

Chorros relativistas de origen estelar: los microcuásares

Josep Maria Paredes Poy josep@am.ub.es

Departament d'Astronomia i Meteorologia,
Universitat de Barcelona

Josep Martí Ribas jmarti@ujaen.es

Departamento de Física, Universidad de Jaén

Abstract

Galactic microquasars are certainly one of the most recent additions to the field of high energy Astrophysics. These new objects are just X-ray binaries with the ability to generate relativistic jets and their interest has been growing fast during the last decade. Today, they represent primary targets for all space based observatories working in the X-ray and γ -ray domains. Behind such interest, there is hope that their study will assist us to understand some of the analog phenomena observed in distant quasars and active galactic nuclei, which share with microquasars practically the same scaled-up physics. Microquasars are also believed to be among the different kind of sources responsible for the violent and ever changing appearance of the γ -ray sky. In this paper we review the general situation of the microquasar topic, their identification and study, including comments on the recent observational and theoretical discoveries most relevant in our opinion.

Resumen

Los microcuásares en la Galaxia constituyen sin duda una de las más recientes aportaciones en Astrofísica de altas energías. El estudio de estos novedosos objetos, sistemas binarios de rayos X con eyecciones de plasma relativista, se ha extendido con rapidez en la última década y representan un objetivo de primer orden para la generación actual de observatorios espaciales de rayos X y rayos γ . Tras este inusitado interés existe la esperanza fundada de que su estudio pueda contribuir a comprender mejor fenómenos análogos, en cuásares y otros núcleos de galaxias activas, que comparten con ellos una física común salvando las diferencias de escala. Se cree también que los microcuásares se cuentan entre los responsables del carácter violento y mutable del firmamento de rayos γ , el cual apenas empezamos a vislumbrar. En este artículo pasamos revista al estado general sobre el tema de los microcuásares, su identificación y estudio, a la vez que exponemos cuáles son los recientes hallazgos observacionales y teóricos a nuestro juicio más relevantes.

Introducción

El término **microcuásar** se ha generalizado en los últimos años para designar a las estrellas binarias de rayos X capaces de eyectar chorros colimados de plasma relativista perpendicularmente al disco de acreción. Esta denominación se justifica por la extraordinaria analogía que estos sistemas presentan con los cuásares, y otros núcleos activos de galaxias (AGNs), situados a distancias cosmológicas (Mirabel & Rodríguez 1999). Más adelante profundizaremos en detalle sobre las similitudes entre ambos tipos de objetos.

Los chorros o *jets* de plasma son los responsables de la emisión no térmica, de origen sincrotrón, detectada en los microcuásares y constituyen sin duda su rasgo observacional más característico. El primer caso descubierto, el sistema SS 433 (véase Margon et al. 1984), fue considerado una rareza o curiosidad durante muchos años. En él, los chorros son eyectados al espacio en direcciones opuestas con una velocidad de $0.26c$ y precesionan con un período de 163 días. Su evolución puede seguirse mediante imágenes radio-interferométricas de gran resolución angular o por medio de las líneas de emisión generadas en los chorros, cuyo corrimiento al rojo (o al azul) está de acuerdo con el modelo de precesión. SS 433 es el único microcuásar para el que se han detectado tales líneas producidas en los propios chorros, las cuales demuestran la naturaleza bariónica del material eyectado (al menos en este caso).

Los hallazgos recientes apuntan a que los microcuásares son en realidad mucho más abundantes de lo que se pensaba. Algunos autores sugieren incluso que detrás de toda binaria de rayos X con emisión de radio no térmica se esconde un sistema con chorros (Fender 2001). Cuando menos, prácticamente siempre que se ha resuelto la emisión radio, ésta aparece elongada de modo compatible con la presencia de éstos. En este sentido, es muy posible que la mera detección de emisión radio en una binaria de rayos X sea un indicio fiable de la presencia de chorros de plasma, del mismo modo que la emisión de rayos X se considera una evidencia de acreción de masa en el sistema. La verificación de esta sugerencia deberá esperar a una mejora substancial de la sensibilidad y resolución angular de los interferómetros radio, como en su momento será el VLA ampliado (EVLA).

El espectro de los microcuásares se extiende desde las ondas de radio hasta muy probablemente los rayos γ de más alta energía. Por ello, un estudio completo de los mismos requiere necesariamente de un enfoque multi-longitud de onda, empleando instrumentos de observación tanto en Tierra como en el espacio. El interés que estos sistemas han despertado entre los astrónomos tiene a nuestro juicio dos motivaciones principales. De un lado, los microcuásares constituyen un excelente banco de pruebas para estudiar con comodidad y rapidez los fenómenos de acreción y eyección de masa en el entorno de un campo gravitatorio intenso ligado a un agujero negro. Por ejemplo, hasta la fecha han permitido cons-

