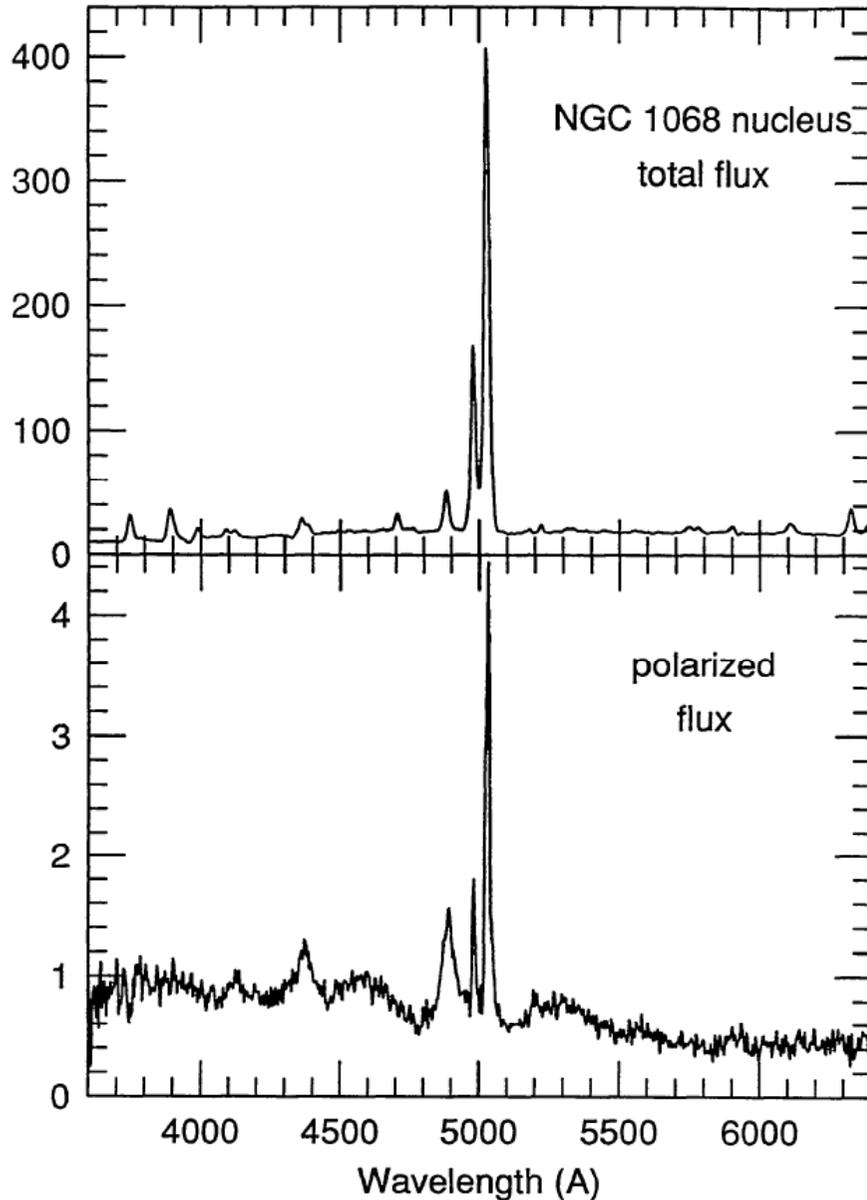


Une grande partie des observations peut être interprétée dans un modèle unificateur lié à l'angle de vue

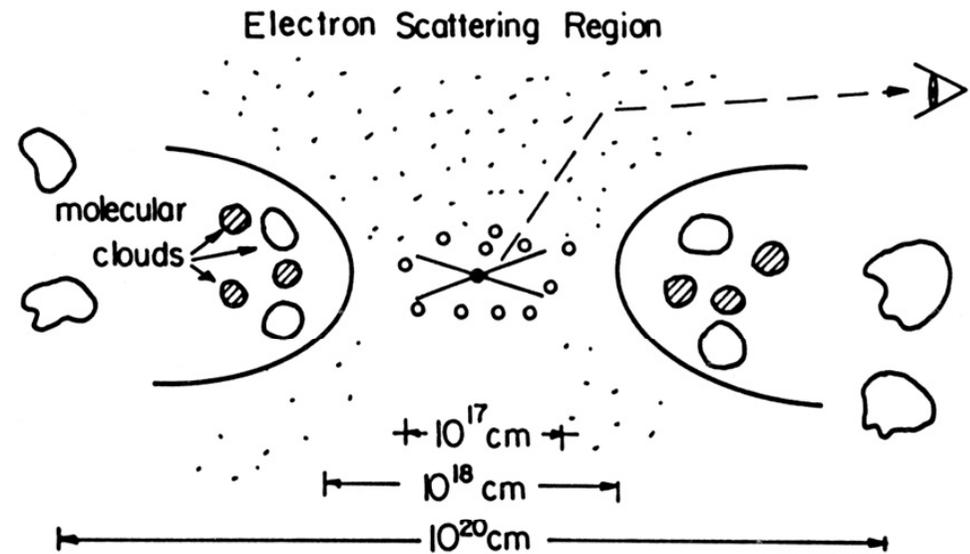
Les Sey 2 voient leur BLR obscurcie par la poussière

Ceci est confirmé par les mesures de polarisation

NGC 1068, Sy 2, test de polarisation



**En lumière polarisée
réfléchi sur les électrons de la
zone ionisée,
on aperçoit la BLR**



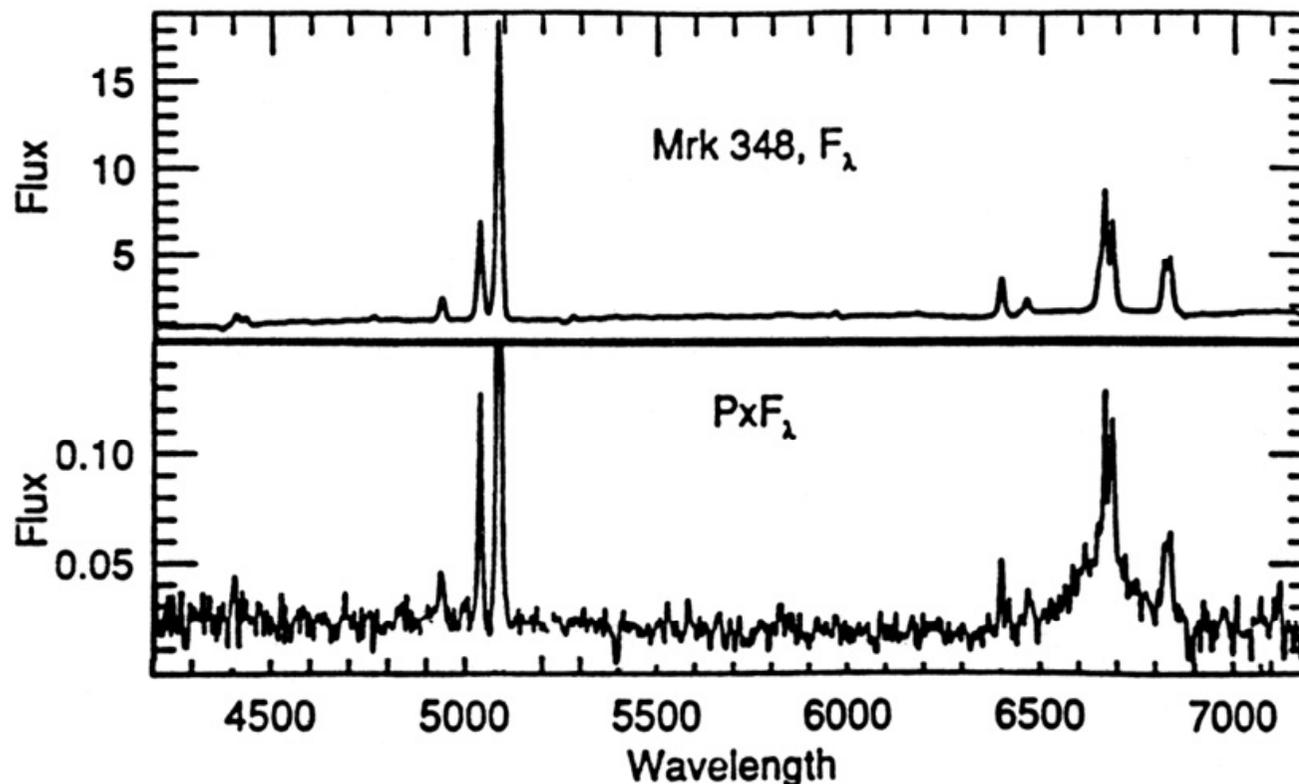
Mrk 348, Sy 2

Une partie des Sy 2 ont une BLR en lumière polarisée, mais ce n'est pas général

D'autre part, certaines galaxies varient de Sy 1 à Sy 2:

