

Tesis Doctoral

Agujeros negros de masa intermedia: efectos sobre su entorno y detectabilidad

Pepe, Carolina

2013

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Pepe, Carolina. (2013). Agujeros negros de masa intermedia: efectos sobre su entorno y detectabilidad. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Pepe, Carolina. "Agujeros negros de masa intermedia: efectos sobre su entorno y detectabilidad". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2013.



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

**Agujeros negros de masa intermedia: efectos
sobre su entorno y detectabilidad**

Tesis presentada para optar al título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias
Físicas

Carolina Pepe

Director de Tesis: Dr. Leonardo J. Pellizza

Consejero de estudios: Dra. Cristina Caputo

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio
(CONICET-UBA)

Buenos Aires, 2013

© 2014 - Carolina Pepe
ALL RIGHTS RESERVED.

*Agujeros negros de masa intermedia: efectos
sobre su entorno y detectabilidad*

RESUMEN

Distintas observaciones han sugerido la existencia de agujeros negros con masas intermedias entre los agujeros negros de masa estelar y los supermasivos ($M \sim 10^2 - 10^4 M_\odot$, IMBHs). Estudios teóricos y numéricos indican que los cúmulos globulares son los principales candidatos a albergar tales objetos, sin embargo su existencia es aún tema de debate.

En esta Tesis se investigan los efectos dinámicos que un hipotético IMBH genera en el medio circundante. Se desarrollan modelos hidrodinámicos para el proceso de acreción sobre el mismo, y se buscan observables que permitan establecer la presencia del IMBH y sus propiedades. Dichos modelos surgen de extender el de Bondi-Hoyle, con el fin de analizar el fenómeno en un escenario más realista. Se investiga la acreción de fluidos cosmológicos y del medio interestelar, buscando correlacionar los parámetros estructurales del cúmulo huésped con la tasa de acreción e investigar el impacto de los parámetros intrínsecos del modelo. Las predicciones de los modelos se contrastan con distintas observaciones disponibles en la literatura, entre ellas la luminosidad de las fuentes X en el centro de los cúmulos globulares, la densidad del medio interestelar de los mismos, y el enrojecimiento producido por el polvo presente en ellos.

Palabras clave: Agujeros negros: masa intermedia - cúmulos globulares: dinámica - cúmulos globulares: medio interestelar - física de acreción - rayos X: fuentes

*Intermediate mass black holes: impact on the
surrounding interstellar medium and
detectability*

ABSTRACT

During the last few years, different kind of observations have suggested the existence of black holes with masses in the range $\sim 10^2 - 10^4 M_\odot$ (IMBHs). Furthermore, theoretical studies and numerical simulations indicate that globular clusters are the main candidates to host such IMBHs.

In this Thesis I investigate on the dynamical effects produced by the putative IMBH on its surrounding interstellar medium by studying the accretion onto it. I develop hydrodynamical models for the accretion process onto the IMBH and I search for observables from which I can state the presence of the black hole. Such models are an extension of the traditional Bondi-Hoyle model and they intend to study the accretion process in a more realistic scenario. I study the accretion of cosmological fluids and the interstellar medium in search for correlations between the structural parameters of the host cluster and the accretion rate/luminosity as well as I explore the impact of the model parameters on the results. The predictions are compared with available observations in the literature, such as the luminosity of the X-ray sources at the centre of globular clusters, their interstellar medium density and the reddening produced by the dust in these stellar systems.

Palabras clave: black holes: intermediate mass - accretion physics
- globular clusters: dynamics - globular clusters: interstellar medium -
X-rays: sources

Índice general

1	INTRODUCCIÓN	1
2	CONSIDERACIONES GENERALES	15
2.1	El entorno: cúmulos globulares	16
2.1.1	Dinámica estelar	18
	Modelo de King	20
	Distribución estelar en presencia de un IMBH	22
2.1.2	Medio interestelar	27
2.2	El proceso de acreción	30
2.2.1	Acreción de Bondi-Hoyle	32
2.2.2	Acreción de fluidos relativistas	39
3	ACRECIÓN GLOBAL DE MATERIA NO BARIÓNICA	45
3.1	Modelo semi-analítico	47
3.2	Radiación de fondo	51
3.3	Materia oscura	54
3.4	Energía oscura	59
3.5	Aplicación a agujeros negros de masa estelar	61
4	ACRECIÓN GLOBAL DE MATERIA BARIÓNICA	65
4.1	Ecuaciones básicas del modelo	67
4.2	Soluciones transónicas	70