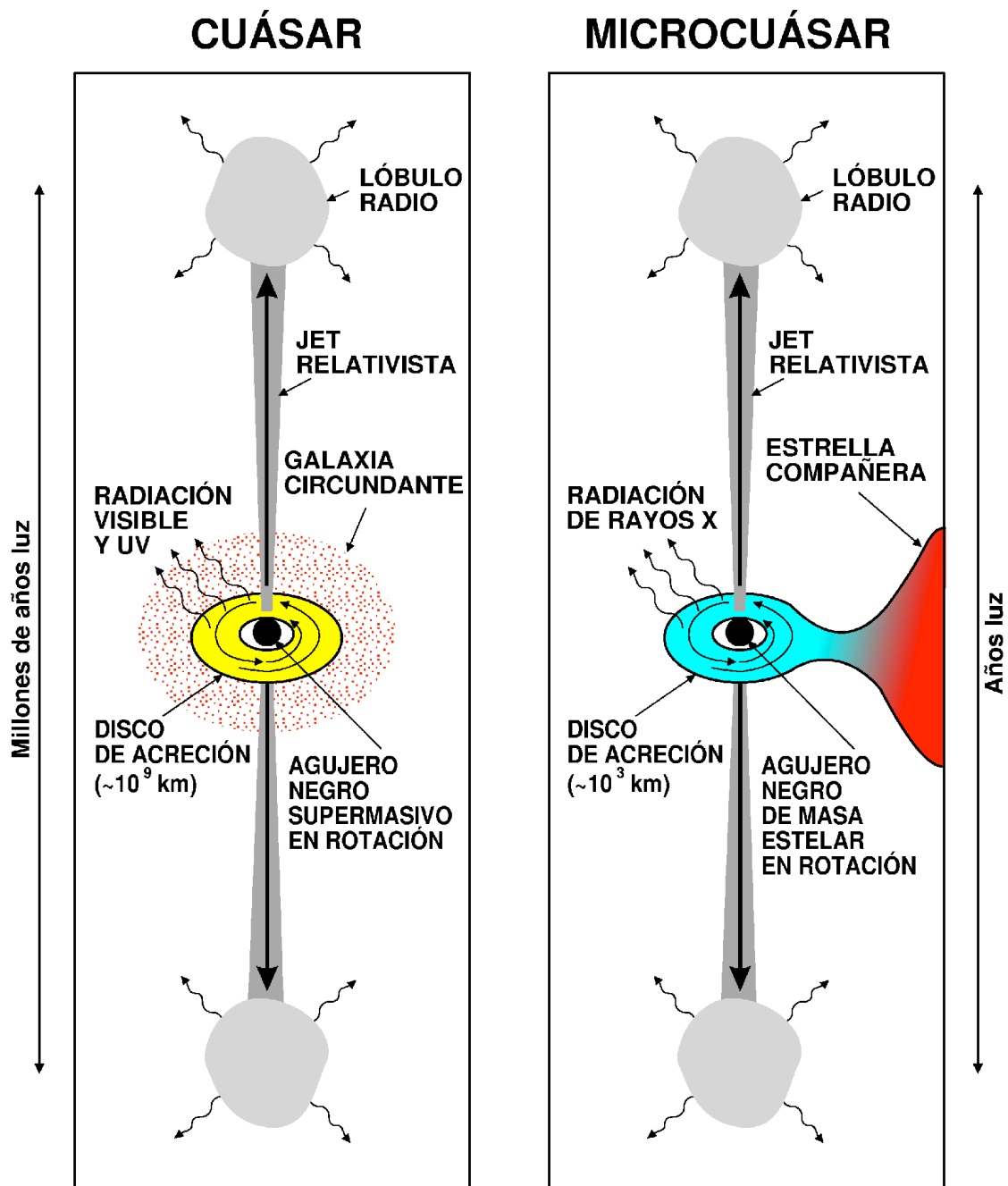


Figura 1: Ilustración comparativa de la analogía entre los cuásares y los microcuásares, a pesar de las diferencias extremas en el orden de magnitud de los parámetros físicos involucrados (Mirabel y Rodríguez 1998).

tatar la conexión directa entre las inestabilidades del disco de acreción y la formación de los chorros en el microcuásar candidato a agujero negro GRS 1915+105 (Fender et al. 1997a; Mirabel et al. 1998). Por otro lado, los microcuásares aparecen como una posible explicación de algunas de las fuentes, no identificadas, de rayos γ de alta energía detectadas por el experimento EGRET a bordo del satélite COMPTON-GRO. El caso de LS 5039 es hasta ahora el mejor exponente de la conexión propuesta entre microcuásares y fuentes EGRET no identificadas (Paredes et al. 2000).

Cuásares y microcuásares: una analogía sobre ocho órdenes de magnitud

La analogía cuásar-microcuásar, ilustrada en la Figura 1, va más allá de una mera similitud morfológica. Hay suficientes evidencias que inducen a creer que la física involucrada en ambas clases de objetos es en el fondo la misma o, cuando menos, muy parecida. Únicamente serían diferentes los órdenes de magnitud

de los parámetros más sobresalientes, en especial la masa del objeto compacto. Por ejemplo, el origen último de la luminosidad observada en ambos casos resulta de la captura, o *acreción*, de materia por parte de éste. Se cree que en el núcleo de los cuásares existe un agujero negro supermasivo de $M \sim 10^7$ - 10^9 masas solares ($M_\odot$). En contraposición, el agujero negro de un microcuásar tendría sólo unas $M \sim 10 M_\odot$ y sería de origen estelar. Una fracción de la energía cinética liberada por unidad de tiempo por la materia capturada se transformaría en luminosidad L . Para un cálculo aproximado podemos tomar:

$$L \simeq \frac{1}{2} \dot{M} V^2 = \frac{G M \dot{M}}{R} \quad (1)$$

donde G es la constante de la gravitación universal, R el radio del objeto compacto, $\dot{M}$ su ritmo de acreción de materia y $V = \sqrt{2 G M/R}$ la velocidad de caída libre de ésta. Tomando R igual a $R_s = 2 G M/c^2$ (radio de Schwarzschild¹) para un agujero negro tenemos:

$$L \simeq \frac{1}{2} \dot{M} c^2. \quad (2)$$

En otras palabras, la acreción de masa por parte de un objeto compacto y colapsado ofrece una fuente de energía muy eficiente. De acuerdo con la ecuación 2, una fracción significativa de la energía en reposo de la masa capturada puede ser convertida en radiación. En la práctica esta fracción es probablemente de un 10% en lugar del optimista factor 1/2 de esta sencilla estimación. La luminosidad observada alcanza valores representativos de $L \sim 10^{47}$ erg s⁻¹ en cuásares y de $\sim 10^{37}$ erg s⁻¹ en microcuásares. Los ritmos de acreción correspondientes son entonces de $\dot{M} \sim 10 M_\odot$ año⁻¹ y $\sim 10^{-9} M_\odot$ año⁻¹, respectivamente. Este flujo de materia capturada por el agujero negro provendría de la galaxia anfitriona en el caso del cuásar, y de la estrella compañera en el caso de un microcuásar (Figura 1).

La incorporación de materia al agujero negro acostumbra a realizarse a través de un disco de acreción, perpendicularmente al cual son eyectados los chorros de plasma relativista. La materia del disco va perdiendo momento angular y decae en una trayectoria espiral hacia el agujero negro. La pérdida de momento angular tiene lugar por disipación viscosa, lo cual implica un calentamiento del disco. La temperatura de cuerpo negro que se alcanza entonces en la última órbita estable alrededor de un agujero negro, acretando al límite de Eddington², viene dada por:

$$T \sim 2 \times 10^7 M^{-1/4}, \quad (3)$$

con T expresada en Kelvin y M en $M_\odot$ (Rees 1984). La temperatura resulta ser de $\sim 10^5$ K y $\sim 10^7$ K para

¹El radio de Schwarzschild es el de un objeto con velocidad de escape igual a la velocidad de la luz. Nada podrá pues escapar si el objeto se vuelve más compacto que este valor, tal como sucede en los agujeros negros.

²El ritmo de acreción de Eddington es aquel valor de $\dot{M}$ que proporciona una luminosidad tal que la fuerza debida a la presión de radiación se hace comparable a la fuerza de la gravedad.

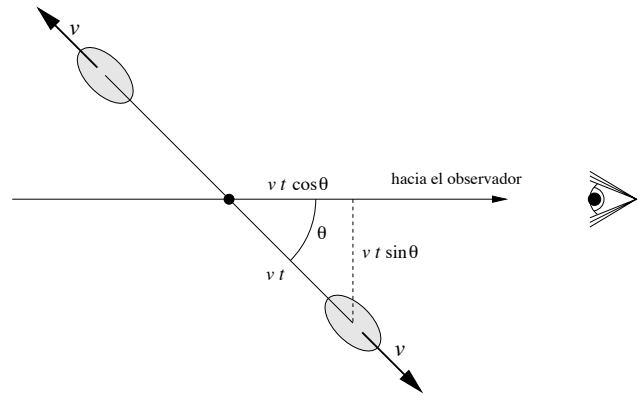


Figura 2: Esquema de la eyección antiparalela de un par de nubes idénticas de plasma relativista.

cuásares y microcuásares, respectivamente. La primera temperatura corresponde al rango de la radiación óptica y ultravioleta. Por contra, la segunda es más propia del dominio de los rayos X. No es de extrañar por tanto que los cuásares fueran descubiertos mucho antes que los microcuásares. Para estos últimos, era necesario que la tecnología madurara lo suficiente como para poder situar telescopios de rayos X a bordo de satélites en órbita terrestre.

Otro aspecto importante de los microcuásares es su alta variabilidad en escalas cortas de tiempo. Tomando el radio de Schwarzschild como dimensión característica de las regiones más calientes del disco de acreción, estas escalas temporales vendrán dadas por $\tau \sim R_s/c \propto M$. Se espera entonces que fenómenos como la acreción de materia, acompañada de producción de chorros de partículas relativistas, se manifiesten en variaciones observables de la luminosidad en escalas temporales proporcionales a la masa del agujero negro. Por tanto, todos estos fenómenos tendrían lugar mucho más rápidamente en el caso de los microcuásares al tener estos una masa M mucho menor. La diferencia entre seis y ocho órdenes de magnitud en el parámetro M hace que, en la práctica, unos pocos minutos de observación de un microcuásar puedan equivaler a decenios, o incluso a miles de años, en la vida de un cuásar.