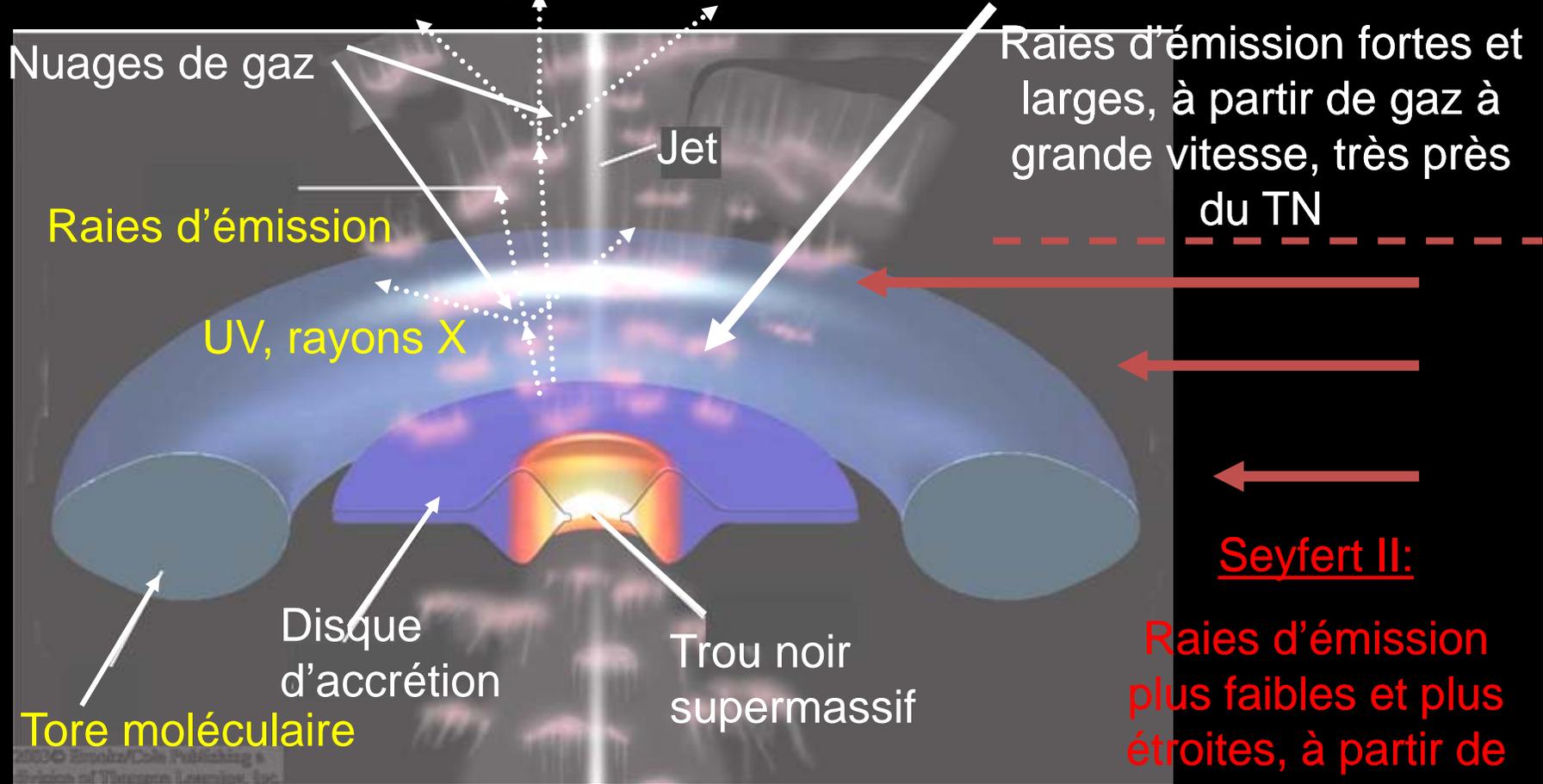
le disque d'accrétion disparaît? Des nuages obscurcissent dans le tore?

Dans tous les cas, la BLR est cachée soit dans l'espace, soit dans le temps



**En lumière polarisée
on aperçoit la BLR**

Trou noir: $R \sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ pc}$
 Disque d'accrétion: $R \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ pc}$
 BLR: $R \sim 0.1 - 1 \text{ pc}$
 NLR: $R \sim 10 - 10^2 \text{ pc}$
 Tore moléculaire: $R \sim 10^2 - 10^3 \text{ pc}$



Seyfert I:

Raies d'émission fortes et larges, à partir de gaz à grande vitesse, très près du TN

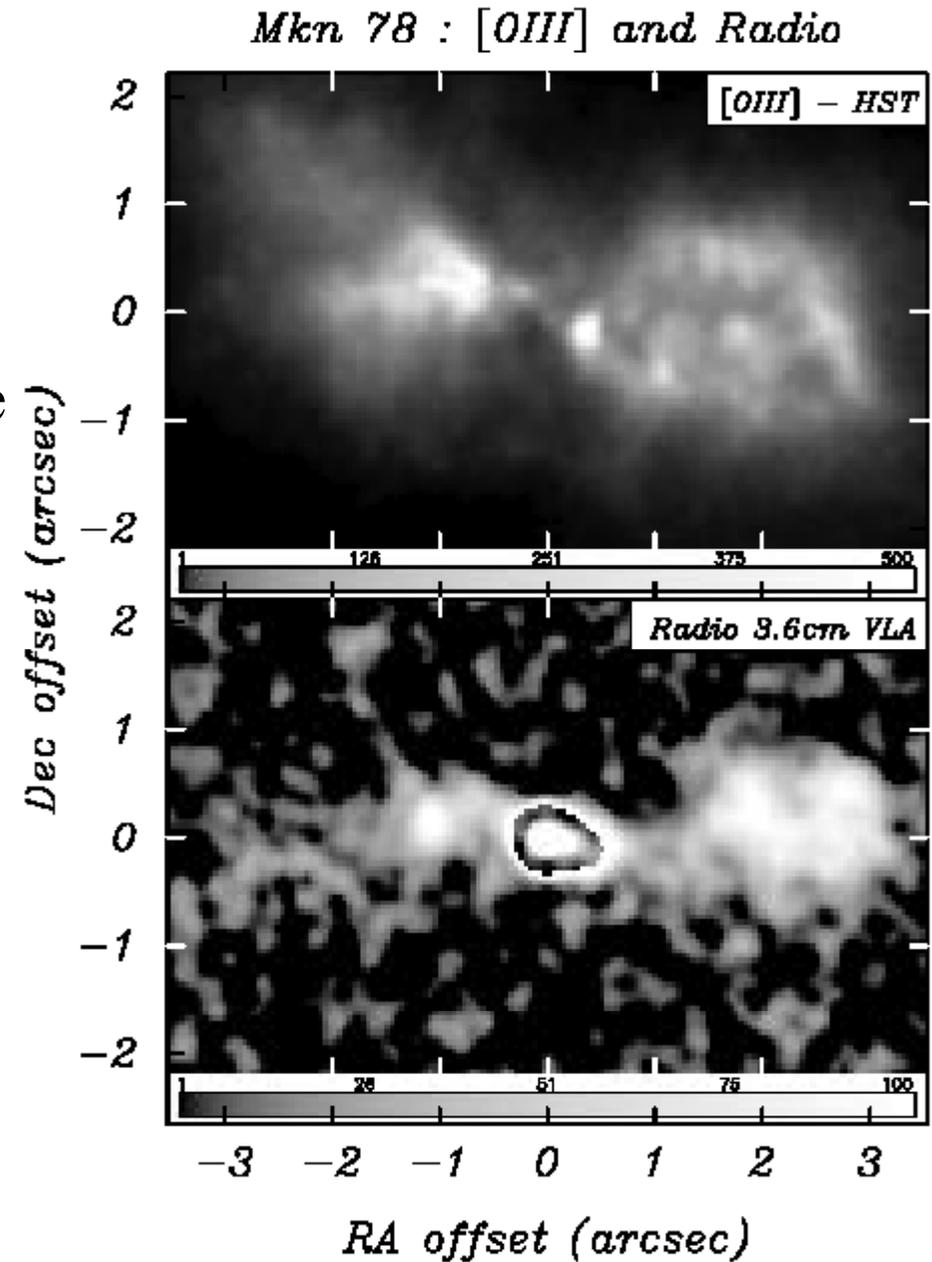
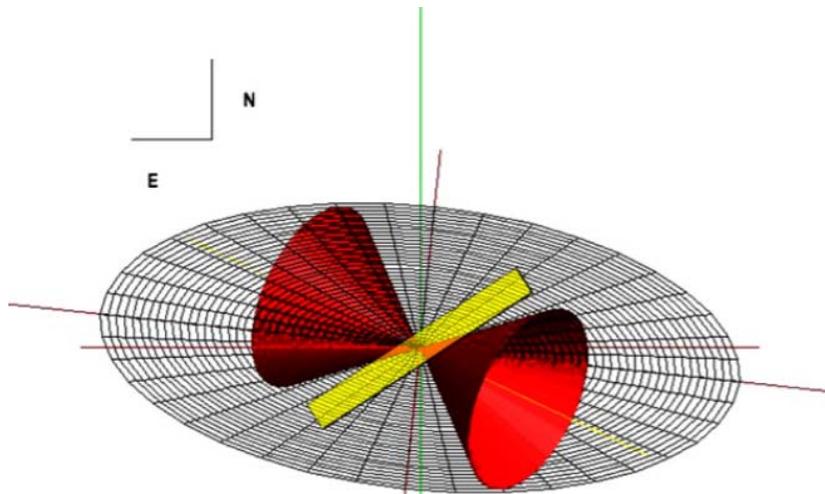
Seyfert II:

Raies d'émission plus faibles et plus étroites, à partir de gaz à plus petite vitesse, plus loin du TN