4.2.1	Exploración del espacio de parámetros	73
4.2.2	Exploración del espacio de parámetros estructurales de los cúmulos de la Vía Láctea	79
4.2.3	Perfiles de velocidad y densidad	83
4.3	Soluciones de brisas	85
4.3.1	Dependencia del radio de estancamiento con la presión externa	87
4.3.2	Perfiles de velocidad y densidad	88
4.4	Comparación con el modelo de Bondi-Hoyle	90
4.5	Detectabilidad: estimaciones de la luminosidad	95
4.6	Modelo cuasi-adiabático	97
4.6.1	Ecuaciones básicas del modelo	98
4.6.2	Soluciones de brisas y transónicas	101
4.7	Conclusiones particulares	104
5	EFFECTOS DEL IMBH SOBRE EL MEDIO INTRACÚMULO. ASPECTOS OBSERVACIONALES.	107
5.1	Efectos del polvo en las observaciones	109
5.1.1	Transporte radiativo	111
5.1.2	Estimación del exceso de color	113
5.1.3	Mapas de enrojecimiento	115
5.2	Púlsares en cúmulos globulares	125
5.2.1	Aspectos dinámicos	129
5.2.2	Estimación de DM	134
6	CONCLUSIONES	145

Índice de figuras

2.1.1 Imagen del cúmulo globular NGC 6388.	17
2.1.2 Esquema del diagrama color-magnitud para el cúmulo globular M 55.	18
2.1.3 Potencial para distintas masas del IMBH según el modelo de Miocchi (2007) para un cúmulo de $W_0 \sim 8$. . .	27
2.2.1 Flujos esféricamente simétricos en el campo gravitacional de una masa puntual. Tomado de Frank et al. (2002) . . .	37
3.2.1 Espectro de la radiación cósmica de fondo tomado por COBE (de Mather et al., 1990).	52
3.2.2 Cociente $m(r)/r$ para un cúmulo globular típico con un IMBH.	54
3.3.1 Radio crítico para el sistema cúmulo-IMBH como función del parámetro de estado ω	58
3.3.2 Tasa de acreción para el sistema cúmulo-IMBH como función del parámetro de estado ω	58
3.5.1 Masa acretada por un StMBH para distintas velocidades del agujero negro.	63
3.5.2 Factor de corrección por velocidad como función del parámetro de estado.	63

4.2.1 Función que define los radios sónicos en el caso isotérmico para el cúmulo M 15	72
4.2.2 Radio de estancamiento y tasa de acreción versus temperatura del gas para 4 cúmulos distintos.	76
4.2.3 Radio de estancamiento y tasa de acreción versus masa del IMBH para 4 cúmulos distintos.	77
4.2.4 Cociente entre el radio de estancamiento y el radio de acreción tradicional.	78
4.2.5 Tasa de acreción vs velocidad de dispersión del cúmulo para tres temperaturas y masas distintas	81
4.2.6 Tasa de acreción vs masa del cúmulo para tres temperaturas y masas distintas	82
4.2.7 Perfiles de densidad y velocidad (transónica) para M 15	84
4.3.1 Presión en el radio tidal vs radio de estancamiento para M 15. Modelo isotérmico.	89
4.3.2 Perfiles de densidad y velocidad (brisa isotérmica) para M 15	91
4.4.1 Comparación entre la tasa de acreción de nuestro modelo y la de Bondi-Hoyle tradicional.	93
4.4.2 Tasa de acreción para M 15 para todos los radios de estancamiento posibles.	94
4.5.1 Luminosidad en rayos X para NGC 6388 como función del radio de estancamiento.	97
5.1.1 Mapas del exceso de color $E(B - V)$ para M 15 considerando una temperatura fija de 5000 K	117
5.1.2 Continuación figura 5.1.1. Arriba: $M_{\text{BH}} = 1000 M_{\odot}$. Abajo: $M_{\text{BH}} = 3981 M_{\odot}$	118
5.1.3 Mapas del exceso de color $E(B - V)$ para M 15 considerando una temperatura fija de 9976 K	119
5.1.4 Continuación de la figura 5.1.3.	120