Estudiando entonces un microcuásar resulta posible presenciar fenómenos completamente inaccesibles en los cuásares extragalácticos debido a la poca longevidad de una vida humana. Este es principalmente el motivo que despierta más expectación y hace que se considere a los microcuásares como una auténtica piedra Rosetta para la comprensión de los fenómenos que ocurren en los cuásares y otros núcleos de galaxias activas.

Efectos relativistas

Las observaciones de microcuásares, realizadas con interferómetros en longitud de onda radio, son las que sin duda han permitido observar de modo directo algunos de los fenómenos más espectaculares que se producen en

estos sistemas. Mediante instrumentos como el VLA, VLBA o MERLIN, todos ellos capaces de proporcionar resoluciones angulares por debajo del segundo de arco, es posible seguir día a día la trayectoria y el decaimiento de la emisión de las nubes de plasma (plasmones) en los chorros lanzados al espacio por los microcuásares según direcciones opuestas. Las enormes velocidades implicadas hacen que los efectos previstos por la Relatividad Especial se manifiesten en toda su intensidad, debiendo ser tenidos en cuenta para la correcta interpretación de los datos observacionales. Entre estos efectos, destaca el espejismo del movimiento a velocidad mayor que la de la luz y la diferencia de brillo aparente entre el chorro que se acerca y el que se aleja de nosotros. Este último efecto está causado por la aberración relativista de los rayos luminosos.

El movimiento aparentemente superlumínico

Supongamos que una fuente eyecte en direcciones opuestas dos nubes de plasma idénticas como se muestra en la Fig. 2. La eyección tiene lugar con una velocidad $v = \beta c$ según una dirección que forma un ángulo θ con la visual del observador terrestre. La ilusión del movimiento superlumínico se produce entonces como consecuencia de una velocidad de eyección cercana a la de la luz y un ángulo pequeño de ésta con la visual. Este fenómeno puede entenderse considerando las posiciones de las dos condensaciones en función del tiempo t , contado a partir del momento de la eyección. El hecho de que la condensación que se aproxima va reduciendo su distancia en la cantidad $v t \cos \theta$ hace que su luz realice un viaje hacia el observador cada vez más corto. Cuando se tienen en cuenta los tiempos de llegada de los fotones, la velocidad aparente que nosotros medimos viene dada por:

$$v_{a,r} = \frac{v \sin \theta}{(1 \mp \beta \cos \theta)}, \quad (4)$$

para la nube que se acerca y para la que retrocede, respectivamente. La presencia del signo menos, correspondiendo a la nube que se acerca, implica que el valor de v_a puede ser en principio arbitrariamente elevado, siempre y cuando β y $\cos \theta$ tiendan a 1. El primer objeto encontrado en nuestra Galaxia con movimiento superlumínico fue GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez 1994). Hasta ese momento, esta ilusión relativista sólo se había observado en objetos extragalácticos como los cuásares. En la Fig. 3 se muestra la evolución temporal de la erupción de abril de 1994 de GRS 1915+105, donde se puede apreciar la eyección bipolar de dos plasmones que se alejan del objeto central. Las estimaciones de distancia cinemática mediante observaciones de hidrógeno neutro indican que GRS 1915+105 se encuentra a 12.5 kpc de nosotros. Ello implica que los movimientos propios observados en los plasmones corresponden a velocidades aparentes de 1.25 y 0.65 veces la velocidad de la luz.

Aberración relativista

Este efecto se conoce habitualmente en la literatura científica como *Doppler boosting*. Supongamos que las

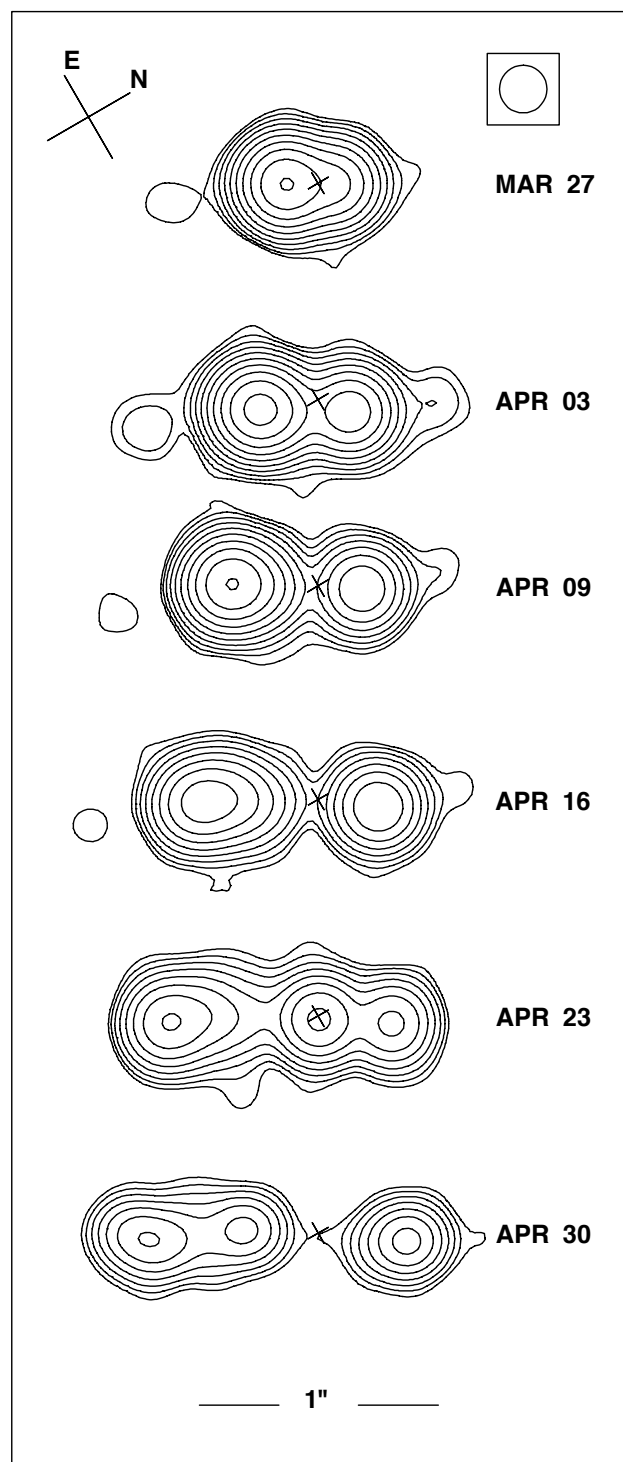


Figura 3: Imágenes obtenidas por Mirabel & Rodríguez (1994) que muestran la evolución temporal de la eyección superlumínica de dos plasmones relativistas en el microcuásar GRS 1915+105. El chorro de plasma que se acerca al observador es el de la izquierda y el que se aleja el de la derecha. El primero aparece más brillante y con movimiento propio mayor que el segundo debido a los efectos relativistas mencionados en el texto.

nubes de plasma eyectadas en direcciones opuestas sean idénticas y con una densidad de flujo de radiación S_0 en su respectivo sistema de referencia (Fig. 2). El espectro sincrotrón de cada nube, en función de la frecuencia ν , se caracteriza por una expresión potencial del tipo $S_0 \propto \nu^\alpha$, siendo α el índice espectral ($\alpha \simeq -0.7$ típicamente). Cuando se hace la transformación relativista al sistema de referencia del observador, las densidades de flujo transformadas resultan ser diferentes de S_0 . Designemos por $S_{a,r}$ la densidad de flujo observada proveniente de la nube que se acerca y la de la que retrocede, respectivamente. La relación entre la densidad de flujo emitida y la observada viene dada entonces por:

$$S_{a,r} = \frac{S_0}{[\gamma (1 \mp \beta \cos \theta)]^{k-\alpha}}, \quad (5)$$

donde $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ es el factor de Lorentz y la constante k toma los valores 3 o 2 según se trate de nubes discretas o de un chorro continuo, respectivamente.

