

Environnement des couples serrés : disques et jets, connexion accrétion-éjection

Christian Motch

CNRS, UMR 7550 / Observatoire de Strasbourg

Abstract. Jets and collimated winds are found in many classes of astrophysical objects, from young stars to AGNs. Galactic binaries often exhibit such characteristics, whatever the nature of their primary (white dwarf, neutron star or black hole). Multiwavelength observations of these sources have already given us some clues on the links between accretion and ejection. It is now recognized that potential wells and accretion discs are required to produce jets, but the physical mechanisms responsible for mass ejection and collimation of jets are still a matter of debate.

Des jets ou vents collimatés ont été mis en évidence dans de nombreuses classes d'objets astrophysiques allant des étoiles jeunes aux AGN. Les binaires galactiques montrent fréquemment ce phénomène, que l'objet compact soit une naine blanche, une étoile à neutron ou un trou noir. L'observation multi-longueur d'onde de certaines de ces sources permet de commencer à mieux comprendre les liens unissant accrétion et éjection. Bien que certains ingrédients tels qu'un puits de potentiel gravitationnel et un disque d'accrétion soient universellement nécessaires à la production des jets, l'origine physique de l'éjection et de la collimation reste encore débattue.

1. Introduction

D'un point de vue historique, la découverte des jets astrophysiques est plutôt ancienne. La première mise en évidence remonte à Curtis (1918) qui rapporte la détection d'un filament optique dans la galaxie elliptique M87 ("a curious straight ray ... apparently connected with the nucleus by a thin line of matter"). La nature des "nébuleuses" est maintenant bien mieux comprise, et depuis les années soixante et la découverte du jet de 3C 273 (Schmidt 1963), de nombreux jets extragalactiques ont été détectés en radio sur des échelles allant du parsec au kiloparsec ou plus. Paradoxalement, la découverte de jets en provenance d'objets ga-

lactiques est beaucoup plus récente. Dans deux articles datant d'une vingtaine d'années, Cudworth & Herbig (1979) et Herbig & Jones (1981) rapportent la découverte de mouvements propres dans deux couples d'objets de Herbig Haro émanant d'une source centrale enfouie. A peu près au même moment, Margon et al. (1979a) mettent en évidence des décalages Doppler variables et de grande amplitude dans les raies du spectre optique de la binaire galactique SS 433, émettrice de rayons X et contenant un objet très compact, trou noir ou étoile à neutron. SS 433 est resté un cas unique jusqu'à ce que des observations en rayons X durs et en radio ne permettent de découvrir d'autres exemples galactiques (microquasars, Mirabel et al. 1992). Enfin la mise en évidence des jets dans des systèmes contenant une naine blanche en accréation date de moins de 5 ans (Southwell et al. 1996, Motch 1998).

Les jets émanant des binaires galactiques ont des longueurs de l'ordre de 10^{17} cm alors que les plus grands émis par les noyaux actifs de galaxies peuvent atteindre 10^{24} cm. De même, les vitesses observées varient de quelques dizaines de km/s pour les jets des étoiles jeunes à des vitesses relativistes pour les trous noirs. Cependant, en dépit de ces grands changements d'échelles, tous les objets émettant des jets ont comme trait commun l'existence d'un potentiel gravitationnel central entouré d'un disque d'accréation. Il se pourrait donc bien qu'un seul et même mécanisme fondamental puisse rendre compte de l'ensemble des phénomènes. Ainsi, l'observation des jets galactiques prenant naissance dans des systèmes binaires peut nous apprendre beaucoup sur ce qui se passe au sein des noyaux actifs de galaxies. D'autre part l'échelle de temps dynamique de variation étant proportionnelle à la masse de l'objet accréant, les étoiles binaires permettent des diagnostics temporels impossibles à réaliser sur les trous noirs massifs, et en particulier sur l'étude des liens de causalité existant entre l'accréation et l'éjection.

L'objectif de cette revue est de présenter un panorama varié mais non exhaustif des phénomènes de jets observés dans les binaires galactiques dans la perspective plus générale des jets astrophysiques. La première partie est consacrée à la description phénoménologique des jets. Le mécanisme d'émission synchrotron qui est à l'œuvre dans de nombreuses circonstances est présenté dans la deuxième section. La troisième section décrit des observations récentes reliant les phénomènes d'accréation et d'éjection. Enfin quelques considérations théoriques sur les mécanismes de formation des jets sont présentées en conclusion.

2. Observations des jets astrophysiques

2.1 Jets extragalactiques

Les jets extragalactiques prennent naissance près des trous noirs massifs présents dans les noyaux actifs de galaxies. Dans la plupart des cas les jets sont détectés par leur émission radio, principalement à cause du faible contraste et de l'absence de haute résolution angulaire à d'autres longueurs d'ondes. Pour quelques galaxies proches, il est cependant possible d'observer directement le phénomène en optique ou même en rayons X. On distingue deux types de morphologie radio ; les jets de faible luminosité en forme de plume vus des deux côtés et présentant un angle d'ouverture relativement large (Fanaroff-Riley classe I, FRI ; Fanaroff & Riley 1974) et les sources de classe FR II qui sont plus lumineuses et montrent un jet unilatéral et très collimaté. Nous citerons ici deux exemples proches s'appuyant sur des observations récentes en optique et en rayons X :

a) M87 (et sa source radio associée Virgo A, 3C 274) est une galaxie elliptique géante située près du centre de l'amas de la Vierge à une distance de 16 Mpc. L'analyse spectroscopique des vitesses dans le disque de gaz ionisé central indique la présence d'une concentration de masse de $3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ dans 3 pc (Harms et al. 1994). Le jet de M87 est visible en optique, radio et rayons X et s'étend sur 20 secondes d'arc.

A l'aide d'observations HST répétées sur plusieurs années (Fig. 1), Biretta et al. (1999) ont pu mesurer le mouvement propre des concentrations optiques et ont montré que leur vitesse apparente est de l'ordre de 4 à 6 fois la vitesse de la lumière. Suivant l'interprétation classique des vitesses superlumériques, ceci implique que le jet de M87 est vu avec un angle inférieur à 19 degrés.

b) La radio galaxie CenA (NGC 5128) est la galaxie active la plus proche, située à seulement 3 Mpc. Il s'agit d'une galaxie elliptique barrée d'une ceinture de poussières. L'image en rayons X obtenue par Chandra (Fig. 2) confirme les résultats de ROSAT (Doebereiner et al. 1996) et montre une source centrale brillante associée au noyau actif ainsi qu'un jet principal et un peu de contre jet (Kraft et al. 2000). Le spectre X du jet est compatible avec celui attendu d'un rayonnement synchrotron (Turner et al. 1997).

2.2 Jets d'étoiles jeunes

Les étoiles de toutes masses génèrent des vents et des écoulements bipolaires collimatés pendant leur phase de formation. Les manifestations les plus visibles de ces jets sont les objets de Herbig-Haro qui sont des régions particulières de plasma chaud ionisé par des chocs et localisées au milieu d'un nuage froid non ionisé. On peut observer les jets

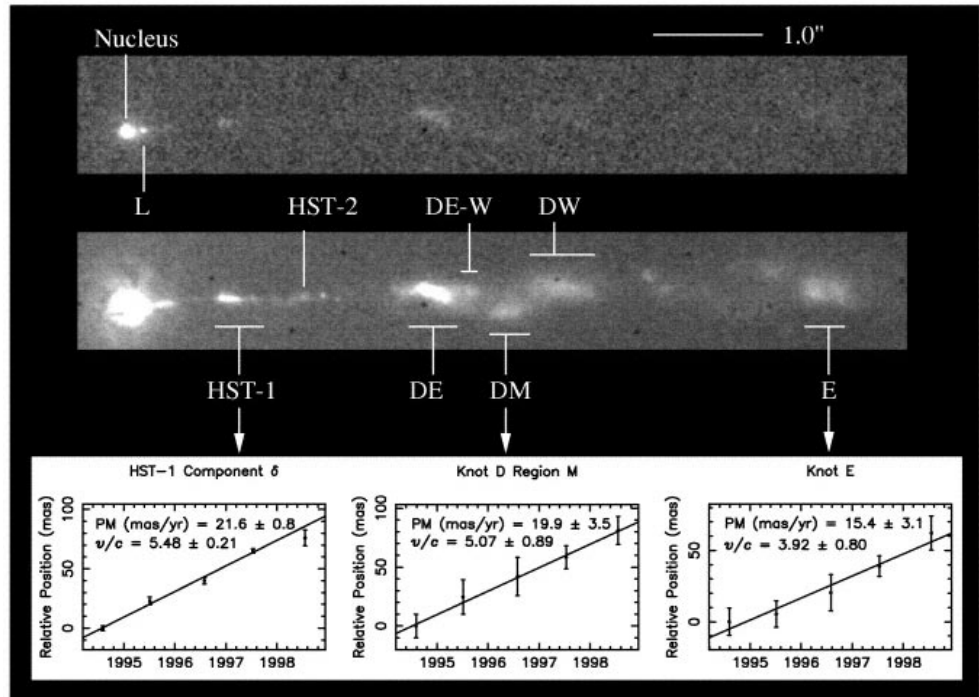


Figure 1.: Le jet de M87 observé en haute résolution spatiale par le HST d'après Biretta et al. (1999). A la distance de M87, $6'' = 500 \text{ pc}$. En haut avec filtre atténuateur permettant de mieux voir les régions centrales, au milieu, sans filtre. Les diagrammes du bas montrent l'évolution dans le temps de la position de différentes nodosités.

collimatés en provenance de l'étoile en formation avec des vitesses de quelques centaines de km/s, se terminant sur des objets de Herbig-Haro. Ceci suggère que ce sont les jets qui procurent l'énergie nécessaire aux chocs (Voir Fig.3). Quand l'étoile est enfouie dans un nuage moléculaire dense, le jet se traduit par des flots moléculaires seulement visibles en radio et infra-rouge. Il semble que pour les étoiles en formation l'existence de jets soit la règle plus que l'exception et que ce phénomène soit nécessaire à l'évacuation d'une partie du moment angulaire associé à la matière accrétée. Reipurth & Bertout (1997) présentent une bonne revue du sujet.