5.1.5 Mapas del exceso de color $E(B - V)$ para M 15 considerando una temperatura fija de 12559 K.	123
5.1.6 Continuación figura 5.1.5.	124
5.2.1 Distribución por cúmulo y año de descubrimiento de MSPs, tomada de Ransom (2005).	128
5.2.2 Parámetros geométricos del modelo de Freire.	130
5.2.3 Módulo de la aceleración normal en función de la distancia al plano del cielo para el cúmulo M 15 en la posición transversal de dos de sus púlsares.	133
5.2.4 Estimación del rango de $(\dot{P}/P)_{int}$ de los MSPs en cúmulos globulares.	135
5.2.5 Estimación del rango de $(\dot{P}/P)_{int}$ de los MSPs en cúmulos globulares	136
5.2.6 DM para el cúmulo NGC 6440 considerando los casos con y sin IMBH en su centro.	139
5.2.7 DM observado para el cúmulo 47 Tuc.	140
5.2.8 DM para el cúmulo M 62 suponiendo un IMBH de 2511 M_{\odot} . 141	
5.2.9 DM para el cúmulo M 15 suponiendo un IMBH de 3981 M_{\odot} . 142	
5.2.10 DM para el cúmulo NGC 6752 suponiendo un IMBH de 100 M_{\odot} y 1000 M_{\odot} , respectivamente.	143

A MI ABUELO ALBERTO,
QUIEN JAMÁS PERDIÓ LA SONRISA.

Agradecimientos

Faltan apenas unas horas para entregar, final y oficialmente, esta Tesis y aquí me encuentro, sentada, trando de hacer una lista de todas aquellas personas que, de una u otra manera y posiblemente sin darse cuenta, han contribuido a la realización de este trabajo. Al parecer, esta tarea es aún más difícil que desarrollar todo el contenido de ecuaciones y resultados que se encuentra a continuación.

En primer lugar, siento que debo agradecerle a Leo, mi director, primero, por haberme aceptado para trabajar con él. De lo contrario, nada de esto hubiera sido posible. Gracias Leo, sobretodo, por dejarme trabajar a mi manera y por todas las palabras de aliento que me dijiste durante los últimos años.

Quiero agradecerle a toda mi familia, por preguntarme, por desearme suerte, por llamarme antes de irme de viaje, por preocuparse aún sin entender del todo por qué. Un agradecimiento especial va para vos, Madre, por entender mi ausencia del último mes. Y otros para mis hermanos, Pía y Lucas, por tomar la posta.

También me gustaría agradecerle a mis amigos, a todos los que alguna vez me preguntaron 'Cómo venís?', los que me sacaron a pasear, los que me hicieron reír. A todos, gracias. No puedo evitar mencionar el apoyo de Gri y Vero en esto último tiempo, compartiendo la parte más sinuosa del camino. Gri, soy infinitamente feliz que ya casi estás de vuelta!

A Marce y a Da, por preocuparse, por estar atentas a todas las etapas, por alegrarse conmigo, por hasta aprenderse el nombre de mi director y los trámites que tuve que realizar! Por bancarse cenar conmigo y encontrarme medio dormida y/o hablando siempre de lo mismo. Las adoro.

A todos mis compañeros y amigos del IAFE. Por almuerzos, cenas, tragos, paddle, compras en la verdulería, y viajes en bicicleta y/o patines. Por levantarme el ánimo cuando quería romper todo. Por infinitas y valiosísimas charlas. Definitivamente el día a día es más feliz cuando uno se cruza con gente así!

A Cristina, mi primer entrenadora de voley, quien sin darse cuenta y junto con aquel equipo que supimos formar, me enseñó casi todo lo que sé sobre el trabajo en equipo, el sentido de grupo. Cris, no te das una idea lo valioso que es eso hoy para mí!

A Dani, mi compañero. *I've got an angel, he doesn't wear any wings.* Definitivamente tu presencia fue fuente de inspiración en los 5 años que duró este trabajo. Gracias, por eso, y por un montón de cosas más.

1

Introducción

Los agujeros negros son unos de los objetos astrofísicos más fascinantes que pueden encontrarse en el Universo. Dada la intensidad de su campo gravitatorio, que hace que la velocidad de escape iguale a la de la luz, estudiar cómo se forman, evolucionan e interactúan con su entorno permite investigar procesos físicos que no se encuentran en otros escenarios de la naturaleza. Por esta razón, son considerados laboratorios naturales para poner a prueba la física en condiciones extremas.

Si bien los agujeros negros parecerían, por definición, indetectables, si existe materia cayendo sobre ellos, ésta se acelera, comprime y calienta, alcanzando temperaturas de varios millones de grados, y provocando la consecuente emisión de radiación electromagnética de alta energía (ultravioleta, rayos X, rayos γ). Mediante este proceso, llamado acre-

ción, con los instrumentos adecuados, los agujeros negros pueden ser detectados indirectamente. También es posible determinar su presencia mediante su influencia gravitatoria sobre las estrellas cercanas.