Si θ es pequeño ($\leq 10^\circ$) y β tiende a 1, el brillo de la nube que se acerca puede verse amplificado considerablemente y aparecer miles de veces más brillante que la que se aleja. Éste es el llamado favoritismo Doppler, que sólo nos deja ver un lado del chorro en cuásares lejanos donde es necesaria una fuerte amplificación en la emisión del plasma eyectado para ser detectable. En la Fig. 3 se aprecia también como el plasma del chorro eyectado hacia nosotros, con movimiento propio mayor, aparece apreciablemente más brillante que el que se aleja debido a la aberración relativista.

Disco de acreción y eyección de los chorros

La existencia de chorros colimados de plasma relativista en sistemas binarios de rayos X ha ido adquiriendo una importancia creciente en los últimos tiempos. Las observaciones actuales demuestran, cada vez más, el amplio rango espectral que abarca la emisión sincrotrón de tales flujos colimados, desde el dominio radio hasta el infrarrojo cercano y posiblemente a longitudes de onda menores. Más aún, la luminosidad directamente asociada con ellos es probable que alcance cuando menos el $\sim 10\%$ del total (Fender 2001). Poco a poco, entre la comunidad astrofísica empieza a extenderse el convencimiento de que la física del proceso de acreción de masa sobre un agujero negro no puede entenderse correctamente desligándolo de la presencia de chorros.

Los modelos teóricos que intentan comprender cómo se forman los chorros y cuál es su conexión con el disco de acreción tienen un precedente importante en el trabajo de Blandford & Payne (1982). Estos autores exploraron la posibilidad de extraer la energía y momento angular del disco de acreción por parte de un campo magnético cuyas líneas de fuerza se extienden a grandes distancias desde la superficie del disco. Su resultado principal fue confirmar la posibilidad teórica de

generar un flujo de la materia del propio disco hacia el exterior, siempre y cuando el ángulo entre el disco y las líneas de campo fuera menor que 60° . Posteriormente, el flujo de materia es colimado a grandes distancias del disco por la acción de la componente toroidal del campo magnético. Se formaban así un par de chorros emergiendo en direcciones opuestas y perpendicularmente al plano del disco de acreción.

En el escenario teórico de Blandford & Payne (1982) existe una relación directa entre el disco de acreción y la génesis de los chorros. Confirmar observacionalmente esta conexión íntima entre ambos no es en absoluto una tarea fácil. Las eyecciones colimadas del microcuásar superlumínico GRS 1915+105 constituyen, posiblemente, uno de los casos mejor estudiados que apoyan este punto de vista. En la Figura 4, tomada de Mirabel et al. (1998), se muestran observaciones simultáneas en longitudes de onda radio, infrarrojas y de rayos X. Los datos muestran el desarrollo de una erupción radio, con una densidad de flujo máxima de unos 50 mJy, como consecuencia de una eyección bipolar de plasma colimado que se observó con el VLA. Sin embargo, antes de la erupción radio tuvo lugar claramente una erupción precursora en el infrarrojo. La interpretación más sencilla de estas curvas de luz es suponer que ambas erupciones, radio e infrarroja, se deben a radiación sincrotrón generada por los mismos electrones relativistas del plasma eyectado. La expansión adiabática de las nubes de plasma hace que los electrones vayan perdiendo energía y, en consecuencia, el máximo espectral de la radiación sincrotrón se desplaza progresivamente del dominio infrarrojo al dominio radio del espectro.

Por otro lado, en la Fig. 4 no es menos importante el comportamiento de los rayos X y de su índice de dureza asociado. La emergencia de las nubes de plasma, causantes de las erupciones radio e infrarroja, parece estar ligada a la disminución y endurecimiento abrupto de la emisión X del sistema (8.08-8.23 h UT en la figura). La caída del flujo X se interpreta como la desaparición, o vaciado, de las regiones más internas del disco de acreción (Belloni et al. 1997), parte de cuya materia será eyectada perpendicularmente al disco formando los chorros, y el resto capturada por el agujero negro central. Mirabel et al. (1998) proponen además que el instante cero de la eyección coincide con el pico aislado de rayos X simultáneo con la caída del índice de dureza (8.23 h UT). La recuperación de la emisión X a partir de ese momento se debe al rellenado progresivo del disco de acreción con nueva materia acretada hasta alcanzarse la última órbita estable.

Este tipo de comportamiento en las curvas de luz de GRS 1915+105 se ha observado reiteradamente por parte de diversos autores (por ejemplo Fender et al. 1997a; Eikenberry et al. 1998), constituyendo un sólido argumento de la llamada simbiosis entre chorros y discos de acreción. Todos los eventos observados se sucedieron en apenas media hora y sus equivalentes en cuásares o AGNs tardarían posiblemente mucho más en