2.3 Les jets des binaires galactiques : systèmes contenant des naines blanches

A ce jour la seule signature connue des jets en provenance de naines blanches en phase d'accrétion est l'apparition de raies satellites de part et

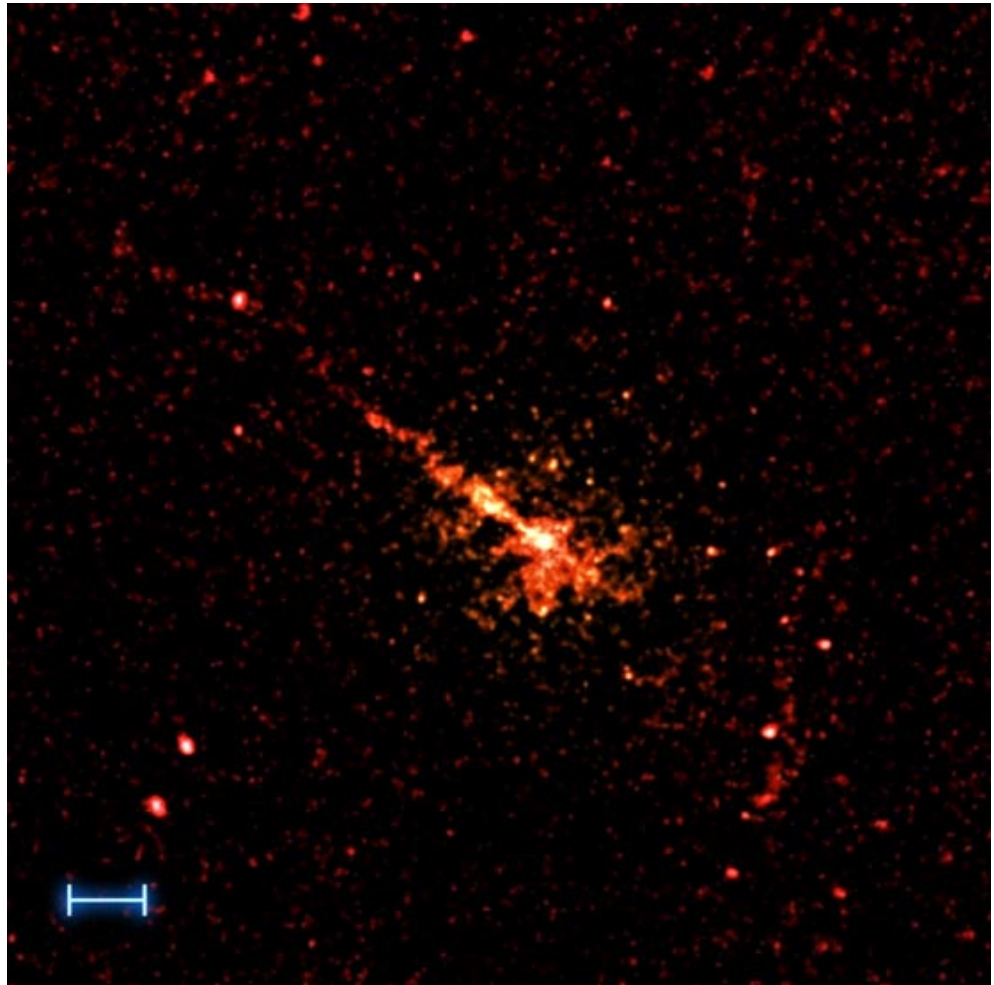


Figure 2.: *Le jet de CenA observé en rayons X (0.2 - 5 keV) par la caméra à haute résolution (HRC) de Chandra. Un pixel du HRC représente 0.13'' sur le ciel pour un champ total de 33' × 33'. La petite barre a une dimension de 1 kpc à la distance de la galaxie. Copyright NASA/CXC/SAO.*

d'autre des raies principales (H alpha, H beta, HeII) décalées de ~ 800 à 5000 km/s (Fig. 4). A moins qu'elle ne traduise une phase d'accélération, la largeur des raies indique de relativement grands angles d'ouverture. L'éjection semble donc plutôt compatible avec un vent collimaté qu'un jet proprement dit (cf. Table 1).

Ce phénomène (souvent transitoire) a été détecté dans plusieurs binaires serrées à fort taux de transfert de masse et ayant développé un

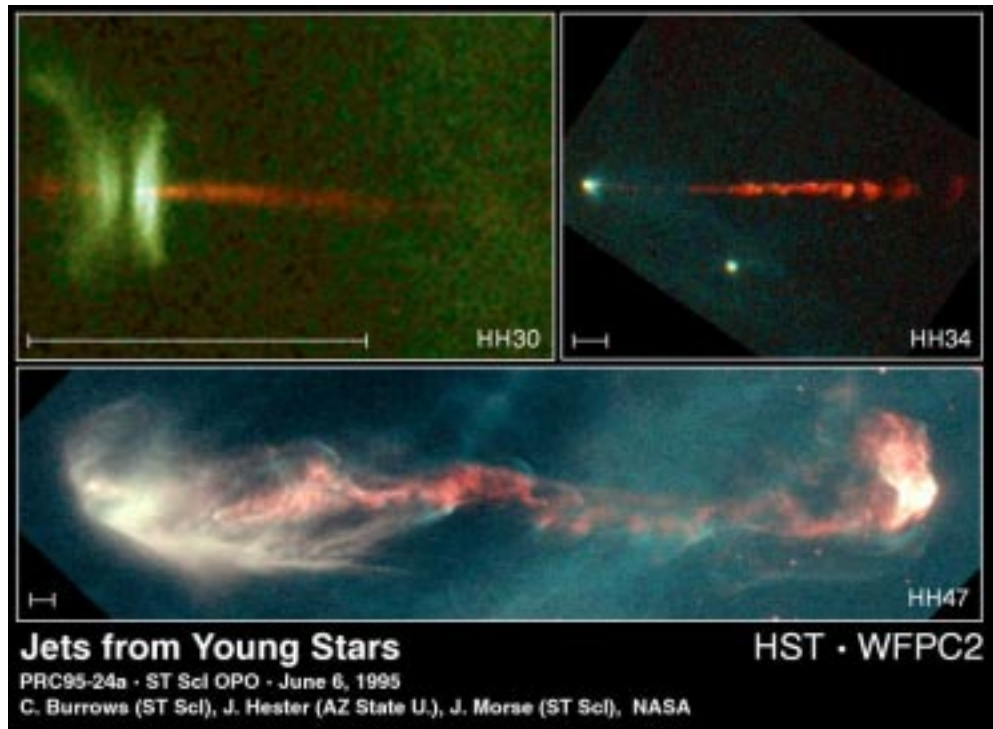


Figure 3.: *Trois exemples de jets et d'objets de Herbig-Haro associés à des étoiles en formation. Dans toutes les images la barre représente une distance de 1000 UA. En haut à gauche : La lumière de l'étoile naissante illumine l'intérieur du disque d'accrétion. Le jet prend naissance dans les parties internes du disque. En haut à droite : La structure en grumeaux est probablement due à l'éjection périodique de paquets de matière. En bas : La structure compliquée du jet semble indiquer que l'étoile cachée dans le nuage noir à gauche de l'image pourrait précéder sous l'effet d'un compagnon. Le jet a creusé une cavité. La partie brillante à droite résulte de sa collision avec le milieu interstellaire plus dense. (Copyright NASA).*

disque d'accrétion (4 sources de rayons X dites "supersoft" et une seule variable cataclysmique, T Pyx).