Modèle pour une galaxie de Seyfert

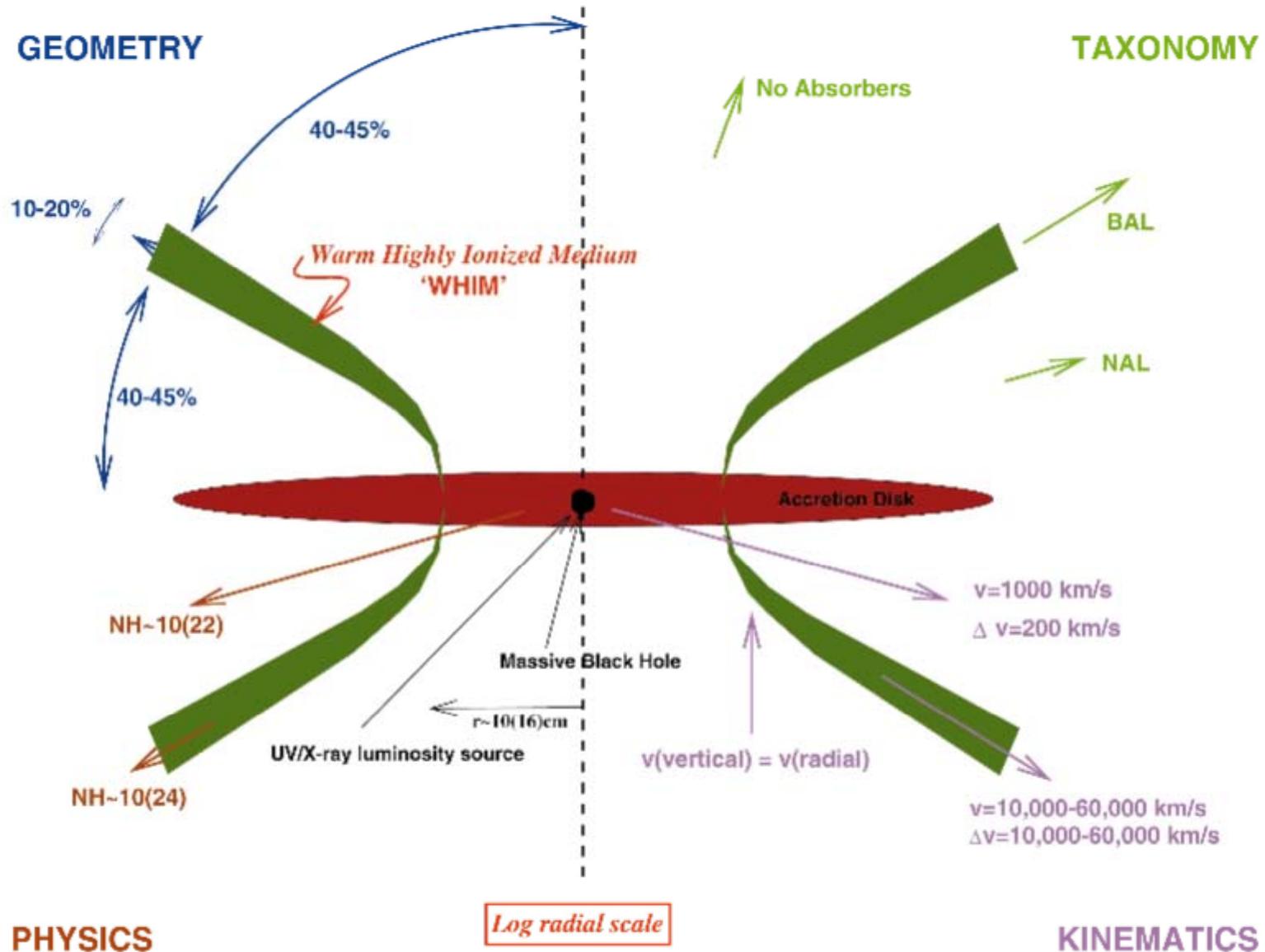
Cone d'ionisation

- Une grande partie de la NLR est illuminée par le noyau central
- Coïncide souvent à une éjection de plasma (radio)
- Collimation par le tore ?



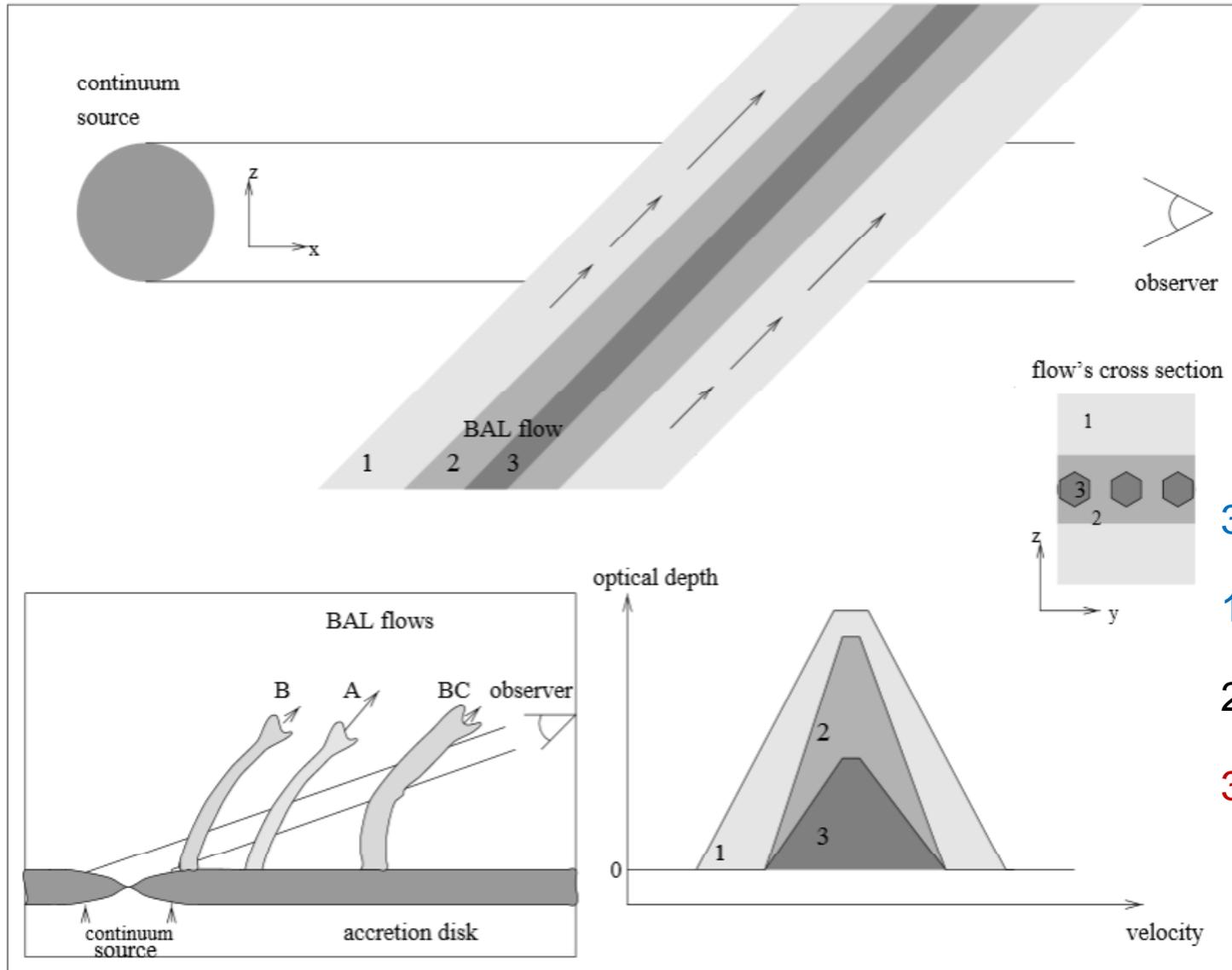
Les rayons-X diffus proviennent de la NLR