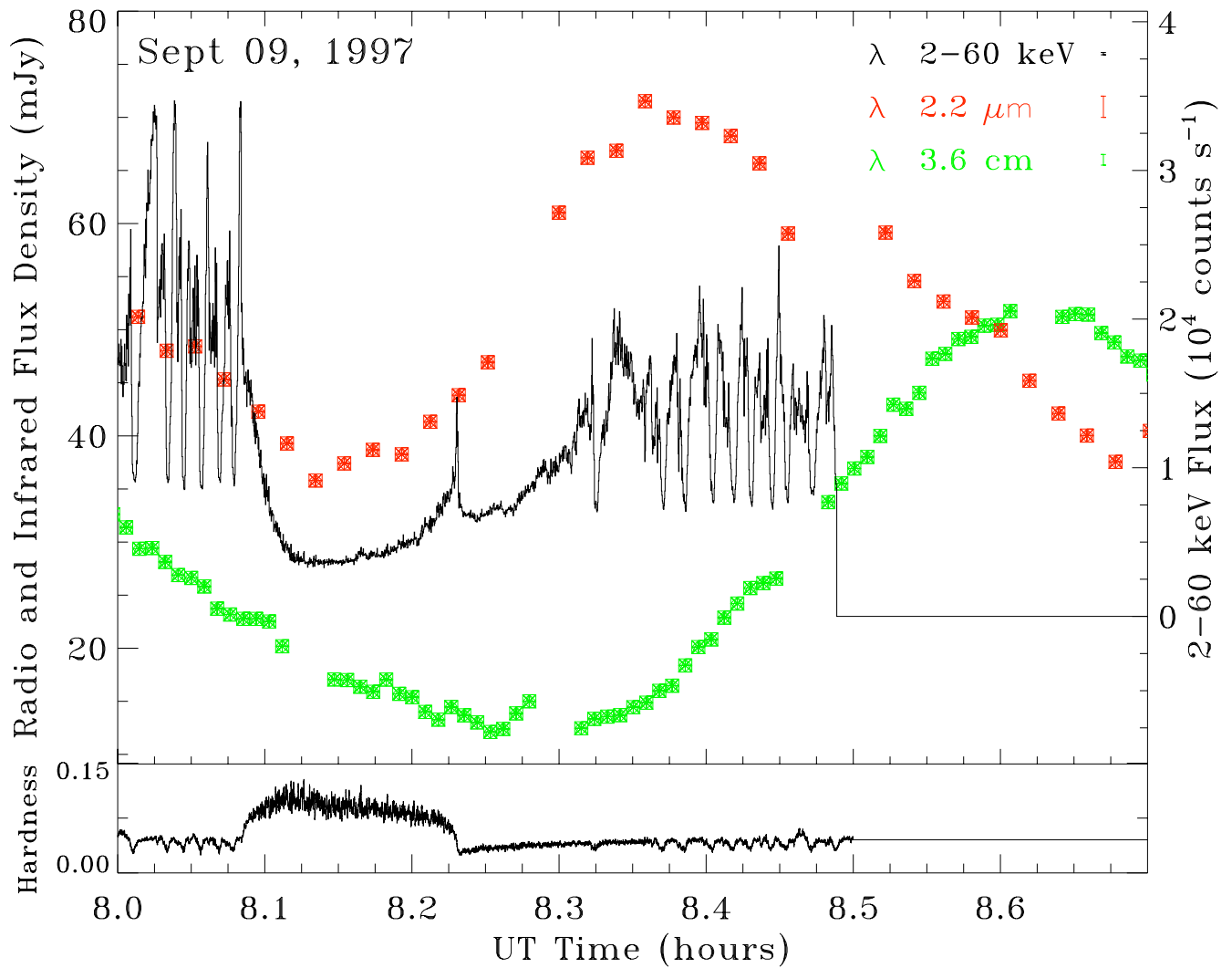


Figura 4: Comportamiento multi-longitud de onda del microcuásar GRS 1915+105 detectado el 9 de Septiembre de 1997 (Mirabel et al. 1998). Los datos radio a 3.6 cm (cuadrados grises) fueron obtenidos con el interferómetro VLA; las observaciones infrarrojas a $2.2 \mu\text{m}$ (cuadrados negros) son de UKIRT y la curva continua es la emisión en rayos X (2-60 keV) observada por el satélite RXTE. Estas observaciones demuestran la conexión entre el vaciado, y posterior regeneración de las zonas más internas del disco de acreción, con la eyección de nubes de plasma relativista cuya radiación sincrotrón se detecta en longitudes de onda radio e infrarrojas.

desarrollarse (algunos años como mínimo). Dentro de la complejidad de las curvas de luz de GRS 1915+105, los episodios de caída de la emisión X con un endurecimiento asociado recuerdan en parte al llamado estado *low/hard* característico de los candidatos a agujero negro persistentes (Cygnus X-1, 1E 1740.7–2942, GRS 1758–258 y GX339–4). Las transiciones hacia dicho estado están siempre acompañadas de emisión radio persistente, y de espectro plano, que se cree generada por la creación continuada de chorros compactos parcialmente autoabsorbidos. En la Fig. 5 se muestra una de estas transiciones observada en el candidato a agujero negro y también microcuásar GX 339–4 (Fender et al. 1999b).

Es relevante mencionar aquí que, muy recientemente, ha sido publicado un trabajo observacional de Marscher et al. (2002) presentando evidencias sobre la sim-

biosis chorro/disco de acreción también en un AGN. Se trata concretamente de la galaxia 3C 120 donde, al igual que en GRS 1915+105, los episodios de eyección de plasma superlumínico observados mediante VLBI se suceden tras la caída y endurecimiento de la emisión de rayos X. Tales eventos son recurrentes tras un lapso del orden de un año, lo cual es compatible con una masa del objeto compacto de $\sim 10^7 M_{\odot}$. Semejantes observaciones contribuyen a reforzar la idea de continuidad entre los microcuásares galácticos y el resto de AGNs del Universo.

No cabe duda de que aún queda mucho trabajo por hacer hasta que se logre una comprensión adecuadamente satisfactoria de los mecanismos físicos involucrados en la formación de los chorros y su relación con el disco de acreción. Sin embargo, los progresos teóricos en este punto no han sido tampoco despreciables desde

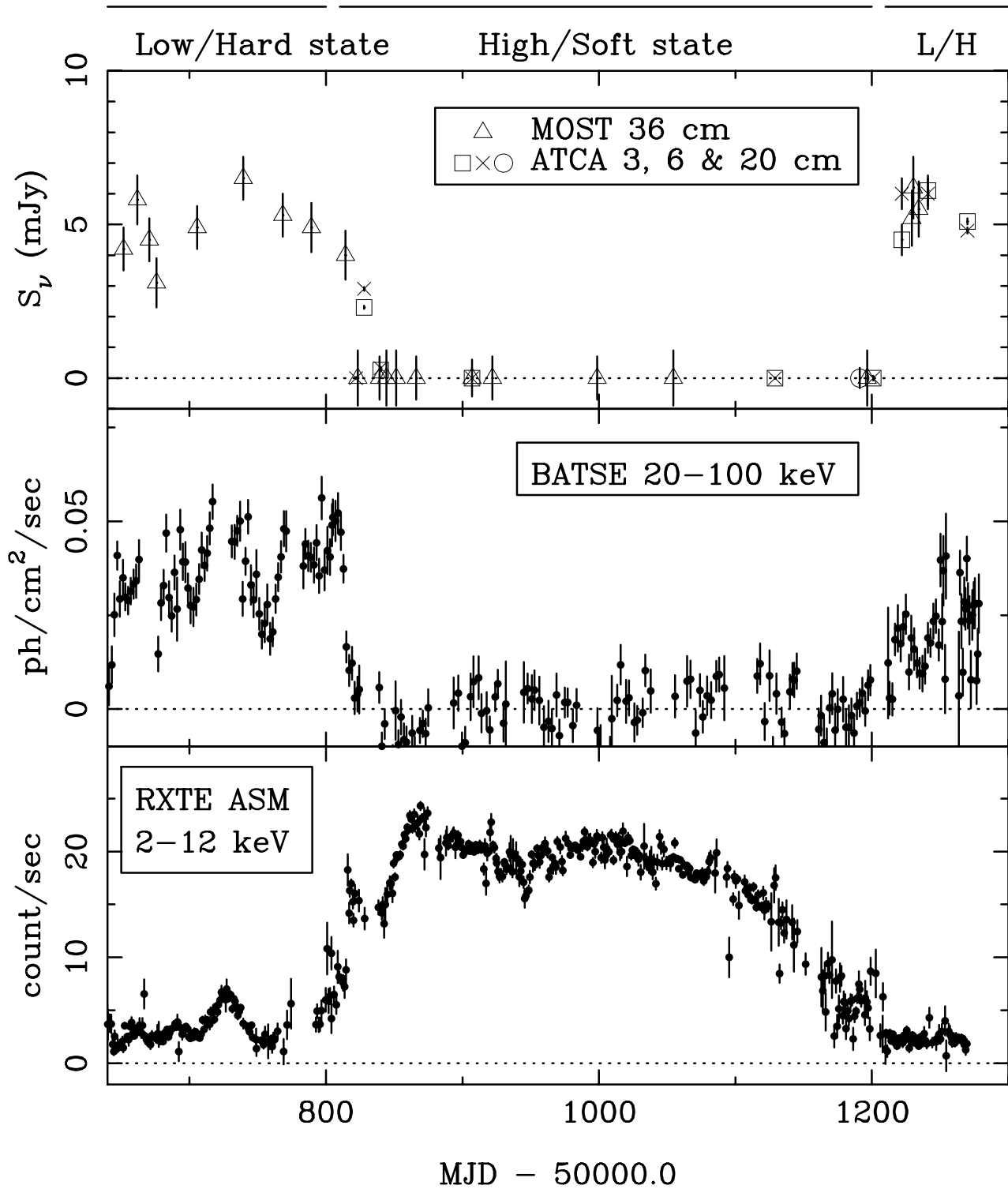


Figura 5: Observaciones radio (ATCA y MOST), rayos X duros (BATSE) y rayos X blandos (RXTE) del candidato a agujero negro GX 339-4 (Fender et al. 1999b) durante casi dos años. Los datos ilustran como la transición del estado *high-soft* al estado *low-hard* conlleva la aparición de emisión radio atribuida a la creación de chorros persistentes en el sistema.