Les sources X dites "supersoft" sont très lumineuses ($L_X \sim 10^{37}$ erg/s) et apparaissent comme des émetteurs de rayons X de "faible" température, de l'ordre de 10^5 K. Elles ont été principalement découvertes par ROSAT dont le détecteur était particulièrement sensible à ce type de spectre. Ces sources tirent leur énergie de la combustion thermonucléaire stable de l'hydrogène en couche à la surface d'une naine blanche. Ce régime n'est atteint que pour un taux d'accrétion particulièrement élevé,

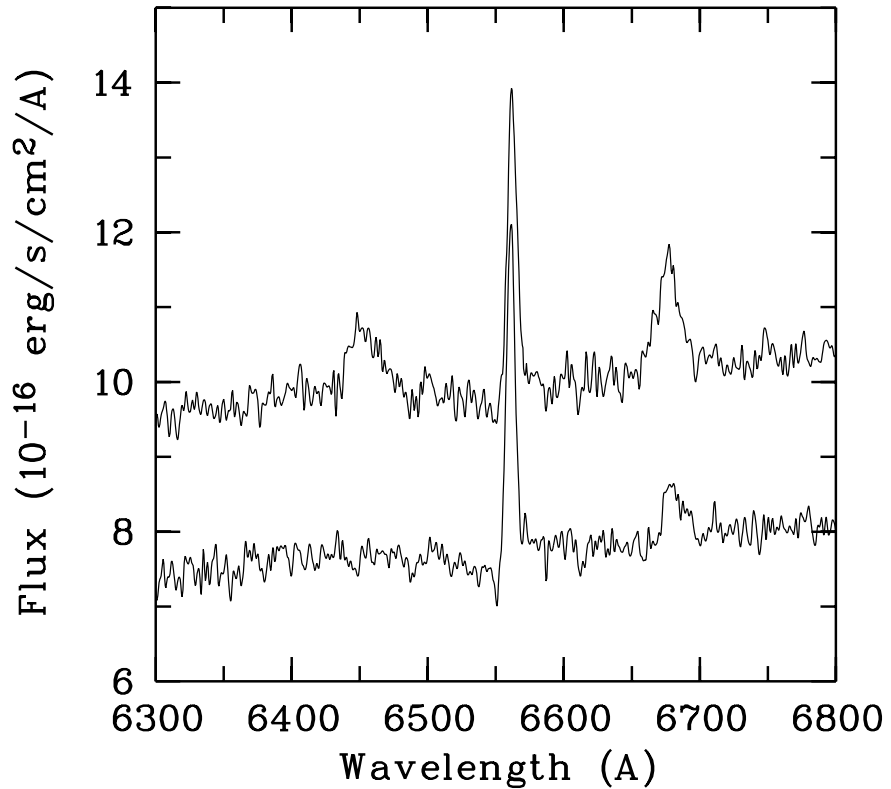


Figure 4.: *Figure extraite de Motch (1998) : Le jet de la source X supersoft RXJ 0925-4758. En haut : spectre optique moyen obtenu le 7 juin 1997 et montrant le jet. En bas le spectre 'sans jet' obtenu la nuit suivante et décalé en flux pour une meilleure lisibilité. La forme des raies indique un demi-angle d'ouverture de 20.7 deg, une inclinaison de 24.6 deg et une vitesse du jet de 5600 km/s.*

$10^{-7} M_{\odot}$ /an, des taux plus bas conduisant à un mode de combustion explosif et au phénomène de nova. Le mécanisme induisant le fort taux de transfert de matière (débordement instable du lobe de Roche ou phénomènes auto-entretenus d'irradiation de l'atmosphère de la secondaire) n'est pas encore clairement identifié.

Bien que l'objet compact soit une naine blanche dans les deux cas, les sources X "supersoft" sont beaucoup plus lumineuses que les variables cataclysmiques à taux d'accrétion égal. En effet, l'énergie libérée par la combustion thermonucléaire ($\sim 0.007 mc^2$) est 20 à 50 fois plus grande que celle due à l'accrétion sur la naine blanche. Beaucoup sont donc proches de la limite d'Eddington. Par comparaison, le fort puits gravitationnel des étoiles à neutron permet d'extraire une bien plus grande

Table 1.: *Principales caractéristiques des sources X "supersoft" montrant des éjections bipolaires*

Source	RX J0513-6951	RX J0019+2156	RX J0925-4758
Température (eV)	34-54	21-27	70-100
Lx (10^{37} erg/s)	0.3-0.9	1.2-4.8	<40
Période orbitale	18.3 h	15.8h	3.8j
V _{jet} projetée (km/s)	3800	815	5200
V _{jet} (km/s)	-	1200	5600
1/2 ouverture (deg)	-	15-40	17-41
Inclinaison (deg)	-	35-60	7-30

fraction d'énergie par accréation et par conséquent, le phénomène de combustion nucléaire à la surface de ces étoiles joue un rôle mineur dans le bilan énergétique (Table 2).

Table 2.: *Gain en énergie généré par l'accréation sur un objet compact de une masse solaire comparé à l'énergie libérée par la combustion thermonucléaire de l'hydrogène*

Objet compact	Accréation	Combustion nucléaire
Trou noir	0.1-0.42 mc^2	-
Etoile à neutron	0.15 mc^2	0.007 mc^2
Naine blanche	0.00025 mc^2	0.007 mc^2

La particularité la plus intéressante de ces objets tient au fait que la matière pouvant s'accumuler à la surface de la naine blanche, l'accréation peut accroître sensiblement la masse de l'étoile et la pousser au delà de la limite de stabilité de Chandrasekhar. Les sources X "supersoft" sont donc des précurseurs potentiels des supernovae de type Ia. En règle générale, les variables cataclysmiques ne montrent pas de jets mais ceci ne signifie pas pour autant qu'ils en soient absents, la largeur équivalente attendue des raies satellites pouvant être aussi faible que 0.01 à 0.1 Å.

2.4 Les jets des binaires galactiques : SS433

SS 433 est la première binaire X galactique dans laquelle des jets relativistes ont été détectés (Margon 1979a). Ce système binaire est unique dans la Galaxie à bien des égards. Deux jets opposés émis avec $v \sim 0.26 c$

précessent d'un angle de 19.8° autour d'un axe incliné de 78.8° avec une période de 164 jours. Les jets sont collimatés à mieux que 4° .

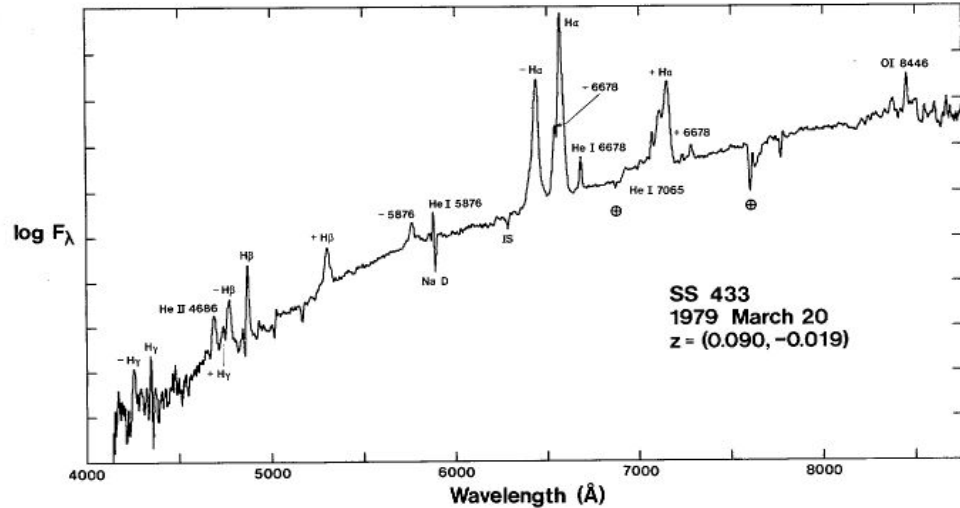


Figure 5.: Spectre optique de SS433 d'après Margon et al. (1979b).

Ces jets donnent naissance à des systèmes de raies décalées vers le rouge et le bleu dont l'amplitude en vitesse (jusqu'à quelques 50.000 km/s) oscille avec la période de précession. La vitesse moyenne des raies rouges et bleues reste à peu près constante à une valeur de $+12.000$ km/s. Le facteur de Lorentz correspondant à la vitesse d'éjection de $0.26 c$ est $\gamma = 1.035$. La dilatation temporelle relativiste qui en résulte explique le décalage moyen de 12.000 km/s. Les décalages Doppler sont visibles en optique (raies de Balmer et HeI) et en rayons X (raies du Fer) (Figs. 5 et 6). L'objet est très rougi ($V = 14.2$; $B-V = 2.1$; $A_v \sim 8$ mag) et situé à une distance d'environ 5 kpc. La période orbitale du système est de 13.08 jours. SS 433 se trouve au centre de ce qui semble être un reste de supernova (W50). L'émission optique de SS 433 est dominée par les effets de chauffage du compagnon et du disque et il est donc difficile de contraindre la fonction de masse par la spectroscopie optique. Les raies d'émission centrales bougent avec la source X mais ont des composantes multiples et variables. La nature de l'objet compact est donc indéterminée même si la spectroscopie favorise plutôt une étoile à neutron.