Vue schématique



Effets de géométrie

Arav et al 1999

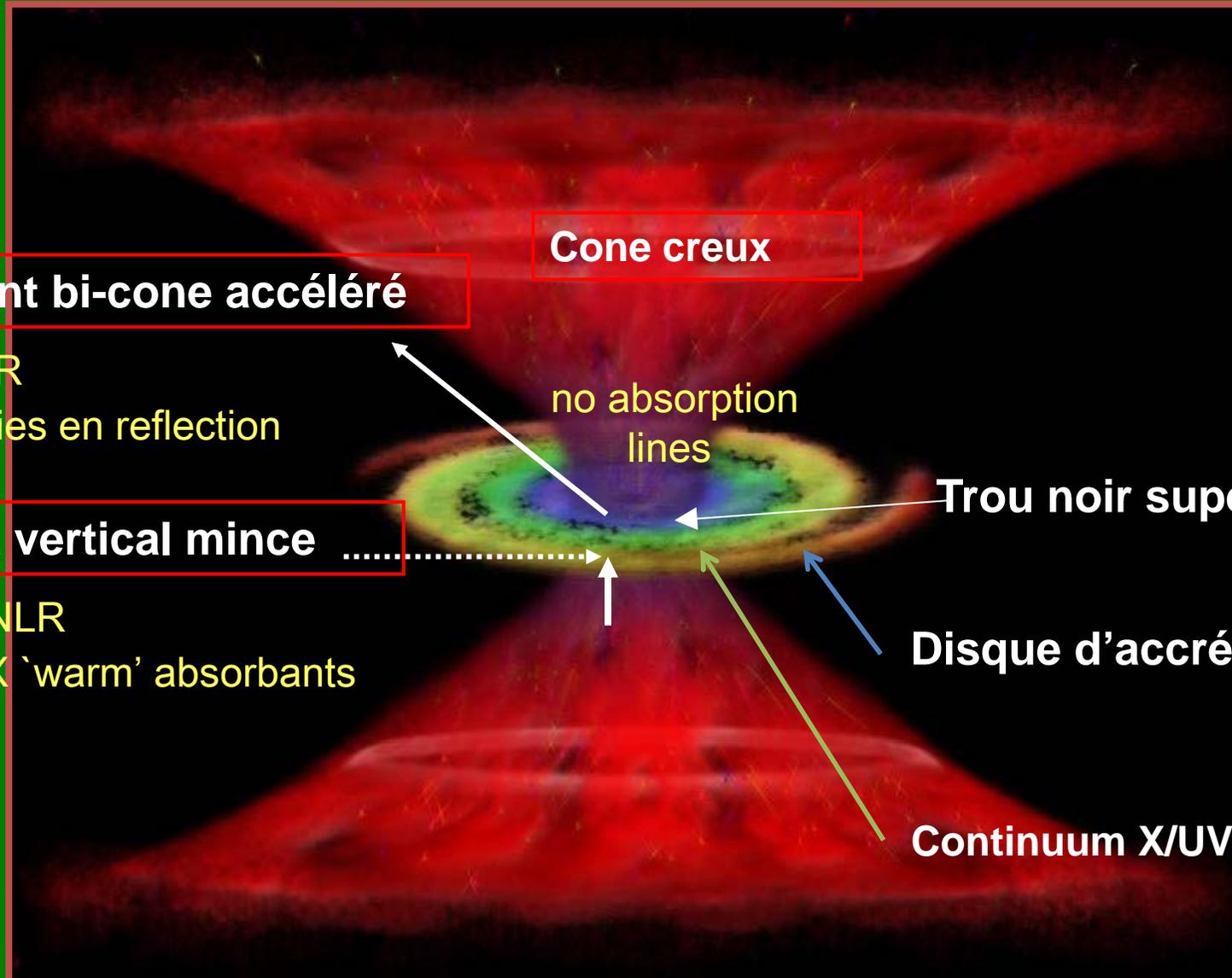


QSO BAL

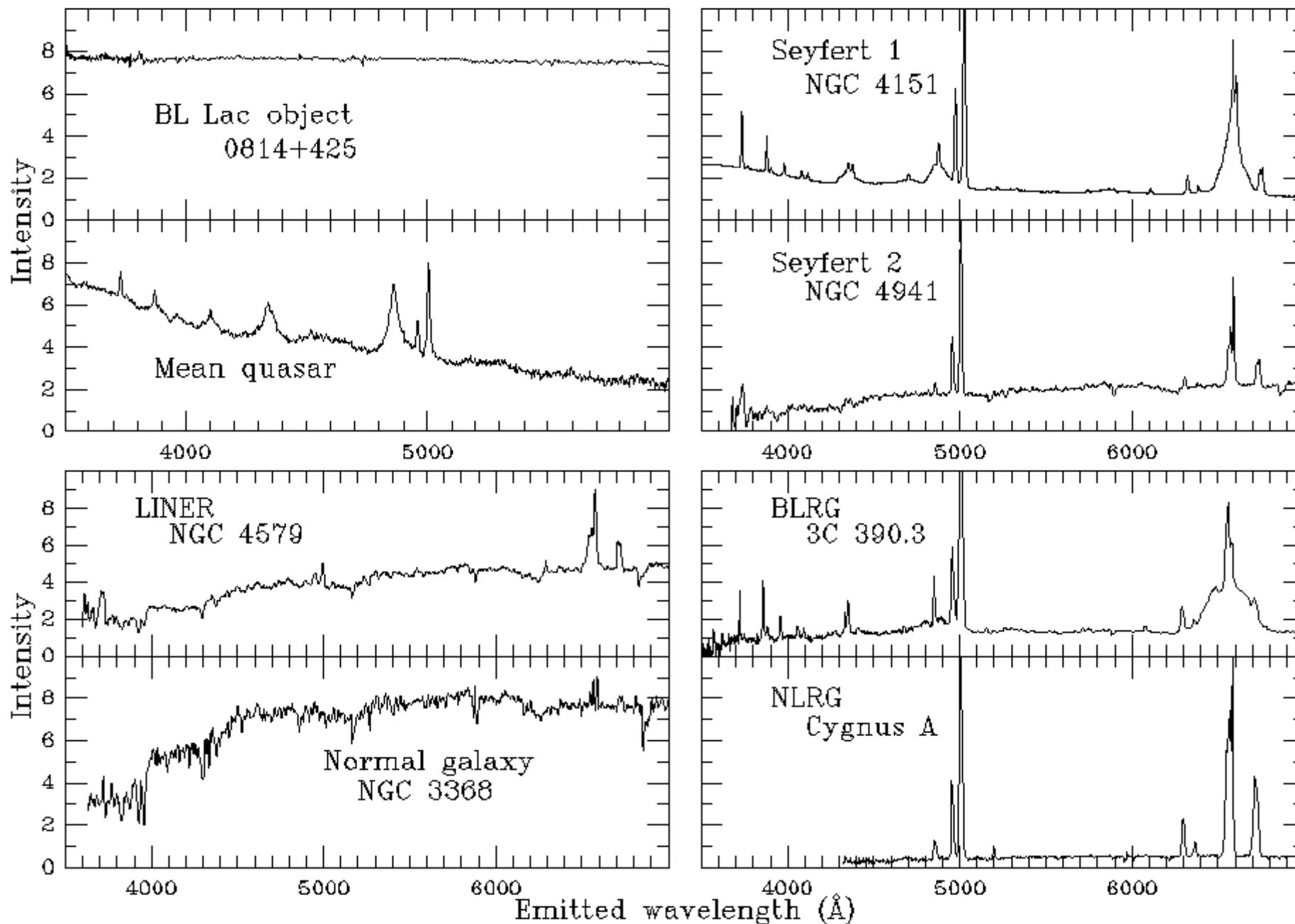
3 composants

- 1) Haute ionisation, faible densité
- 2) haute ionisation, forte densité
- 3) Faible ionisation, haute densité

Atmosphère du Quasar, NLR vent stationnaire



Les différents types de noyaux actifs (AGN)



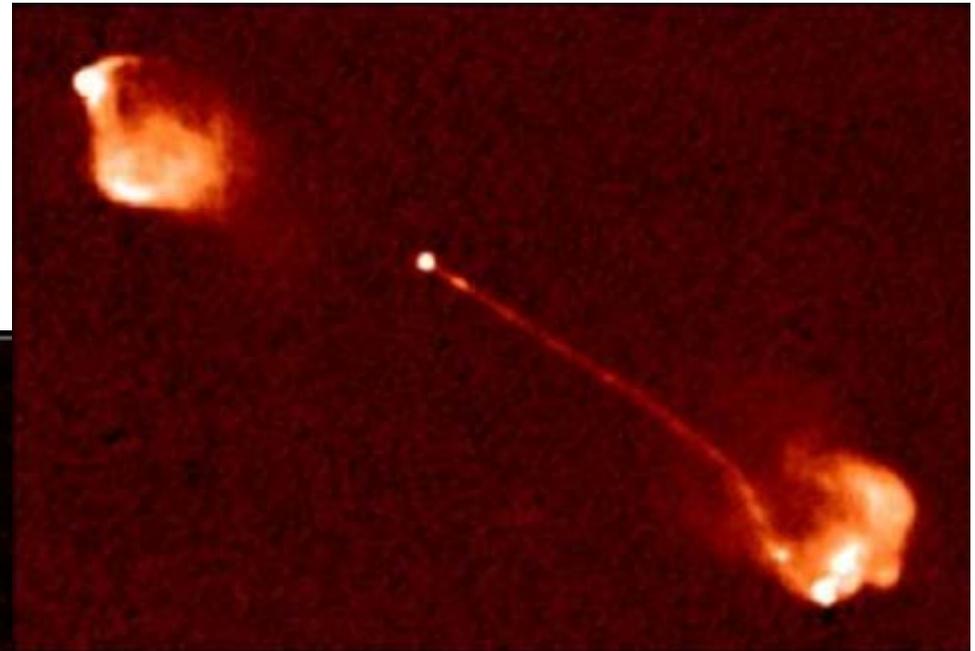
Différents types de radio sources

Selon Fanaroff & Riley (1974)

FRI faible luminosité

Plus fréquemment tordus

Source de type FR I: 3C31 (VLA)



Source de type FR II: 3C175

Forte luminosité

Dominée par les lobes

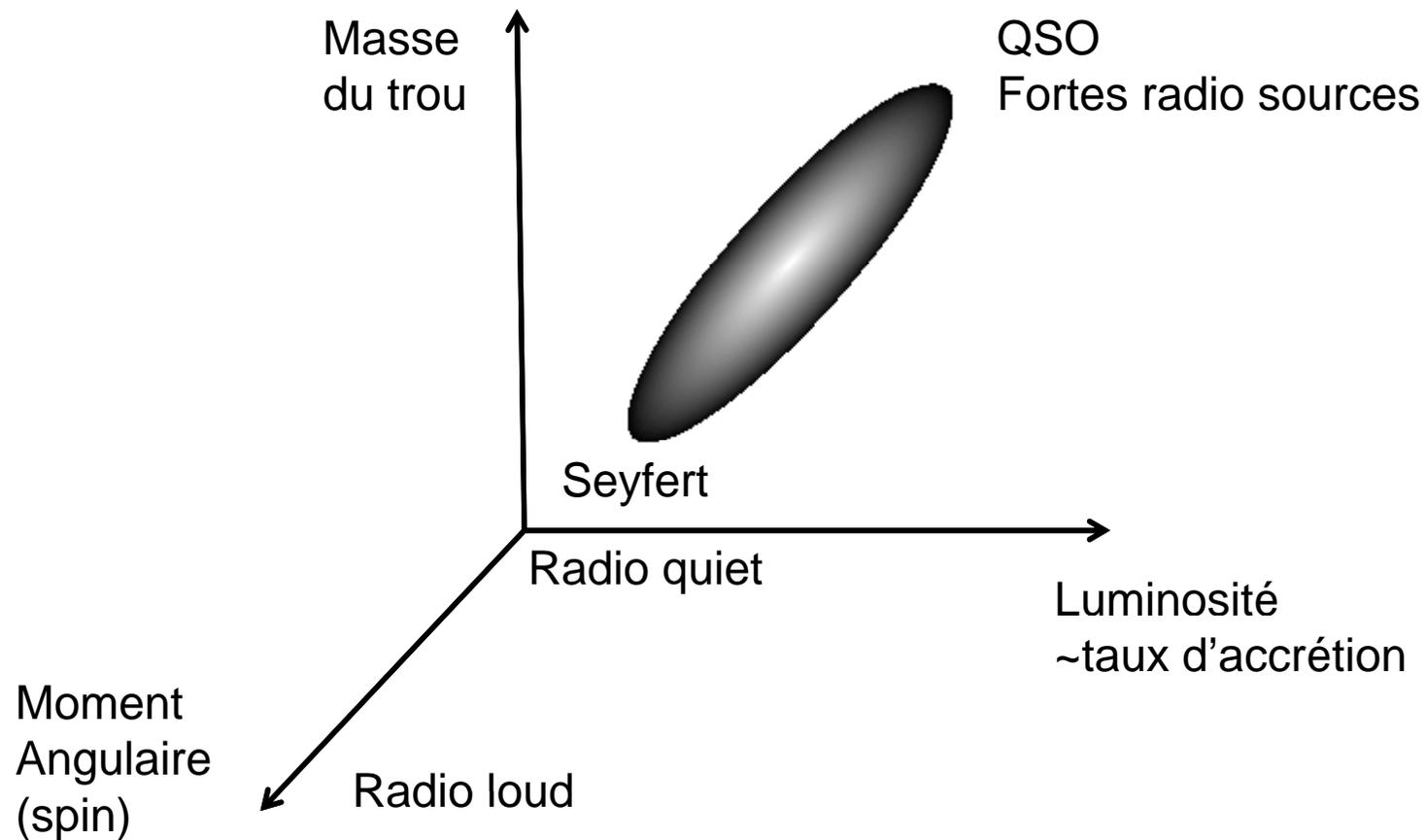
Jet relativiste (avec boost)