Blandford & Payne (1982) y otros autores. Actualmente la presencia de los chorros empieza a ser un elemento a tener en cuenta obligatoriamente en los modelos de discos de acreción. Por ejemplo, los últimos resultados numéricos de Koide et al. (2002) indican que los cho-

ros y el campo magnético, anclado al disco de acreción en las proximidades del horizonte del agujero negro, juegan un papel esencial en la extracción de la energía rotacional de éste. Qué fracción de la energía emitida por el sistema con agujero negro procede de la energía

rotacional o del disco de acreción es una cuestión que aún no podemos responder con seguridad. Igualmente, la naturaleza bariónica, o no, del plasma en los chorros es probable que dependa de si el mecanismo de formación es magnetohidrodinámico o puramente electromagnético.

Por otro lado, el estudio de los discos de acreción en microcuásares no quedaría completo sin una comprensión de las oscilaciones cuasi periódicas (*Quasi Periodic Oscillations* o QPOs) en la emisión de rayos X de estos sistemas. Observacionalmente, los QPOs se detectan como picos en el espectro de potencia de la emisión X obtenido mediante técnicas de Fourier. En los microcuásares GRS 1915+105 y GRO J1655–40 se han medido QPOs con una frecuencia máxima muy estable de 67 y 300 Hz, respectivamente (Morgan et al. 1997; Remillard et al. 1999). Se ha propuesto que dichas frecuencias máximas están asociadas a la última órbita estable alrededor del agujero negro central y, por tanto, relacionadas con parámetros físicos tan fundamentales como son su masa y su momento angular. En este sentido, es muy probable que los métodos “disco-sismológicos” puedan contribuir notablemente a la determinación precisa de estos parámetros tan escurridizos.

La población de microcuásares en la Galaxia

Hace apenas diez años, los dedos de una mano eran más que suficientes para llevar la cuenta del número de microcuásares conocidos. La situación actual es mucho más halagüeña, pero aún distamos mucho de contar con una población numerosa de la que obtener resultados generalizables.

Censo actual

A la hora de redactar estas líneas, se conocen un total de dieciséis microcuásares en la Galaxia enumerados en la Tabla 1. En la parte superior se han situado aquéllos que corresponden a sistemas binarios de baja masa, mientras que en la parte inferior de la tabla están los de alta masa. Dentro de cada grupo, todos ellos aparecen ordenados por ascensión recta. Para cada objeto se indica: nombre y posición; tipo de sistema; distancia; período orbital, magnitud aparente, masa del objeto compacto, luminosidades X y radio, grado de actividad, velocidad aparente, intrínseca, inclinación y tamaño de los chorros y referencias relevantes. En dos de los dieciséis microcuásares, GX 339–4 y XTE J1118+480, los chorros aún no se han resuelto sin ambigüedad, aunque su filiación está prácticamente asegurada por otros indicios. La información recogida en la Tabla 1 ha sido obtenida de muy distintas procedencias. Se ha consultado, entre otras, la base de datos SIMBAD, el seguimiento diario del Green Bank Interferometer (GBI) y del satélite Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE), los

catálogos de Liu et al. (2000; 2001), así como las referencias específicas indicadas y demás citas incluidas en las fuentes consultadas. Nuestra recopilación no pretende ni mucho menos ser completa ni exhaustiva, pero sí al menos representativa. Las luminosidades X y radio de la Tabla 1 son aproximadas, en el dominio de keVs y centimétrico (0.1–100 GHz), respectivamente. Estas corresponden al estado normal o al estado eruptivo del sistema en función de que éste sea de tipo persistente (p) o transitorio (t).

Además de SS 433, algunos de los objetos recopilados en la Tabla 1 ya eran famosos mucho antes de que el concepto de microcuásar fuese aceptado. Por ejemplo, Scorpio X-1 es la primera fuente puntual extrasolar de rayos X que se detectó históricamente (Giacconi et al. 1962). Recientemente, y mediante un seguimiento a lo largo de 4 años con el VLBA, Fomalont et al. (2001a y 2001b) han obtenido imágenes de alta resolución de Scorpio X-1 que muestran sin lugar a dudas sus chorros bipolares moviéndose en promedio con velocidad de $0.45c$. Es posible, no obstante, que el flujo de energía en los chorros sea mucho más veloz ($>0.95c$). También se cuenta entre los microcuásares con el sistema Cygnus X-1, la primera binaria donde se obtuvo evidencia dinámica de la existencia de un agujero negro (Webster & Murdin 1972; Bolton 1972). El caso de Cygnus X-3 es igualmente digno de mención, pues durante sus erupciones la emisión radio aumenta hasta en tres órdenes de magnitud en pocos días (Gregory et al. 1972). Como resultado de estas grandes erupciones se forman chorros que se mueven a velocidades relativistas y que han podido ser resueltos incluso con el VLA, tal como se muestra en la Fig. 6 (Martí et al. 2001). Por último, la familia de microcuásares incluye también los cuatro únicos casos confirmados de fuentes superluminicas en la Galaxia, a saber, GRS 1915+105, GRO J1655–40, XTE J1748–288 y V4641 Sgr (véanse referencias en Tabla 1).

Es muy probable que próximos descubrimientos aumenten significativamente el censo de microcuásares conocidos en la Galaxia y la Tabla 1 deje pronto de estar actualizada. Igualmente, nada impide pensar tampoco que no haya microcuásares en galaxias distintas a la nuestra; pero su detección será sin duda difícil debido a las enormes distancias cosmológicas.