Structure du jet :

A la base des jets la température est suffisamment élevée ($kT > 10$ keV) pour que l'émission principale se produise dans le domaine des rayons X (bremmstrahlung). A $r > 10^{12}$ cm la température tombe en dessous de 10^5 K. Les raies optiques sont émises vers $r \sim 10^{15}$ cm. Il semble que la machine centrale éjecte la matière de manière balistique

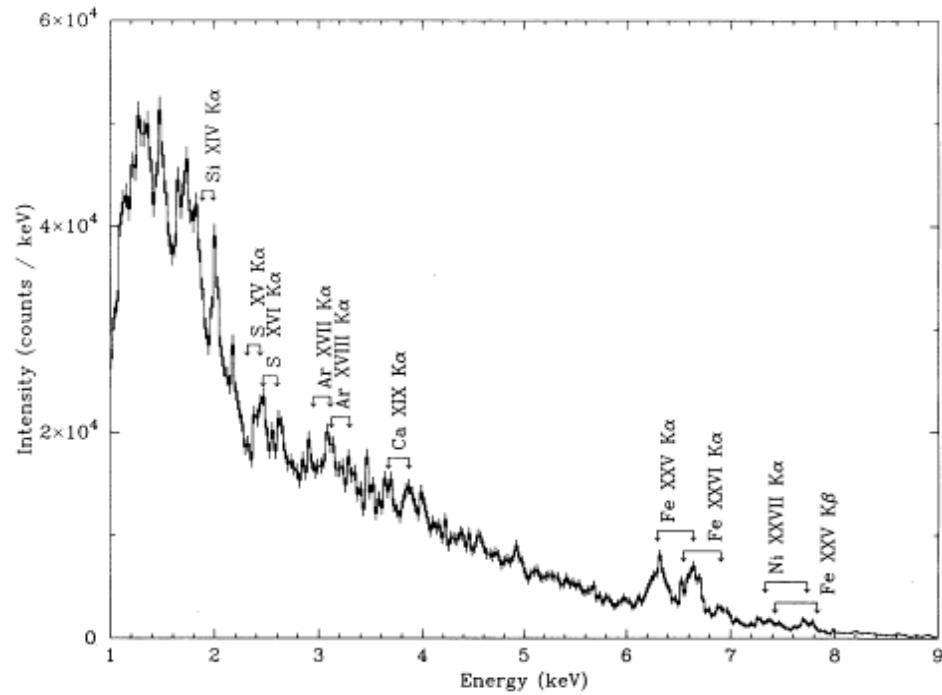


Figure 6.: *Spectre X de SS433 obtenu par ASCA et montrant les systèmes de raies du Fer et d'autres espèces candidates, décalés par effet Doppler. (Figure extraite de Kotani et al. 1994).*

par paquets. Chaque paquet se traduit par une composante particulière légèrement décalée en vitesse. L'émission de chaque paquet augmente en une dizaine d'heures et décroît en deux jours environ. Ces échelles de temps sont beaucoup plus longues que le temps de refroidissement et indique qu'un mécanisme d'excitation opère de manière continue. L'émission radio domine entre 10^{14} et 10^{17} cm. Au dessus de 1 GHz, le spectre est relativement plat ($S \sim f^{-0.6}$) typique d'une émission synchrotron (voir Section 3). Le jet de SS 433 apparaît capable d'émettre à la fois des rayonnements thermiques et non thermiques indiquant que deux phases, une thermique (non relativiste) responsable par exemple de l'émission des raies optiques, et une relativiste, peuvent co-exister.

Le temps de vie radiatif des électrons relativistes est supérieur à 1000 ans. Ils restent donc relativistes jusqu'au moment de leur collision avec le reste de supernova W 50. A plus grande distance ($20 \text{ arcmin} = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}$) l'émission X réapparaît, traduisant les chocs du jet sur le milieu interstellaire. Cette émission se poursuit jusqu'à 100 pc.

Energétique :

SS 433 est une source X peu lumineuse ($L_X \sim 5 \cdot 10^{35}$ erg/s) pour une luminosité $L(H\alpha) \sim 10^{35}$ erg/s. En optique, l'absence de raies interdites et de HeII λ 4686 indique une température $T \sim 2 \cdot 10^4$ K et une densité électronique $n_e > 10^6$ cm $^{-3}$. L'énergie cinétique du jet correspondante est de l'ordre de 10^{40} ergs/s avec un taux de perte de masse $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ M_\odot /an. La nébuleuse radio W50 semble "percée" à l'endroit où les jets la percent. L'analyse de la zone d'impact suggère elle aussi un flux d'énergie de l'ordre de $3 \cdot 10^{40}$ ergs/s dans les jets. La quasi-totalité de l'énergie d'accrétion semble donc être injectée dans la génération de jets.

2.5 Les jets des binaires galactiques : GRS 1915 + 105

GRS 1915+105, alias Nova Aquila 1992, est une source X très variable, lumineuse ($L_X \sim 3 \cdot 10^{38}$ erg/s). Située à 12.5 kpc, l'objet est très absorbé ($N_H = 4.7 \cdot 10^{22}$, $A_J = 7.1$, $A_V = 26.5$) et n'est détectable qu'à partir du proche infra-rouge (I = 23.4, K = 12.5-13.5). La grande luminosité infra-rouge de l'objet suggère un système massif (e.g. étoile OB + trou noir).

Le spectre X est très large et s'étend jusqu'à 600 keV. Des oscillations quasi-périodiques (QPOs) sont régulièrement détectées à 67 Hz ainsi que d'autres QPOs à plus basse fréquence (entre 0.001 et 10 Hz).

Deux jets radio se déplaçant à des vitesses apparentes de 1.25 c et 0.65 c ont été détectés (voir Fig. 7). Ces vitesses correspondent à une vitesse réelle d'éjection de 0.92 c (Mirabel et al. 1992).

2.6 Autres sources galactiques

Au delà de ces deux exemples particulièrement spectaculaires et bien documentés, un certain nombre d'autres sources galactiques ont à l'occasion montré des signes d'éjections à des vitesses relativistes (voir Table 2.6). En particulier, la source GRO J1655-40 montre des jets en expansion très similaires à ceux de GRS 1915+105 (Hjellming & Rupen 1995).

De manière générale, la présence de phénomènes d'éjection est suspectée dans plusieurs sources X binaires sur la base de leurs propriétés radio. Environ 20% des binaires X émettent en radio avec un spectre plat apparemment d'origine synchrotron. Cette émission est résolue spatialement en jets collimatés dans un petit nombre de cas. Il donc est possible que toutes les émissions radio observées prennent naissance dans des jets, écoulements ou vents collimatés. D'un point de vue phénoménologique l'émission radio semble dépendre assez étroitement de la nature de la binaire (Table 4).

La luminosité radio des sources de type "Z" et celle des trous noirs accrétant dans l'état "bas" (alias "dur") sont identiques. Dans l'état "haut" (ou "mou") l'émission radio des trous noirs est très faible ou

MERLIN Images of GRS1915+105

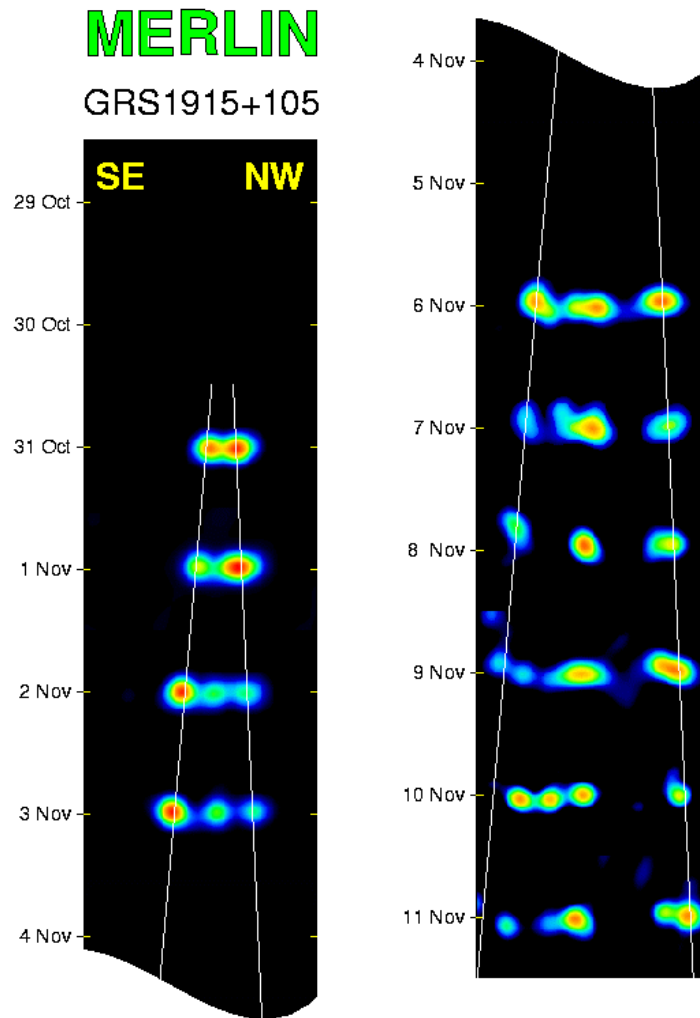


Figure 7.: Cartes radio MERLIN (4.9 GHz) obtenues à différentes époques par Fender et al. (1999). La largeur totale de la bande noire correspond à ± 300 mas soit ± 3000 UA à la distance de l'objet.