Moins dépolarisée (vers l'obs)

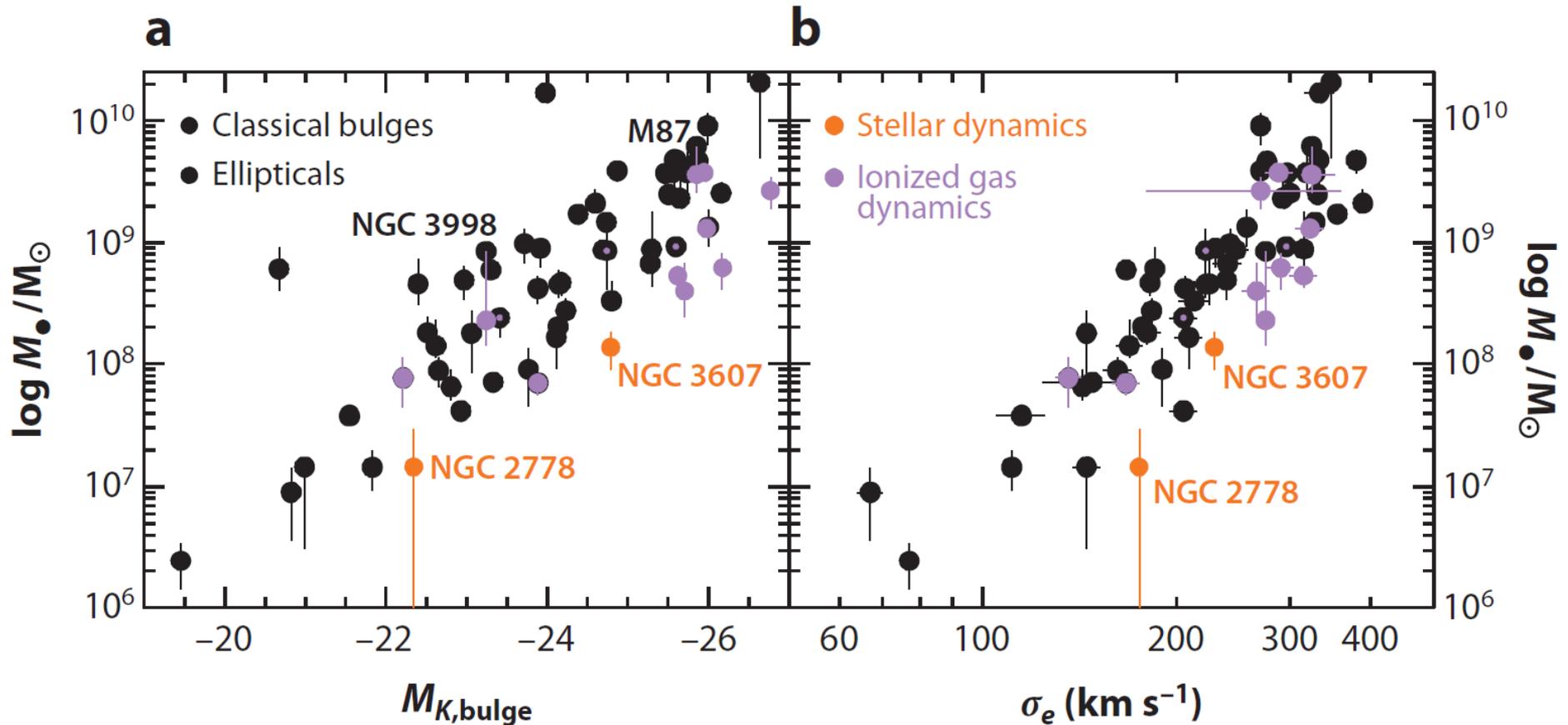
Effet rotation Faraday

Classification physique des AGN

- Pas seulement unification, due aux effets de projection et de poussière

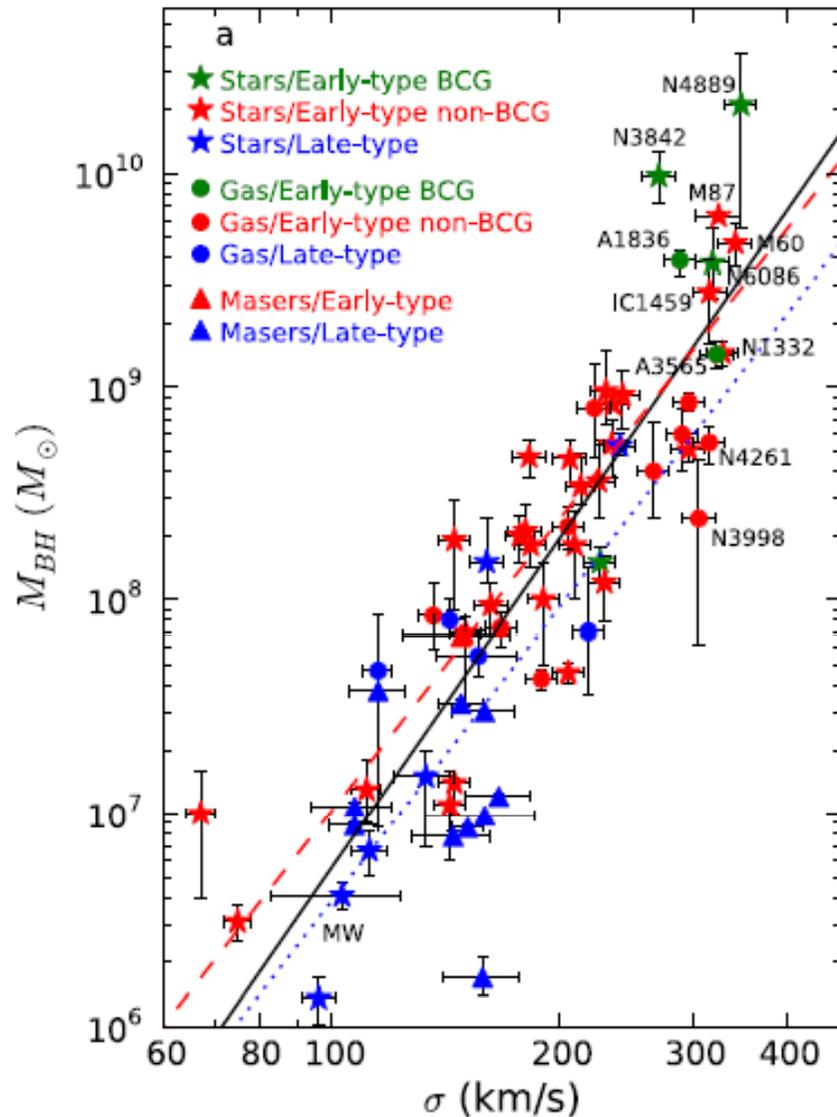


Relation Trou noir - Bulbe



La relation apparaît meilleure avec la **dispersion de vitesse centrale**,
Qui est une mesure de la masse du bulbe (Kormendy & Ho 2013)

Relation Trou noir – Bulbe (2)



$$M_{BH} = 0.5\% M_{bulbe}$$

Parfois quelques exceptions, dans les amas de galaxies

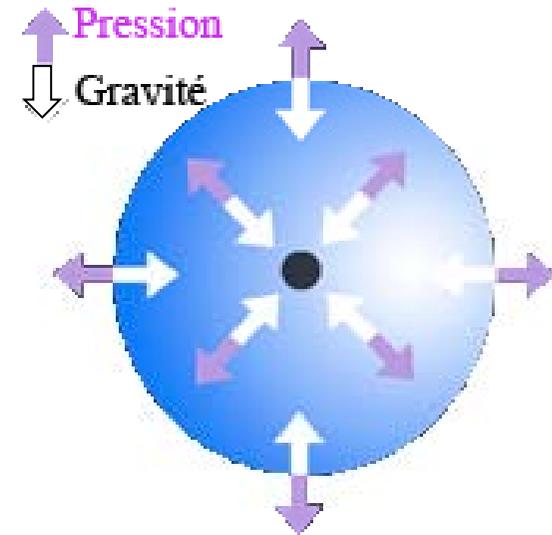
Ou bien tôt dans l'Univers

Masses obtenues avec la cinématique des étoiles, du gaz ou les masers

$$M \sim \sigma^4 \text{ (Loi type Faber-Jackson)}$$

Limite d'Eddington

La pression de radiation
compense la gravité
Le gaz ne peut plus tomber



$$L_E = 4\pi c G M_{bh} m_p / \sigma_e = 3.3 \times 10^{12} L_{\odot} (M_{bh} / 10^8 M_{\odot})$$

Un trou noir ne peut pas rayonner plus que L_E
Et ne peut pas manger plus que

$$dM_E/dt = L_E / \eta c^2 = 2 M_{\odot} / \text{yr} (M_{bh} / 10^8 M_{\odot}) (0.1 / \eta)$$

Croissance des trous noirs

Comment se passe l'accrétion de matière?