Búsqueda de microcuásares

El potencial científico que ofrecen las observaciones de microcuásares se ve actualmente limitado debido al número aún relativamente bajo de casos conocidos. Únicamente para unos pocos de ellos ha sido posible realizar determinaciones precisas de los movimientos propios de los chorros relativistas. Del mismo modo, sólo para el microcuásar GRS 1915+105 se han podido observar en detalle los eventos de destrucción de las regiones internas del disco de acreción seguidos de episodios de eyección de plasma. Como ya hemos comentado, esta situación representa un serio problema para

Tabla 1. Microcuásares conocidos en la Vía Láctea

Nombre	Posición (J2000)	Tipo de sistema	D (kpc)	P_{orb} (d)	V (mag)	M_{compacta} ($M_{\odot}$)	L_X (erg s^{-1})	L_{rad}^a (erg s^{-1})	Actividad radio	v_{apar}	v_{int}	θ	Tam. chorro (AU)	Referencias
Binarias de rayos X de baja masa (LMXB)														
XTE J1118+480^b	11 ^h 18 ^m 10 ^s 85 +48°02'12"9	K7V–M0V +AN	1.9	0.17	12.9–18.8	6.9	$\sim 1.2 \times 10^{36}$ (1–160 keV)	$\sim 5 \times 10^{30}$	t	–	–	–	≤ 0.03	(3,4,5,70)
Circinus X–1	15 ^h 20 ^m 40 ^s 9 –57°10'01"	Subgigante +EN	5.5	16.6	$B = 21.4$	–	$\sim 1 \times 10^{38}$ (0.1–100 keV)	$\sim 2 \times 10^{31}$	p	$\geq 0.1c$	$\geq 0.1c$	$> 70^\circ$	$> 10^4$	(6,7,8,9, 10,11,61)
XTE J1550–564	15 ^h 50 ^m 58 ^s 70 –56°28'35"2	K0V–K5V +?	2.5	1.5	16.6–21.4	9.4	$\sim 2 \times 10^{37}$ (2–200 keV)	$\sim 10^{29}$	t	–	–	–	$\sim 10^3$	(12,13,14,15, 16,73)
Scorpio X–1	16 ^h 19 ^m 55 ^s 1 –15°38'25"	? +EN	2.8	0.8	12.2	1.4	$\sim 2 \times 10^{38}$ (2–20 keV)	$\sim 4 \times 10^{30}$	p	0.68c	0.45c	44°	42	(17,18,19)
GRO J1655–40	16 ^h 55 ^m 00 ^s 25 –39°50'45"0	F5IV +AN	3.2	2.6	14.2–17.3	7.02	$\sim 10^{37}$ (1–100 keV)	$\sim 10^{33}$	t	1.1c	0.92c	72°–85°	8000	(20,21,22,23, 62)
GX 339–4^b	17 ^h 02 ^m 49 ^s 5 –48°47'23"	– +AN?	1.3	0.6	15.5	–	10^{35} – 10^{38} (1–20 keV)	$\sim 2 \times 10^{30}$	?	–	–	–	4000	(24,25)
1E 1740.7–2942	17 ^h 43 ^m 54 ^s 83 –29°44'42"60	– +AN	8.5?	12.5?	$K > 20$	–	$\sim 2 \times 10^{37}$ (1–200 keV)	$\sim 2 \times 10^{30}$	p	–	–	–	$\sim 10^6$	(26,27,28,29, 30,63)
XTE J1748–288	17 ^h 48 ^m 05 ^s 06 –28°28'25"8	– +AN?	≥ 8	?	?	$> 4.5?$	$> 10^{38}$ (3–25 keV)	$> 2 \times 10^{33}$	t	1.3c	$> 0.9c$	–	$> 10^4$	(31,32,33,71)
GRS 1758–258	18 ^h 01 ^m 12 ^s 40 –25°44'36"1	– +AN	8.5?	18.5?	≥ 24	–	$\sim 2 \times 10^{37}$ (1–200 keV)	$\sim 1 \times 10^{30}$	p	–	–	–	$\sim 10^6$	(28,29,30,34, 35)
GRS 1915+105	19 ^h 15 ^m 11 ^s 55 +10°56'44"7	K–M III +AN	12.5	33.5	$K \simeq 13$	14	$\sim 1 \times 10^{39}$ (2–50 keV)	$\sim 1 \times 10^{32}$	t	1.2c–1.7c	0.92c–0.97c	66°–70°	$\sim 10^2$ – 10^4	(47,48,49,50, 51,66,67)
Binarias de rayos X de alta masa (HMXB)														
CI Cam	04 ^h 19 ^m 42 ^s 2 +55°59'58"	sgB[e] +AN?	> 5	?	9.25	–	$> 3 \times 10^{38}$ (2–25 keV)	$> 1 \times 10^{33}$	t	$\sim 0.15c$	$\sim 0.15c$	$> 70^\circ$	–	(1,2,60)
V4641 Sgr	18 ^h 19 ^m 21 ^s 48 –25°25'36"0	B3–A2V +AN	~ 10	2.8	8.5–13.5	9.6	$\sim 10^{38}$ (2–10 keV)	$\sim 2 \times 10^{33}$	t	$\geq 9.5c$	–	–	–	(36,37,38,39)
LS 5039	18 ^h 26 ^m 15 ^s 05 –14°50'54"24	O6.5V((f)) +EN?	2.9	4.1	11.2	1–3	$\sim 5 \times 10^{34}$ (1.5–12 keV)	$\sim 1 \times 10^{31}$	p	$\geq 0.15c$	$\geq 0.15c$	$< 81^\circ$	18–600	(40,41,42,64, 68,69)
SS 433	19 ^h 11 ^m 49 ^s 6 +04°58'58"	OB? +EN	4.8	13.1	14.2	–	$\sim 7 \times 10^{35}$ (1.5–12 keV)	$\sim 3 \times 10^{32}$	p	0.26c	0.26c	79°	$\sim 10^4$ – 10^6	(43,44,45,46, 65)
Cygnus X–1	19 ^h 58 ^m 21 ^s 68 +35°12'05"8	O9.7Iab +AN	2.5	5.6	8.95	10.1	$\sim 8 \times 10^{36}$ (1.5–12 keV)	$\sim 1 \times 10^{31}$	p	–	$> 0.6c$	40°	38	(52,53,54,72)
Cygnus X–3	20 ^h 32 ^m 25 ^s 78 +40°57'28"0	WNe +AN?	9	0.2	$I \simeq 21$	–	$\sim 10^{37}$ – 10^{38} (1–6 keV)	$\sim 1 \times 10^{33}$	p	0.69c	0.43c	73°	$\sim 10^4$	(55,56,57,58, 59)

Notas: ^aBanda 0.1–100 GHz. ^bJets aún no resueltos claramente. ANi agujero negro. ENi estrella de neutrones. pt persistente. t transitoria.

Referencias: ¹Mioduszewski et al. (1998); ²Robinson et al. (2002); ³Wagner et al. (2001); ⁴Mirabel et al. (2001); ⁵McClintock et al. (2001); ⁶Kaluzienski et al. (1976); ⁷Stewart et al. (1993); ⁸Case & Bhattacharya (1998); ⁹Faria et al. (2001); ¹⁰Johnston et al. (1999); ¹¹Spencer et al. (1997); ¹²Sánchez–Fernández et al. (1999); ¹³Hannikainen et al. (2001); ¹⁴Corbel et al. (2001); ¹⁵Tomsick et al. (2001); ¹⁶Wu et al. (2002); ¹⁷Fomalont et al. (2001b); ¹⁸Bradshaw et al. (1997); ¹⁹Bradshaw et al. (1999); ²⁰Hjellming & Rupen (1995); ²¹Tingay et al. (1995); ²²Bailyn et al. (1995); ²³Kubota et al. (2001); ²⁴Predehl et al. (1991); ²⁵Fender et al. (1997b); ²⁶Mirabel et al. (1992); ²⁷Martí et al. (2000); ²⁸Eikenberry et al. (2001); ²⁹Main et al. (1999); ³⁰Smith et al. (2001); ³¹Hjellming et al. (1998); ³²Revnivtsev et al. (2000); ³³Rupen et al. (1998); ³⁴Martí et al. (1998b); ³⁵Martí et al. (2002); ³⁶Orosz et al. (2001); ³⁷Chaty et al. (2001); ³⁸Hjellming et al. (2000); ³⁹in't Zand et al. (2000); ⁴⁰Paredes et al. (2000); ⁴¹Ribó et al. (1999); ⁴²McSwain et al. (2001); ⁴³Spencer (1979); ⁴⁴Hjellming & Johnston (1981); ⁴⁵Margon (1984); ⁴⁶Vermeulen et al. (1993); ⁴⁷Mirabel & Rodríguez (1994); ⁴⁸Morgan et al. (1997); ⁴⁹Belloni et al. (1997); ⁵⁰Mirabel et al. (1998); ⁵¹Greiner et al. (2001); ⁵²Bowyer et al. (1965); ⁵³Gies & Bolton (1986); ⁵⁴Stirling et al. (2001); ⁵⁵Gregory et al. (1972); ⁵⁶Watanabe et al. (1994); ⁵⁷Predehl et al. (2000); ⁵⁸Mioduszewski et al. (2001); ⁵⁹Martí et al. (2001); ⁶⁰García et al. (1998); ⁶¹Fender et al. (1998); ⁶²Orosz & Bailyn (1997); ⁶³Steehls and Casares (2002); ⁶⁴Paredes et al. (2002); ⁶⁵Spencer (1984); ⁶⁶Fender et al. (1999); ⁶⁷Dhawan et al. (2000); ⁶⁸Clark et al. (2001); ⁶⁹McSwain & Gies (2002); ⁷⁰Fender et al. (2001); ⁷¹Miller et al. (2001); ⁷²Herrero et al. (1995); ⁷³Orosz et al. (2002).