Table 3.: Sources de jets relativistes dans la galaxie
 (d'après Mirabel & Rodriguez 1999)

Source	Objet compact	$V_{app}^{(2)}$	$V_{int}^{(3)}$	$\Theta^{(4)}$
GRS 1915+105	trou noir	1.2c-1.7c	0.92c-0.98c	66°-70°
GRO J1655-40	trou noir	1.1c	0.92c	72°-85°
XTE J1748-288	trou noir	0.9c-1.5c	>0.9c	
SS 433	étoile à neutron?	0.26c	0.26c	79°
Cygnus X-3	étoile à neutron?	~0.3c	~0.3c	>70°
CI Cam	étoile à neutron?	~0.15c	~0.15c	>70°
Circinus X-1	étoile à neutron	≥0.1c	≥0.1c	>70°
1E1740.7-2942	trou noir			
GRS 1758-258	trou noir			
Sgr A*	trou noir			

⁽²⁾ V_{app} vitesse apparente de la composante la plus rapide de l'éjecta.

⁽³⁾ V_{int} vitesse intrinsèque de l'éjecta.

⁽⁴⁾ Θ angle entre la direction du mouvement et la ligne de visée.

Table 4.: Propriétés radio des binaires X

Type de source	Emission radio
Pulsars X	Jamais
Faible masse type "Atoll" (B faible $L < L_{Edd}$)	Très rare
Faible masse type "Z" (B faible et $L \sim L_{Edd}$)	Systématique
Trous noirs	Fréquente et systématique dans l'état "bas" (X "dur")

absente (la signification des états "hauts" et "bas" des trous noirs est expliquée au paragraphe 4.1). Corbel et al. (2000) montrent un très bel exemple de la dépendance de l'émission radio avec l'état d'accrétion du trou noir (Fig. 8). La raison de cette dépendance n'est pas claire. Il se pourrait que le fort flux de photons de basse énergie émis par le disque d'accrétion dans l'état "mou" refroidisse les électrons relativistes du jet par effet Compton inverse ou alternativement, que le mécanisme physique provoquant l'éjection ait besoin de la couronne très chaude responsable de l'émission X dure. Les trous noirs accrétant de manière transitoire peuvent aussi émettre en radio lors de transitions d'états brutales, en particulier celles marquant le début de l'éruption (passage d'absence

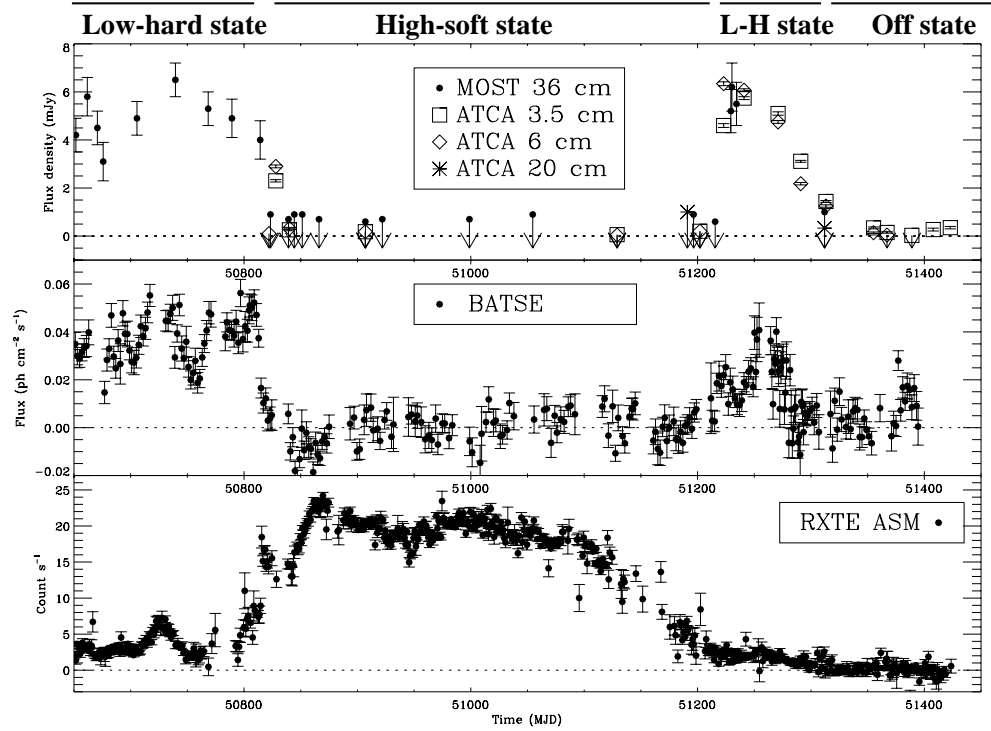


Figure 8.: *Dépendance de l'émission radio en fonction de l'état spectral X pour le candidat trou noir GX 339-4. En bas, l'émission X molle vue par RXTE, au milieu l'émission X dure mesurée par BATSE/GRO et en haut l'émission radio. La couronne très chaude présente dans l'état X dur semble nécessaire à la génération de plasmas relativistes émettant en radio. Figures extraites de Corbel et al. (2000).*

d'accrétion à un état "haut" très lumineux). Ces événements semblent systématiquement associés à une éjection discrète (Kuulkers et al. 1999).

2.7 Quelques conclusions sur les jets galactiques

La Table 5 résume les caractéristiques globales des différents jets rencontrés dans la Galaxie. Considérés initialement comme des phénomènes rares, les jets ont de fait été découverts dans une grande fraction des différentes classes d'objets considérées ici. La vitesse d'éjection et le mécanisme d'émission du jet semblent dépendre de la nature de l'objet accrétant. Nous reviendrons sur ce point dans la section 5. A faible vitesse les jets rayonnent de manière thermique et sont chauffés par les chocs. Dans les jets relativistes, la grande vitesse des électrons permet

une émission synchrotron puissante dont nous présentons succinctement le principe dans la section suivante.

Table 5.: *Propriétés globales des différents jets galactiques*

Objet	Vitesse du jet	Taille angulaire	Taille réelle	Vus en	Mécanisme d'émission
Flots moléculaires Herbig-Haro	5 à 30 km/s	10-40'	~ pc	CO, raies optiques	Thermique chocs
Etoiles jeunes	100 à 300 km/s			(Balmer, SII, OI etc.), UV	
Sources X supersoft	800 à 5000 km/s	?	?	raies de Balmer	Thermique chocs ?
Sources X avec trou noir ou étoile à neutron	0.3 - 0.9 c	de la mas au degré	de l'UA à ~ 100pc	Radio, IR, Optique	Synchrotron, chocs ?

3. Le rayonnement synchrotron des jets

Le rayonnement synchrotron est le cas relativiste du rayonnement cyclotron. Toute charge en mouvement dans un champ magnétique émet un rayonnement de freinage du à l'action des forces de Lorentz. Dans le cas non relativiste, la fréquence de giration d'un électron dans un champ magnétique B est ;

$$\nu_0 = \frac{eB_{\perp}}{2\pi m_e} \quad (1)$$

Quand $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} > 1$, l'aberration relativiste devient importante et concentre le rayonnement émis le long de la direction du mouvement avec un demi-angle d'ouverture $1/\gamma$. A cause du mouvement spiral de l'électron autour de l'axe local du champ magnétique, l'observateur ne peut détecter les radiations que lorsque le cône d'émission coïncide avec la ligne de visée soit pendant ;

$$\Delta t \sim \frac{1}{2\pi\nu_0\gamma^2} \quad (2)$$

Ce processus génère de nombreuses harmoniques à fréquences élevées (Fig. 9). La fréquence critique, ν_c au dessus de laquelle la moitié de

l'énergie est rayonnée est $\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_0$, le pic de l'émission se situant à $0.29 \nu_c$.

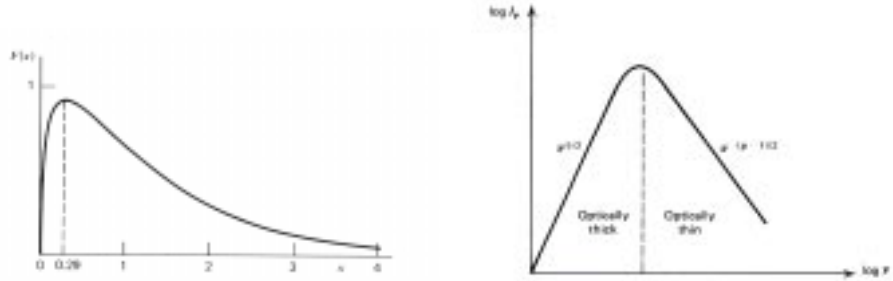


Figure 9.: *A gauche, le spectre de rayonnement synchrotron d'un électron. A droite, le spectre de rayonnement d'un ensemble d'électrons ayant une distribution d'énergie en loi de puissance. Figures extraites de Rybicki & Lightman (1979).*

Le rayonnement d'un ensemble d'électrons dont la répartition en énergie suit une loi de puissance $N(E)dE = E^{-p}dE$ a aussi une forme de loi de puissance $S(\nu) \sim \nu^{-(p-1)/2}$. Dans la pratique, l'absorption synchrotron devient importante aux basses fréquences. (Fig. 9).