Pour un quasar rayonnant 10^{46} erg/s ou plus,
il doit avaler

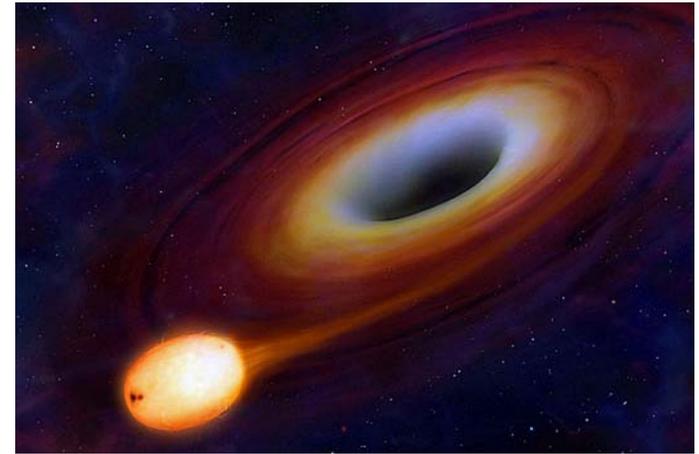
$$dM/dt = 1.7 (0.1/\eta) (L/10^{46} \text{ erg/s}) M_{\odot} / \text{yr}$$

Ceci est la limite d'Eddington pour un trou noir de $10^8 M_{\odot}$

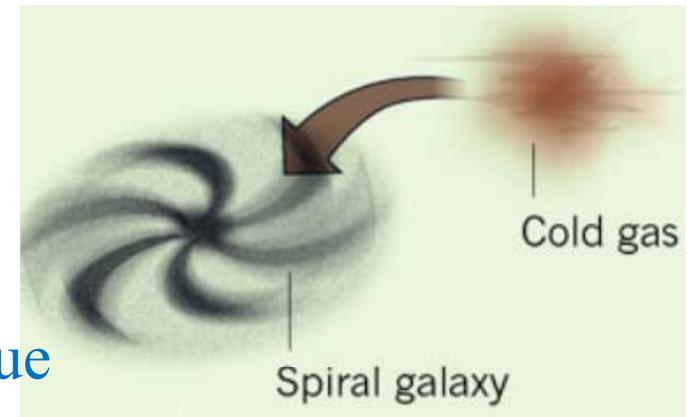
La phase d'activité des AGN est de **50-100 Myr**

Ceci correspond à la fréquence des noyaux actifs observée au cours du temps, sachant que toutes les galaxies possèdent un TN, et ont été actives à un moment donné

Dans une phase d'activité de 10^8 an, $2 \cdot 10^8 M_{\odot}$ doivent être disponibles: gaz et étoiles



Limites sur la croissance



Comment alimenter le TN \ll temps dynamique

Perte de masse des étoiles? $10^{-11} M_{\odot}/\text{an}/\text{étoile}$

Possible seulement en cas de flambée de formation d'étoiles

Avec un amas de $4 \times 10^9 M_{\odot}$, où toutes les étoiles sont jeunes à $t=0$

Rayon d'action gravitationnelle du TN M_{\bullet} : Rayon **d'accrétion R_a**

$$R_a = GM_{\bullet}/V_{\infty}^2 \sim 3 \times 10^{19} \text{cm} M_8 (200 \text{km/s}/V_{\infty})^2$$

Rayon de collisions R_{coll} , en dessous duquel les étoiles se détruisent par collisions: la vitesse autour du TN $(GM_{\bullet}/r)^{1/2}$ est comparable à la vitesse d'échappement d'une étoile $(GM^*/r^*)^{1/2}$ (pour une masse solaire, $v^* \sim 500 \text{km/s}$)

$$R_{\text{coll}} \sim 7 \times 10^{18} \text{cm} M_8$$

Trou noir et amas d'étoiles



Rayon de marée: les forces de marée pourraient détruire l'étoile, à moins d'une distance RT

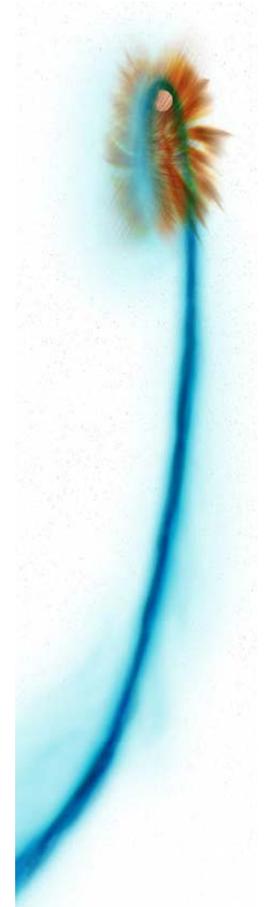
$$RT \sim R_*(M/M_*)^{1/3} \sim 6 \times 10^{13} \text{cm} M_8^{1/3} \rho_*^{-1/3}$$

où ρ_* est la densité moyenne d'étoiles

Rayon d'Eddington: en dessous une étoile reçoit plus de lumière que sa propre luminosité d'Eddington

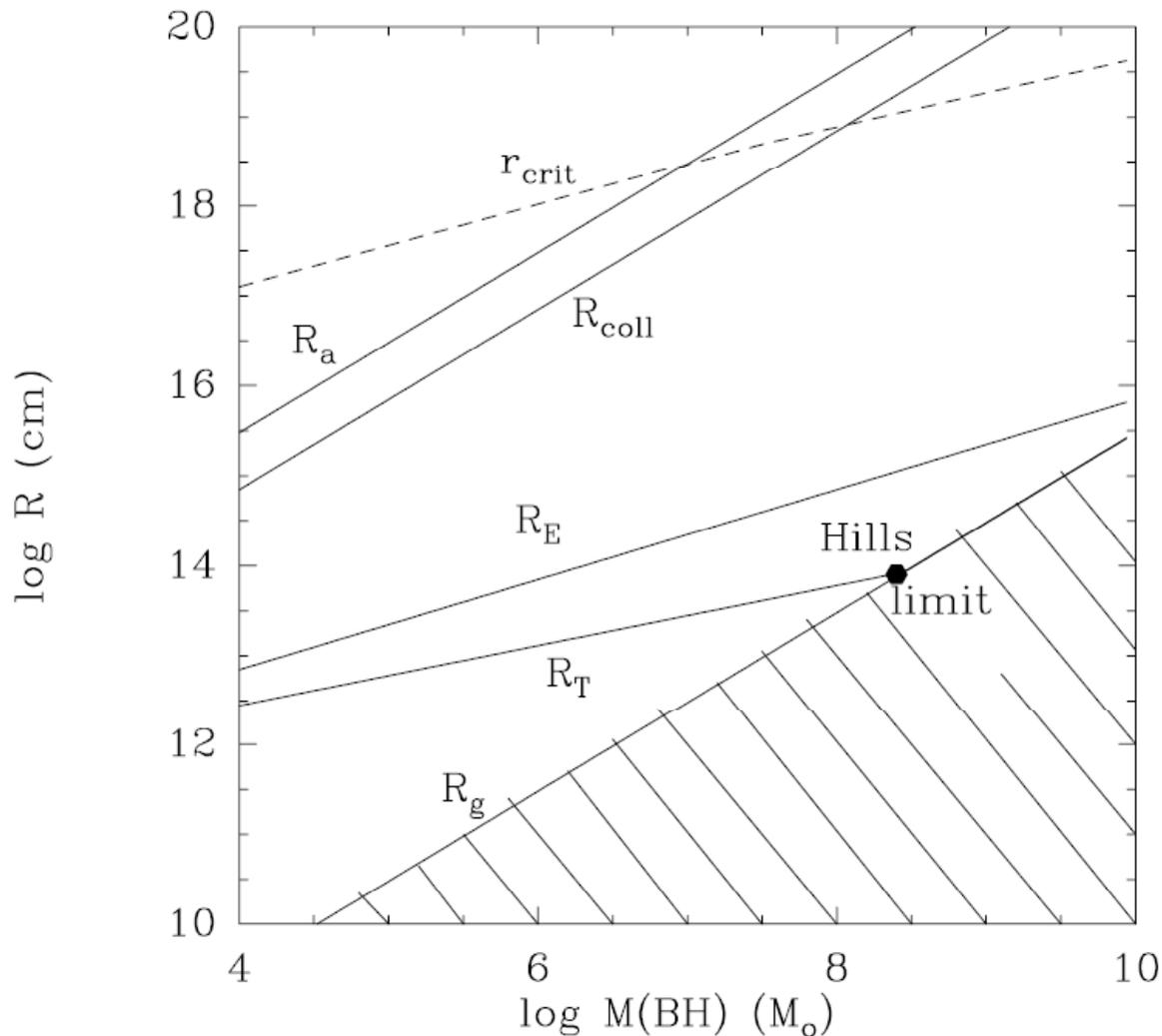
$$RE \sim R_*(M/M_*)^{1/2} \sim 7 \times 10^{14} \text{cm} M_8^{1/2}$$