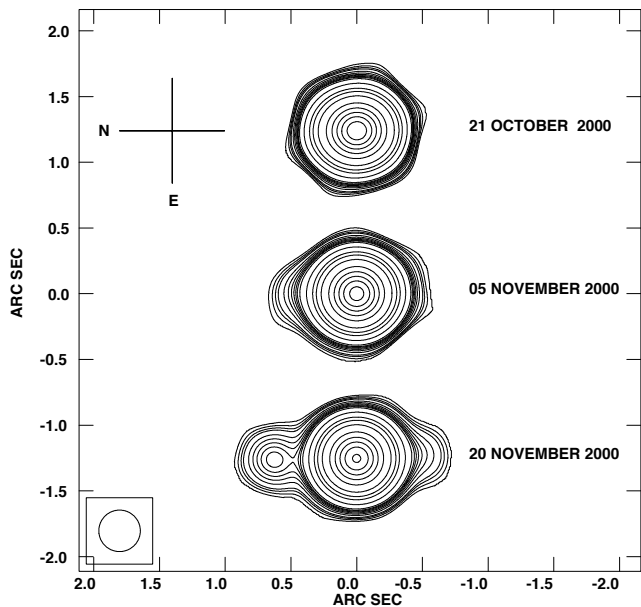


Figura 6: Mapa radio de Cyg X-3, a 6 cm, obtenido con el VLA durante tres épocas sucesivas y posteriores a una gran erupción (Martí et al. 2001).

realizar comparaciones y estudios estadísticamente significativos. Por la misma causa se ve dificultada la deseada extrapolación de resultados al campo de cuásares y otros núcleos activos de galaxias.

Ante este panorama no es de extrañar que la ampliación de la muestra de microcuásares conocidos sea una cuestión de gran interés entre la comunidad astrofísica que estudia el tema. La mayor parte de descubrimientos de microcuásares ha sido como consecuencia de algún episodio eruptivo detectado por observatorios de alta energía en órbita terrestre y el seguimiento posterior desde tierra (por ej. GRS 1915+105, GRO J1655–40, V4641 Sgr, etc.). Ésta es sin duda una vía de hallazgo que se espera continúe siendo muy fructífera en el futuro. Posiblemente, la mejor baza de la comunidad astrofísica en este sentido será el satélite de rayos γ INTEGRAL de la Agencia Europea del Espacio, cuyo lanzamiento está previsto para Octubre de 2002. Un rasgo distintivo y novedoso de INTEGRAL serán sus barridos semanales de gran parte del plano galáctico, los cuales proporcionarán numerosas detecciones de fuentes transitorias de alta energía. El seguimiento multi-longitud de onda de estas nuevas detecciones puede conducir sin duda a la identificación de nuevos sistemas de tipo microcuásar.

Por otro lado, es probable que también puedan identificarse nuevos microcuásares mediante una inspección detallada de bases de datos astronómicos en distintos dominios de longitud de onda, la cual permite seleccionar una lista de candidatos de los que se deberá confirmar su naturaleza de microcuásar con observaciones posteriores (Paredes et al. 2002). Este es precisamente el procedimiento empleado, por quienes suscriben, para la identificación inicial del microcuásar LS 5039 (Martí

et al. 1998). La disponibilidad para estos fines de numerosas exploraciones y catálogos en el óptico, radio y rayos X de acceso público constituye a nuestro juicio una reserva de información valiosa en su mayor parte aún por explotar.

Microcuásares como fuentes de rayos gamma

Hoy en día está bien establecido que los chorros relativistas en AGNs son emisores efectivos de rayos γ de GeV (e.g. Von Montigny et al. 1995). Desde un punto de vista muy general, y atendiendo a la morfología, cabría esperar también flujos de rayos γ de alta energía de sus miniaturas en versión galáctica, es decir, de los microcuásares. Además, a partir de los parámetros físicos obtenidos en observaciones de erupciones en GRS 1915+105, se han realizado cálculos del flujo de rayos γ esperado a partir de la dispersión Compton inversa de los propios fotones de la radiación sincrotrón centimétrica (Aharonian & Atoyan 1998). Los flujos obtenidos difícilmente podían haber sido detectados por EGRET pero sí podrían serlo por GLAST.

El reciente descubrimiento del microcuásar LS 5039 y su posible asociación con una fuente de rayos γ de alta energía ($E > 100$ MeV) representa la primera evidencia observacional de que los microcuásares pueden ser también fuentes de alta energía γ (Paredes et al. 2000). Este hecho también ha abierto la posibilidad de que otras fuentes no identificadas del catálogo EGRET puedan ser también microcuásares. Este microcuásar es el único emisor de rayos X del catálogo ROSAT de fuentes brillantes que tiene una posición concordante con la fuente de rayos γ de alta energía 3EG J1824–1514; también es el único objeto detectado en radio y rayos X simultáneamente dentro del campo de emisión de rayos γ y además presenta chorros. Todo ello sugiere firmemente que se trata del mismo objeto emitiendo en diferentes bandas del espectro electromagnético, desde radio hasta gamma. Cabe señalar que esta es la primera vez que se encuentra una asociación entre un microcuásar y una fuente de rayos γ de alta energía.

El origen de esta emisión, que tiene una luminosidad de $L_\gamma(> 100 \text{ MeV}) \sim 3.8 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, estaría muy posiblemente vinculada a procesos de efecto Compton inverso entre los fotones ultravioleta de la estrella compañera caliente y los mismos electrones relativistas responsables de la emisión radio. El corrimiento energético en este proceso viene dado por $E_\gamma \sim \gamma_e^2 E_f$, donde las energías del rayo γ y del fotón estelar están relacionadas por el factor de Lorentz de los electrones relativistas al cuadrado. Para una estrella O6.5 de la secuencia principal se espera que una buena parte de su luminosidad venga dada por fotones con energía $E_f \sim 10 \text{ eV}$. A fin de que estos fotones aparezcan dispersados como rayos γ con energías $E_\gamma \sim 100 \text{ MeV}$, se necesitan electrones con factores de Lorentz $\sim 10^3$, o equivalentemente, con energías $\sim 10^{-3} \text{ erg}$.