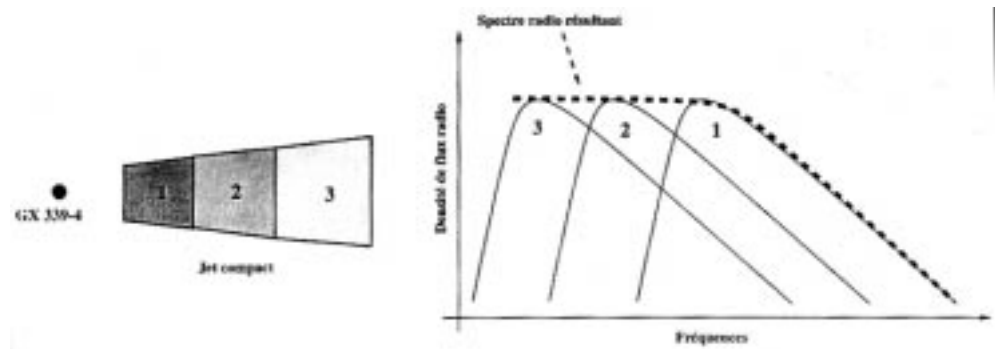


Figure 10.: *La formation de spectres radio plats dans les jets astrophysiques d'après Hjellming & Johnston (1988). Figure extraite de Corbel (1999).*

Dans le cas stationnaire (injection de plasma à vitesse constante), Hjellming & Johnston (1988) ont montré que la combinaison des différentes zones émissives le long d'un jet en expansion radiale et de forme conique produit un spectre "plat" similaire aux spectres radios observés (Fig. 10). Cependant, l'émission radio des sources à jets est souvent variable. L'évolution temporelle des spectres suggère l'éjection de bulles de

plasmas en expansion adiabatique. Le long d'un jet conique, le rayon d'une bulle de plasma R augmente linéairement avec le temps ($R \sim t$). L'énergie moyenne des électrons, $E = \gamma m_e c^2 = 3kT$ est inversement proportionnelle au rayon de la bulle et par conséquent, $E \sim t^{-1}$ tandis que le champ magnétique moyen varie en $B \sim R^{-2} \sim t^{-2}$ par conservation du flux magnétique. L'évolution du spectre d'émission d'une telle bulle a été modélisée par van der Laan (1966) et peut se résumer ainsi ; si la distribution en énergie des électrons suit une loi de puissance $N(E)dE \sim E^{-p}dE$, à une longueur d'onde donnée, le temps de l'émission maximale est $t_\lambda^{max} \sim \lambda^{(p+4)/(4p+6)}$ et le flux maximum est $F_\lambda^{max} \sim \lambda^{-(7p+3)/(4p+6)}$. Au cours de l'expansion de la bulle, le pic d'émission se déplace vers les grandes longueurs d'ondes et son intensité décroît. L'éjection d'une bulle de plasma chaud donne donc lieu à une courbe de lumière très caractéristique dans laquelle plus la fréquence est basse plus le maximum d'émission arrive tardivement et plus son intensité est faible (voir Fig. 11).

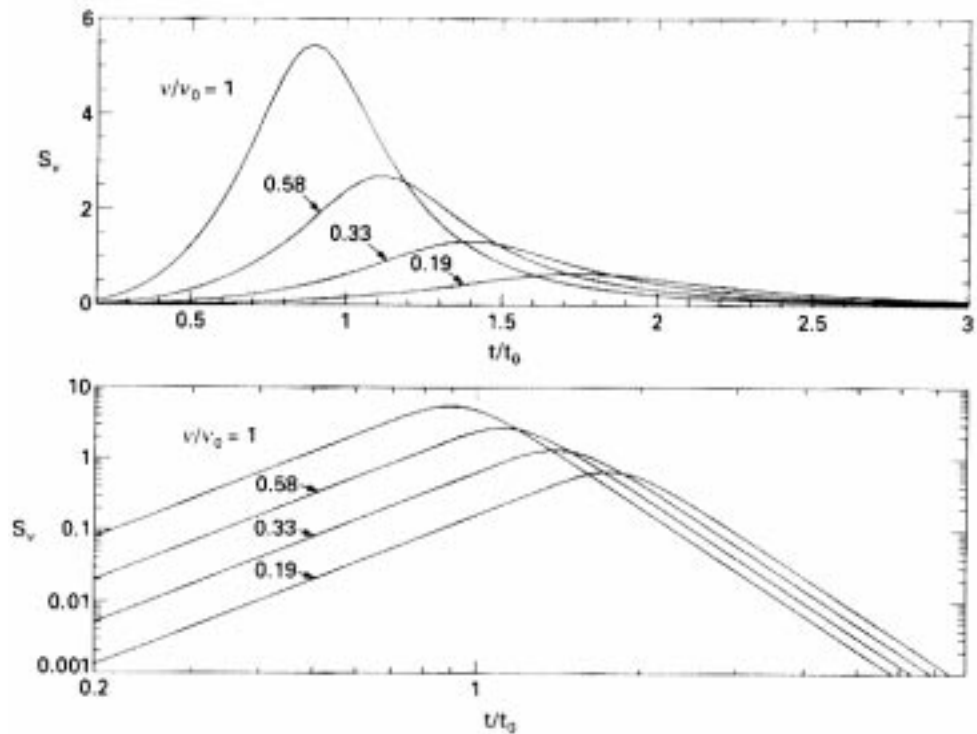


Figure 11.: L'évolution temporelle de l'émission d'une bulle synchrotron en fonction de la longueur d'onde d'après van der Laan (1966).

4. Accrétion-éjection

Dans toutes les configurations galactiques ou extragalactiques, le phénomène de jet semble associé à l'accrétion sur un objet plus ou moins compact et à la formation d'un disque. Cependant il est en général très difficile de mettre en évidence les liens unissant ces deux phénomènes par l'étude de leur variabilité, soit parce que les échelles de temps impliquées sont très longues (de l'ordre de plusieurs semaines ou plus pour les noyaux actifs de galaxies) soit parce que l'accrétion est masquée par un fort enfouissement (comme dans le cas des étoiles jeunes).

L'observation multi-longueur d'onde des sources galactiques à jets, aussi appelées "micro-quasars" a récemment permis d'apporter les premières informations sur la façon dont l'accrétion et sa variabilité sont reliées causalement au phénomène de jets. L'émission en rayons X est un bon traceur des conditions d'accrétion tandis que le flux radio / infra-rouge révèle l'émission synchrotron du jet relativiste. Par chance, ces deux rayonnements situés aux bouts extrêmes du spectre électromagnétique sont relativement peu affectés par l'absorption interstellaire souvent importante vers ces objets distants et confinés au plan galactique.

4.1 L'émission X des trous noirs

Les observations entre 0.1 et 100 keV ont montré que l'émission X des trous noirs présente principalement deux états distincts. Premièrement un état "dur" pendant lequel le spectre X a la forme d'une loi de puissance avec une cassure à très haute énergie ($E \sim 100$ keV). Par référence "historique" à la sensibilité optimale en X mous ($E \leq 5$ keV) des détecteurs, cet état est aussi appelé "bas". Deuxièmement un état "mou" ou "haut" pendant lequel le spectre X montre deux composantes, une molle de forme plus ou moins thermique et une loi de puissance moins intense que celle caractérisant l'état "bas".

On pense que l'état "mou" est caractéristique des taux d'accrétions élevés et que la composante thermique est due à l'émission des parties internes du disque d'accrétion tandis que la loi de puissance émanerait d'une couronne de disque chaude par rayonnement Compton inverse de photons de basse énergie. L'état "dur" traduirait un recul du bord interne du disque d'accrétion et le gonflement simultané de la couronne chaude.

La modélisation de la partie thermique du spectre X permet d'estimer le taux d'accrétion ainsi que la valeur du rayon interne du disque d'accrétion. En supposant que le disque rayonne en tout point comme un corps noir, l'énergie émise par un anneau de disque compris entre les rayons r et $r + \Delta r$ est $E(r, r + \Delta r) = 4\pi r \Delta r \sigma T^4$. L'énergie rayonnée est égale à l'énergie gravitationnelle acquise dans le même intervalle; $E \sim r^{-2} \Delta r$. La température effective du disque varie donc en $r^{-3/4}$. Le

spectre d'émission intégré sur tout le disque ("disk blackbody") est ;

$$f_d(E) \sim \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r B(E, T) dr \quad (3)$$

avec r_{in} et r_{out} les rayons intérieurs et extérieurs du disque d'accrétion et T_{in} la température du disque au bord interne. Supposant $r_{out} \gg r_{in}$ la luminosité totale du disque peut s'écrire ;

$$L_d = \int_{r_{in}}^{r_{out}} 4\pi r \sigma T^4(r) dr = 4\pi r_{in}^2 \sigma T_{in}^2 \quad (4)$$

La forme du spectre X donne T_{in} . La connaissance de la distance à la source et de l'inclinaison du disque permet de déduire r_{in} et le taux d'accrétion ;

$$\dot{M} = 8\pi r_{in}^3 \sigma T_{in}^4 / 3GM \quad (5)$$

où M est la masse de l'objet compact .