La pression de radiation peut alors détruire l'enveloppe, et former des étoiles "boursouflées", plus fragiles envers la perte de masse



Rayons caractéristiques

Les problèmes de cône sont importants si $r < r_{\text{crit}}$



R_a Rayon d'accrétion
 R_{coll} Rayon de collision

R_E Rayon d'Eddington
 R_T rayon de marée

$R_g = R_s$ horizon de Schwarzschild

Pic d'étoiles près du trou noir

Young 1980

Dans le rayon d'accrétion R_a du trou noir,
les étoiles s'accumulent

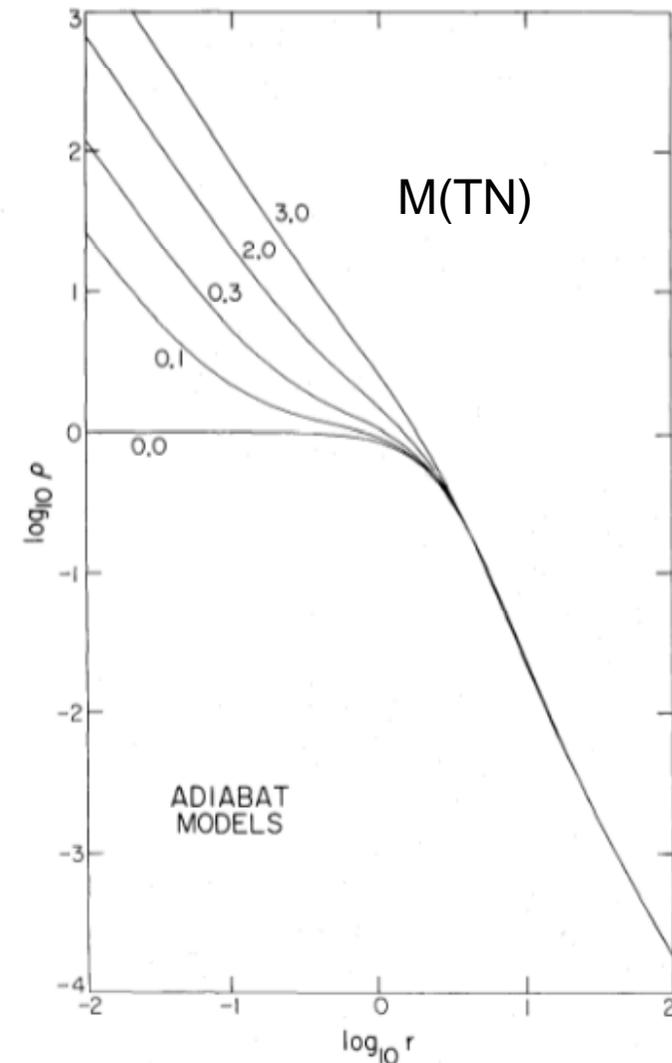
Calculs de diffusion, relaxation \rightarrow densité
en $\rho \sim r^{-7/4}$

$t_R/t_{\text{dyn}} = N/\log N$, $t_R \sim 3 \cdot 10^8$ an au centre
d'une galaxie typique

Sans TN, la densité serait quasi constante
($r^{-0.5}$) pour $r < R_a$, puis en r^{-2}

\rightarrow L'excès d'étoiles $r < R_a$ favorise les
collisions

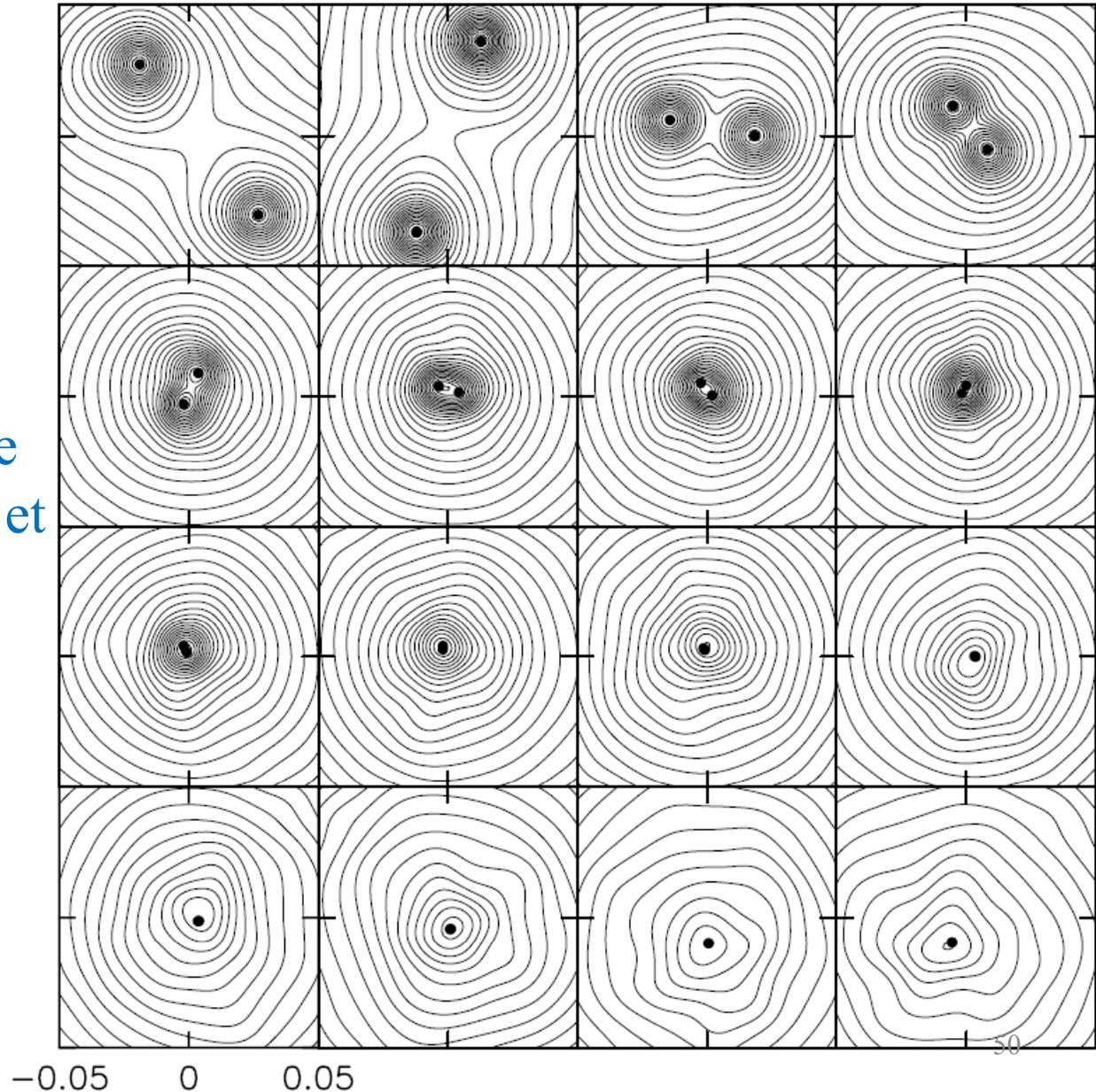
Pour une densité d'étoiles $n > 10^7/\text{pc}^3$, les
collisions dominant



Destruction du pic d'étoiles

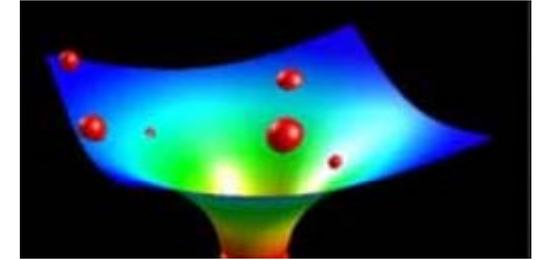
Des galaxies contenant
des TN ont des pics
stellaires

La fusion des deux TN
et la friction dynamique
chauffent les étoiles et
aplatissent les pics



Milosavljevic & Merritt 2001

Etapes de la croissance



On atteint la limite de Hills, quand le rayon de marée tombe en dessous de l'horizon

L'étoile entre dans l'horizon et n'est détruite qu'ensuite

Il n'y a pas d'expansion de gas, pas de rayonnement, et pas d'activité du noyau. Le trou noir croît encore plus vite!

Ceci est dû à la densité moyenne du trou noir, qui diminue avec la masse

Rayon du trou noir $R_s = 2GM/c^2 \rightarrow$ Densité $\sim 1/M^2$

$M(\text{Hills}) = 3 \cdot 10^8 M_\odot$ et on connaît des TN de masses $> 10^{10} M_\odot$

\rightarrow Possible que toute accrétion ne se voie pas

Durée de la croissance



Partant d'un TN de masse stellaire $\sim 10 M_{\odot}$, il ne peut croître au maximum qu'avec le taux d'accrétion d'Eddington

$L_E = 3.3 \cdot 10^{12} L_{\odot} M_8$ pour $M_{\bullet} = M(\text{Hills})$, $L = 10^{13} L_{\odot}$ soit de l'ordre des plus puissants quasars