Los agujeros negros pueden clasificarse según sus tres únicas propiedades: carga, momento angular y masa. Si bien en la actualidad no existe prácticamente forma de medir la primera propiedad, sí es posible medir las últimas dos¹. Sin embargo, carga y momento angular no son relevantes a los fines de este trabajo de Tesis por lo cual me limito a describirlos según su masa. En los sistemas astrofísicos los hay supermasivos (SMBHs) y de masa estelar.

Los agujeros negros de masa estelar no son más que los fósiles que las estrellas masivas han dejado. Una vez que éstas agotan su combustible explotan como supernovas, colapsando su núcleo gravitacionalmente y dando lugar a distintos objetos compactos: estrellas de neutrones o agujeros negros. Estos últimos se formarán cuando la masa remanente en el núcleo estelar sea superior a $\sim 2-3 M_{\odot}$ (e.g. [Battaner, 1995](#)). En la Vía Láctea han sido encontrados agujeros negros de masa estelar de hasta $20 M_{\odot}$ ([McClintock et al., 2001](#)). Por otro lado, existe evidencia de la existencia de agujeros negros supermasivos ($10^5 - 10^9 M_{\odot}$) en los centros de las galaxias (e.g. [Magorrian et al., 1998](#)). Se cree que estos objetos fueron formados en los comienzos del Universo, junto a otras estructuras cósmicas (e.g. [Harwitt, 2006](#)). Sin embargo, aún no existe una descripción completa del proceso de su formación como así de la evolución de estos objetos.

Distintas observaciones y desarrollos teóricos, en los últimos años, han sugerido la existencia de objetos con masas intermedias entre estos

¹Por un *review* sobre cómo medir el momento angular de un agujero negro ver [Narayan \(2005\)](#).

valores ($10^2 - 10^5 M_\odot$), que han recibido el nombre de agujeros negros de masa intermedia (IMBHs, de su nombre en inglés *intermediate mass black holes*). Dichos trabajos y el estado actual de las investigaciones son descriptos detalladamente en los párrafos subsiguientes.

En primer lugar, la extrapolación de la relación entre la masa del bulbo de las galaxias y la masa de sus agujeros negros centrales (Magorrian et al., 1998) a los cúmulos globulares, sugiere la existencia en los centros de estos últimos, de agujeros negros de masas entre $10^3 - 10^4 M_\odot$. A pesar que la mayoría de las galaxias y sus SMBHs siguen la relación previamente dicha, existe evidencia de cierta dispersión² en el límite de las masas más altas ($M_{\text{BH}} \sim 10^{9-10} M_\odot$, Gebhardt et al., 2011, McConnell et al., 2011, van den Bosch et al., 2012). Dado este comportamiento en el extremo de masas más altas, se han llevado a cabo intentos de medir la masa de los agujeros negros centrales en galaxias enanas (Barth et al., 2004, Filippenko & Ho, 2003, Xiao et al., 2011) que poblaron el límite de masas bajas de la relación con cierta dispersión. Sin embargo, las masas mínimas alcanzadas en las galaxias enanas son del orden de $10^5 M_\odot$. Masas más bajas serían, entonces, encontradas en sistemas estelares menos masivos. Por esta razón, los cúmulos globulares son los principales candidatos a albergar IMBHs.

Por otro lado, se han detectado fuentes de rayos X ultraluminosas (ULXs; de su nombre en inglés *ultraluminous X ray sources*) en galaxias cercanas (Fabbiano, 2006), algunas coincidentes con cúmulos globulares (Angelini et al., 2001), que podrían indicar la existencia de objetos acretantes cuyas masas se encuentran en el rango de interés. Estas fuentes poseen luminosidades superiores a la establecida por el límite de Eddington para agujeros negros de masa estelar, sugiriendo así la posibilidad de estar en presencia de objetos acretantes cuya masa