4.2 GRS 1915+105

Les variations rapides du spectre X de GRS 1915+105 observées par le satellite RXTE et analysées par Belloni et al. (1997) peuvent s'interpréter dans le cadre du "disk blackbody" comme traduisant le mouvement de va et vient du bord interne du disque du trou noir sur une échelle de temps de quelques minutes (Fig. 12). Le mécanisme à l'origine de cette oscillation reste toutefois mystérieux.

D'autre part, la corrélation entre l'émission du jet de GRS 1915+105 et l'accrétion a été étudiée en détail grâce à plusieurs campagnes d'observations multi-longueur d'onde (Mirabel et al. 1998, Chaty 1988). La Fig. 13 résume sur un évènements particulier le type de phénomène observé. Vers 8.1 h TU, le disque se vide brutalement et quelques minutes après, un petit pic d'émission X semble marquer l'éjection d'une bulle synchrotron le long du jet. Vers 8.3 h TU l'activité X reprend et le disque s'est de nouveau rapproché du bord du trou noir. L'émission de la bulle éjectée pique d'abord en infra-rouge à 2.2μ puis quelques minutes après en radio. Les temps des maxima et les flux relatifs d'autres événements observés en infra-rouge et à plusieurs longueurs d'onde radio confirment l'hypothèse de la bulle synchrotron en expansion adiabatique et indiquent que le coefficient de la loi de puissance de la distribution en énergie des électrons est proche de 0 (Chaty 1998).

Quelques 15 min après l'éjection, la luminosité synchrotron observée est $L_{synch} \sim 10^{36} \text{ ergs}^{-1}$. La taille des bulles peut être estimée à 10^{13} cm à partir des temps de montée des évènements. Sous l'hypothèse d'équipartition, le champ magnétique est de l'ordre de 10 G et l'énergie totale

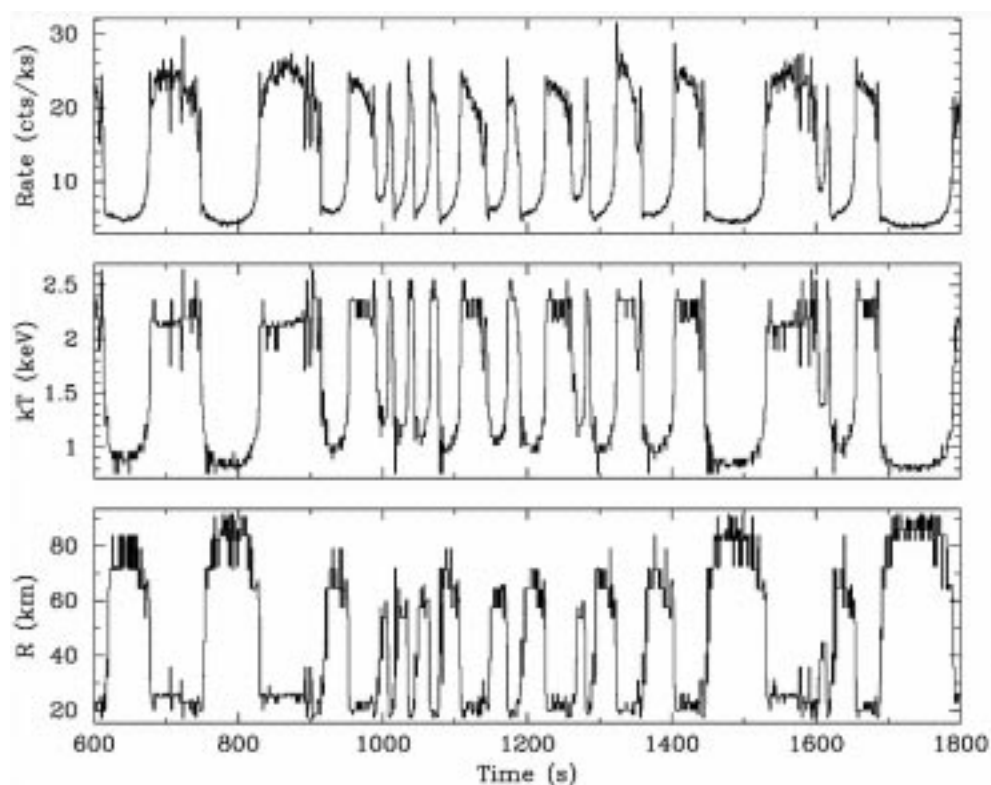


Figure 12.: *La courbe de lumière en rayons X de la source galactique à jet GRS 1915+105 d'après Belloni et al. (1997). En haut, l'évolution du taux de comptage de détecteur de RXTE. Au milieu et en bas la variation des températures et rayons du bord interne du disque d'accrétion d'après le modèle de "disk blackbody".*

du nuage $\sim 10^{40}$ erg. On peut en déduire que la masse du nuage éjecté à 90% de la vitesse de la lumière est d'environ 10^{19} g (soit environ la masse du mont Everest) et ceci toutes les 10 minutes. La luminosité mécanique totale du jet est donc de $\sim 10^3 L_{\odot}$. L'énergie mécanique du jet de GRS 1915 + 105 est deux ou trois ordres de grandeur en dessous de celle du jet de SS 433 alors que sa luminosité X est 3 à 4 ordres de grandeur plus grande. Le rapport entre énergie rayonnée et mécanique varie donc fortement d'une source à l'autre sans que les raisons qui en sont à l'origine ne soient clairement identifiées.

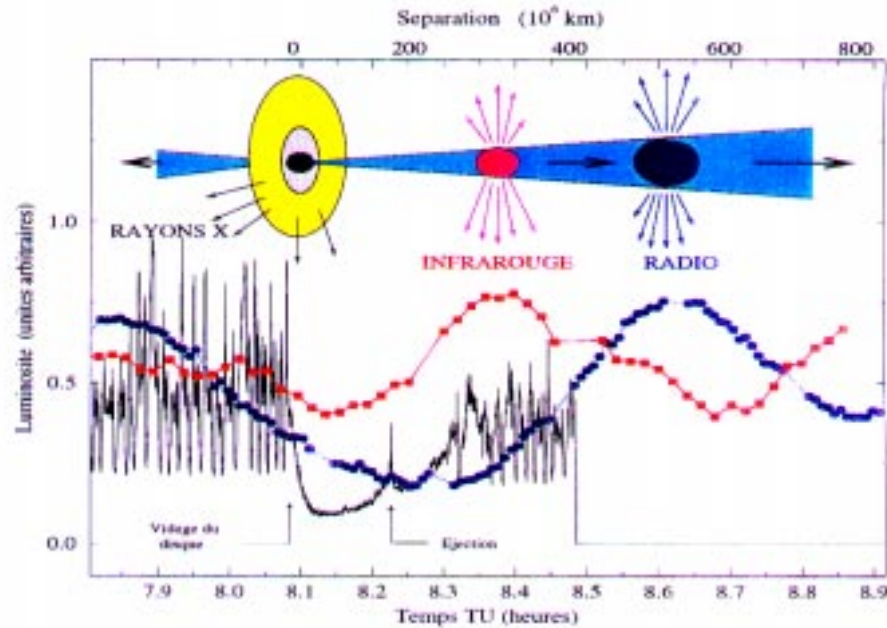


Figure 13.: *Un événement de GRS 1915+105 d'après Chaty (1998).*

5. La formation de jets astrophysiques : une approche phénoménologique

Ce chapitre suit la discussion de Livio (1997). Il est clair que des éjections collimatées peuvent être produites dans des environnements stellaires contenant un disque d'accrétion soit isolé (étoiles jeunes) ou dans un système binaire contenant un objet compact (naine blanche, étoile à neutron ou trou noir).

On suppose ici que le mécanisme d'accélération et de collimation est identique pour tous les types de jets astrophysiques, même si les processus d'émission qui permettent la mise en évidence observationnelle du jet sont très différents selon les objets considérés.

5.1 *Faut-il un disque d'accrétion pour faire un jet ?*

La présence d'un disque ne fait pas de doute dans les objets jeunes, les binaires X, les sources X "supersoft" et les AGN. La présence d'un disque d'accrétion semble bien donc une condition nécessaire à la création d'un jet.

5.2 Les disques d'accrétion font-ils nécessairement des jets ?

En d'autres termes, est-ce que le jet est le principal mécanisme par lequel le moment angulaire est évacué ?

Le moment angulaire emporté par le vent est $\dot{j} = \dot{M}_W \Omega r_a^2$ où \dot{M}_W est le taux de perte de masse du vent et r_a et Ω le rayon d'Alfven et la vitesse angulaire locaux. Le moment angulaire devant être évacué du disque à la distance r du centre, pour que l'accrétion se produise au taux \dot{M}_{accr} , est $\dot{j}_{accr} = \frac{1}{2} \dot{M}_{accr} \Omega r^2$. L'égalité de ces deux quantités implique ;

$$\frac{\dot{M}_W}{\dot{M}_{accr}} = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{r_a} \right)^2 \quad (6)$$

Si le rayon d'Alfven est d'environ 10 fois r , une perte de masse par le vent de l'ordre de 1% de celle traversant le disque d'accrétion suffit à enlever le moment angulaire. Le jet pourrait donc jouer un rôle important dans l'évacuation du moment angulaire surtout dans les parties internes du disque.