Puisque $dM/dt \sim L \sim M$, la croissance est exponentielle

Il faut 1.6 milliard d'années pour atteindre $M(\text{Hills})$

→ On prédirait alors un maximum de quasars à $z=4$

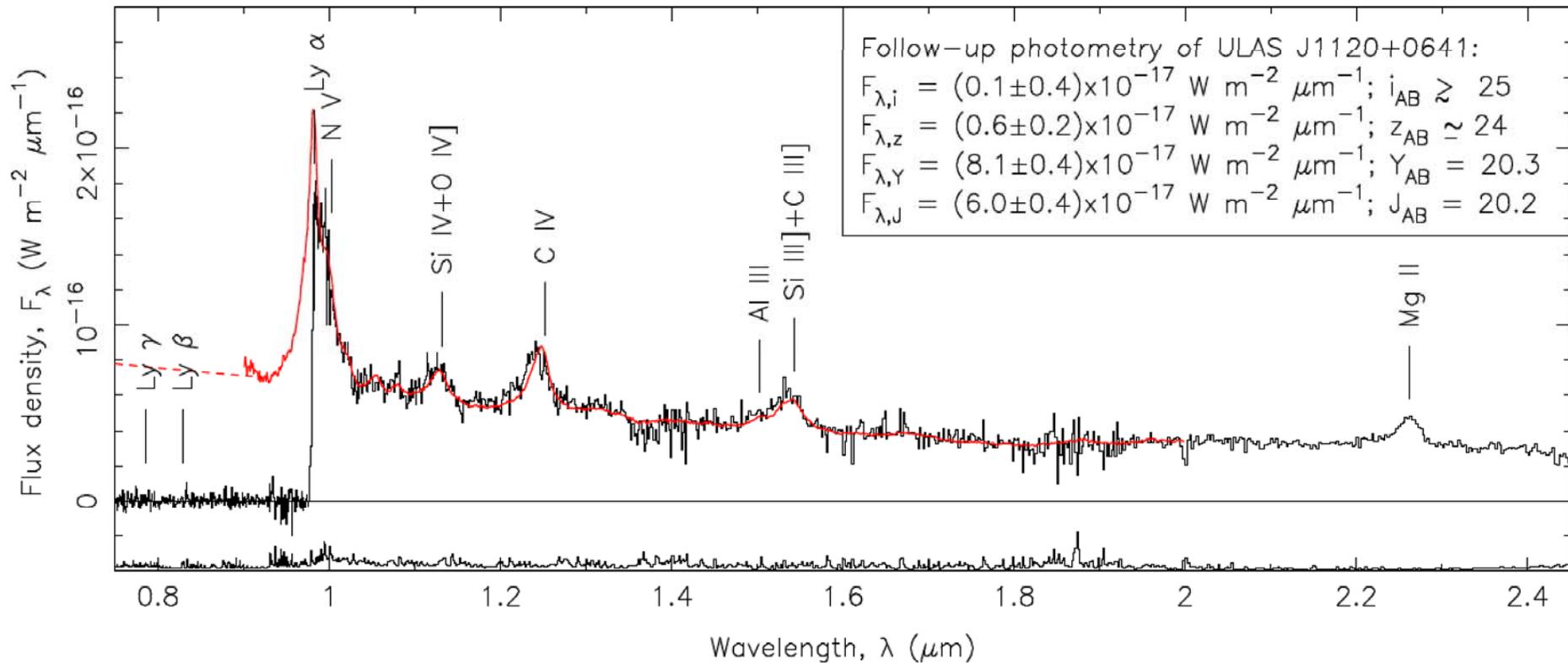
Mais pas réaliste, le trou noir manque de matière, il doit jeûner

Le TN fait le vide autour de lui (*cône de perte, loss cone, faible J*)

→ Si on prend en compte le temps de relaxation des étoiles, il faut un temps de Hubble pour arriver à $M(\text{Hills})$

Le quasar le plus lointain

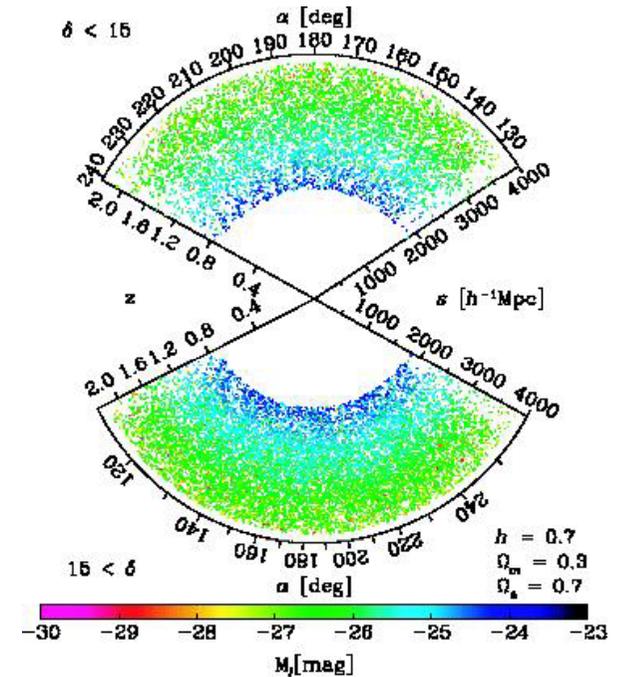
- ULAS J112001.48+064124.3 at $z = 7.085$
- 0,7 Gyr après le Big-Bang seulement



Mortlock et al 2011, UKIDSS recherche par la technique des couleurs

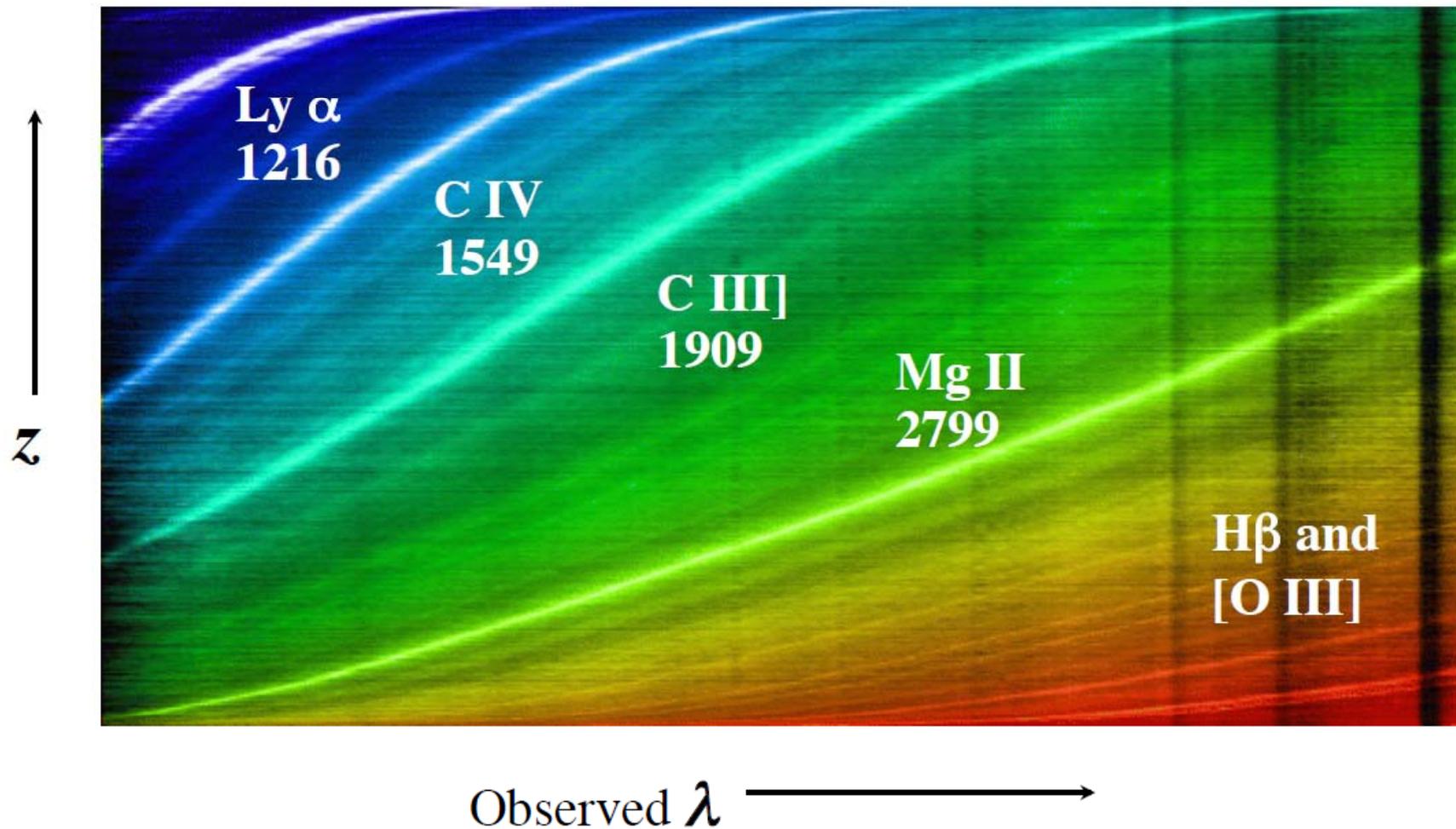
Les catalogues de quasars

- Aujourd'hui $> 300\,000$ QSOs confirmés par spectroscopie et $> 1,000,000$ candidats QSO sélectionnés par leur couleur
- Venant de surveys systématiques, e.g., SDSS et 2QZ
- Autrefois catalogues plus artisanaux avec des raies d'émission e.g., Mrk, UM, CSO, KISS, [HB89], Veron etc.
- Il existe aussi $> 10^5$ sources en rayons X (AGN en majorité)
- En addition $\sim 10^6$ radio sources dans plusieurs catalogues
- Surveys Radio Parkes (PKS), Green Bank (GB), NRAO VLA Sky Survey (NVSS), Faint Images of Radio Sky at Twenty cm (FIRST), etc. etc.



Sélection des quasars par leur couleur

- Les raies sont décalées vers le rouge progressivement



Trous noirs massifs et galaxies

Noyaux actifs: très grande variété d'objets, de manifestations

Energie bien supérieure au nucléaire: matière tombant sur un trou noir

Unification ?

Formation, influence sur les galaxies hôtes

Encore bien des questions

**Tore moléculaire?
Jets radio ou non?
QSO à $z=7$**