Cependant les observations montrent que pendant une éruption de nova naine le disque s'étend vers l'extérieur en réponse à un mouvement de matière soudain vers l'intérieur déclenché par une instabilité. Le mouvement angulaire est donc transféré vers l'extérieur du disque par transport visqueux. Ces observations prouvent que bien que les jets et vents puissent contribuer à l'évacuation du moment angulaire comme cela est supposé pour les disques d'étoiles jeunes, leur présence n'est pas strictement nécessaire, d'autres mécanismes produisant le même effet.

5.3 L'origine des jets :

Le processus par lequel les jets sont accélérés et collimatés n'est toujours pas clairement compris. Les données de la Table 6 suggèrent que dans tous les cas, la vitesse du jet est de l'ordre de la vitesse de libération de l'objet central ;

$$V_{Lib} = \left(\frac{2GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}} = 5100 \text{ km s}^{-1} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R}{10^9 \text{ cm}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (7)$$

Cette observation très basique suggère que les jets prennent bien leur origine dans les parties centrales du disque d'accrétion, une hypothèse largement confirmée par les observations HST d'étoiles jeunes (Fig. 3).

Par contre, l'existence d'un objet central en rotation critique n'est pas nécessaire (voir le cas des AGN, étoiles jeunes), ni le fait que l'objet central soit relativiste puisque les naines blanches des sources "supersoft" et les étoiles jeunes peuvent aussi donner naissance au phénomène. De

Table 6.: *Vitesse de jet et vitesse de libération*

Objet	V_{jet}	$V_{jet}/V_{Liberation}$	Exemple
Etoiles jeunes	100-350 km/s	~ 1	HH30, HH34
Sources X supersoft	800 - 5500 km/s	~ 1	RX J0925-4758
Binaires X (étoiles à neutron)	$\sim 0.3c$	~ 1	SS 433, Cyg X-3
Trous noirs transitoires	$\sim 0.9c$	~ 1	GRO 1655-40 GRS 1915+105
Noyaux actifs de galaxies	$\gamma \geq 3$	~ 1	M87

même, une luminosité proche ou supérieure à la luminosité d'Eddington n'est pas non plus un paramètre essentiel comme le montrent les AGN et certaines binaires X galactiques. On peut en conclure que les jets ne sont pas conduits par la pression de radiation en général.

Ces considérations confortent l'hypothèse selon laquelle les jets sont accélérés et collimatés par effet magnéto-centrifuge. Cette idée, vieille de 25 ans a été mise en forme par Blandford et Payne (1982). Le principe de base est très schématiquement le suivant. Il existe un champ magnétique dipolaire ancré dans le disque d'accrétion et tournant avec lui. L'origine du champ magnétique peut être interstellaire ou due à un effet dynamo. Le plasma est assujéti à suivre les lignes de champ magnétique. Si les lignes forment un angle adéquate avec le disque (de l'ordre de 60° ou moins), un déplacement le long des lignes de champ est instable. La force centrifuge peut alors dominer la force gravitationnelle induite par l'objet compact, arracher le plasma au disque et le propulser vers l'extérieur avec une forte composante équatoriale (voir Fig. 14).

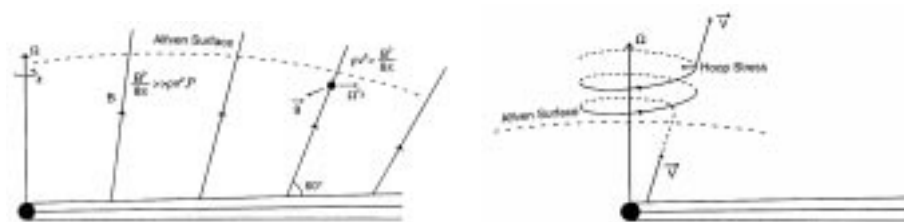


Figure 14.: *Figures extraites de Livio (1997). A gauche; le mécanisme d'accélération magnéto-centrifuge. A droite; collimation par "hoop stress".*

Dans ce modèle, l'accélération s'arrête à la sphère d'Alfvén où l'énergie cinétique devient du même ordre de grandeur que l'énergie magnétique. La collimation du jet se produit au delà de la magnétosphère. Plusieurs mécanismes de collimation ont été proposés. Un des plus connus est la collimation par "hoop stress" (e.g. Sakurai 1985). Au delà de la surface d'Alfvén, le champ magnétique s'enroule et donne lieu à une force de Lorentz centripète permettant ainsi la collimation. Cependant, des doutes existent sur la stabilité de ces configurations magnétiques et d'autres mécanismes tels que la collimation poloidale peuvent être considérés (Blandford 1993).

6. Conclusions

Le phénomène de jet est observé dans un grand nombre d'objets, des étoiles jeunes aux noyaux actifs de galaxies et s'exprime sur des échelles allant de l'unité astronomique à plusieurs kiloparsecs. A ce jour, les mécanismes physiques à l'origine de l'éjection de matière et assurant ensuite sa collimation sont encore hypothétiques et les modèles proposés attendent toujours une confirmation observationnelle. Il n'est pas non plus clair que les mêmes mécanismes opèrent à toutes les échelles. Les binaires galactiques, de par leur faible masse et proche distance en comparaison des AGN offrent des laboratoires de choix qui permettent de mieux cerner les liens unissant l'accrétion et l'éjection.

Références

- [1] Belloni, T., Mendez, M., King, A. R., van der Klis, M., van Paradijs, J., 1997, *ApJ* 488, L109
- [2] Biretta, J.A., Sparks, W.B., Machetto, F., 1999, *ApJ* 520, 621
- [3] Blandford, R.D., Payne, D.G., 1982, *MNRAS* 199, 883
- [4] Blandford, R.D., 1993, in "Astrophysical Jets", eds D. Burgarella, M. Livio, C.P. O'Dea CUP, p15.
- [5] Chaty, S., 1998, PhD thesis, Paris XI
- [6] Corbel, S., 1999, PhD thesis, Paris VI
- [7] Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Nowak, M., McIntyre, V., Durouchoux, P., Sood, R., 2000, *A&A* 359, 251
- [8] Cudworth, K.M., Herbig, G.H., 1979, *AJ* 84, 548
- [9] Curtis, H.D., 1918, *Publ. Lick Obs.* 13, 9
- [10] Doebereiner S., Junkes N., Wagner S.J., Zinnecker H., Fosbury R., Fabbiano G., Schreier E.J., 1996, *ApJ* 470, L15
- [11] Fanaroff, B. L., Riley, J. M., 1974, *MNRAS* 167, 31P

- [12] Fender P., Garrington, S. T., McKay D. J., Muxlow, T. W. B., Pooley, G. G., Spencer, R. E., Stirling, A. M., Waltman, E. B., 1999, MNRAS 304, 865
- [13] Harms, R. J., et al., 1994, ApJ 435, L35
- [14] Herbig, G.H., Jones, B.F., 1981, AJ 86, 1232
- [15] Hjellming, R.M., Rupen, M.P. 1995, Nature 375, 464
- [16] Hjellming, R.M., Johnston, K.J., 1988, ApJ 328, 600
- [17] Hjellming, R.M., Han, X.H., 1995, in Lewin, W.H.G., van Paradijs, J., van den Heuvel, E.P.J. Eds, "X-ray binaries" CUP, p 308.
- [18] Kotani, T., Kawai, N., Aoki, T., Doty, J., Matsuoka, M., Mitsuda, K., Nagase, F., Ricker, G., White, N., 1994, PASJ 46, L147
- [19] Kraft, R.P. et al., 2000, ApJ 531, L9
- [20] Kuulkers, E., Fender, R. P., Spencer, R. E., Davis, R. J., Morison, I., 1999, MNRAS 306, 919
- [21] Livio, M., 1997, ASP Conf Series, Vol 121, p845.
- [22] Margon, B.A., Stone, R.P.S., Klemola, A., Ford, H.C., Katz, J.I., et al., 1979a, ApJ 230, L41
- [23] Margon, B., Grandi, S. A., Stone, R.P.S., Ford, H.C., 1979b, ApJ 233, L63
- [24] Mirabel, I.F., Rodríguez, L.F., Cordier, B., Paul, J., Lebrun, F. 1992, Nature 358, 215
- [25] Mirabel, I.F., Dhawan, V., Chaty, S., Rodriguez, L. F., Marti, J., Robinson, C.R., Swank, J., Geballe, T., 1998, A&A 330, L9
- [26] Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., 1999, ARAA 37, 409
- [27] Motch, C., 1998, A&A 338, L13
- [28] Reipurth, B., Bertout, C., 1997, *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, IAU Symposium No. 182 (Kluwer)
- [29] Rybicki, G.B., Lightman, A.P., 1979, "Radiative Processes in Astrophysics", John Wiley & Sons
- [30] Sakurai, T. 1985, A&A 152, 121
- [31] Schmidt, M., 1963, Nature 197, 1040
- [32] Southwell, K.A., Livio, M., Charles, P.A., O'Donoghue, D., Sutherland, W.J., 1996, ApJ 470, 1065
- [33] Turner, T.J., George, I.M., Mushotzky, R.F., Nandra, K., 1997, ApJ 475, 118
- [34] van der Laan, H., 1966, Nature 211, 1131