²O una curvatura hacia arriba

sea mayor, del orden de las de los IMBHs. Una de las explicaciones alternativas a la existencia de los IMBHs es la originalmente propuesta por Reynolds et al. (1997). Éste es un modelo en el que la fuente es un agujero negro de masa estelar que produce *jets* relativistas, generando un flujo en la dirección de observación mayor que el flujo promedio y, conduciendo así a una errónea estimación de la luminosidad. Sin embargo, sistemas similares en nuestra galaxia, como Cyg X-1, presentan un espectro con variabilidad rápida (hasta 100 Hz aproximadamente), mientras que en las ULXs no se ha observado este comportamiento, lo que debilita esta hipótesis. Otro modelo alternativo para las ULXs es la emisión super-Eddington por parte de estas fuentes. Cabe recordar que, técnicamente, el límite de Eddington sólo vale cuando (1) la emisión y acreción son cuasi-isótropas, y (2) la opacidad dominante es el *scattering* de Thomson. Si el campo magnético es lo suficientemente fuerte, $B \gtrsim 10^{13}$ G, el *scattering* de Thomson es eliminado y el límite de Eddington puede ser alcanzado (Thompson & Duncan, 1995). Incluso para campos menores ($B \sim 10^{12}$ G, Bradt & McClintock, 1983), si la acreción se produce sobre una columna, podría generar anisotropías que conduzcan a una emisión por encima del límite de Eddington. Sin embargo, los agujeros negros no presentan campos magnéticos y no está claro que los discos de acreción alcancen los valores requeridos para explicar las ULXs. Además, estos modelos alternativos a la hipótesis de un IMBH produciendo la emisión ultraluminosa en rayos X han fallado para explicar las ULXs más luminosas ($L > 10^{40}$ erg s⁻¹), las que todavía requieren de la presencia de un IMBH (Feng & Soria, 2011).

Trabajos teóricos han sugerido que los cúmulos globulares pueden tener agujeros negros en sus centros, cuyas masas son del orden de 10^{-3} veces la masa estelar contenida en el cúmulo, como consecuencia de la fusión de agujeros negros más pequeños³, dando lugar a agu-

³Dado que la masa total de un cúmulo globular es $\sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$, la masa del

jeros negros cuyas masas resultan del orden de la masa de un IMBH (Miller & Hamilton, 2002). Asimismo, se han estudiado distintos escenarios para la formación de los IMBHs. En el caso de cúmulos estelares jóvenes y densos, que serían los progenitores de los cúmulos globulares, las estrellas más masivas se encuentran, todavía, en la secuencia principal. Sus tamaños son significativos y pueden colisionar e, incluso, fusionarse. Ebisuzaki et al. (2001) y Portegies Zwart et al. (2002) propusieron que el colapso del núcleo del cúmulo puede inducir fusiones de estrellas, produciendo una nueva estrella muy masiva que terminará en un agujero negro de varios cientos de masas solares cuando el combustible de la estrella se acabe. En particular, Portegies Zwart et al. (2002) derivaron una tasa de acumulación de masa $\dot{M} \simeq 10^{-4} M_{\text{cum}}/t_{\text{rel}}$, donde M_{cum} es la masa del cúmulo estelar y t_{rel} es el tiempo de relajación de la mitad de la masa. Sin embargo, se requiere que el tiempo inicial de relajación del cúmulo sea menor a ~ 30 Myr sino las estrellas más masivas que dominan este proceso explotan como supernovas antes que el cúmulo sufra el colapso del núcleo. Aún para estrellas masivas existen mecanismos que pueden detener la formación de un IMBH. Por ejemplo, se cree que la presión de radiación y las inestabilidades pulsacionales expulsan materia más rápido de lo que es acreta, si la estrella tiene una masa $M \gtrsim 100 M_{\odot}$ (Larson et al., 1971). Además, la masa del agujero negro que se forma en estos casos puede ser menor que la de la estrella debido a la pérdida de masa debida a los vientos estelares (Fryer & Kalogera, 2001). Estas cuestiones pueden eludirse si se considera que la estrella masiva que da lugar a la formación del IMBH es una estrella de Población III, cuya metalicidad es suficientemente baja de modo que las inestabilidades pulsacionales y los vientos estelares, que son dominados por las fuerzas de radiación de las líneas metálicas, resultan insignificantes (Fryer et al., 2001). Además, Nakamura & Umemura (2001) investigaron sobre el destino de las estrellas

supuesto agujero negro sería de $\sim 10^2 - 10^3 M_{\odot}$

de Población III. Encontraron que la masa del remanente compacto depende de la masa de la estrella de una manera bastante directa y que solo cuando $M_{\star} \gtrsim 250 M_{\odot}$ la masa del remanente es similar a la de la estrella.

Mediciones de los perfiles de densidad y la dinámica estelar en las regiones centrales de algunos cúmulos globulares galácticos sugieren la existencia de objetos centrales con masas del orden de magnitud de las de los IMBHs. Baumgardt, Makino & Ebisuzaki (2004a,b) utilizaron, por primera vez, modelos de N cuerpos (de masa única y multimasas) para estudiar la evolución dinámica de cúmulos típicos. Encuentran perfiles de densidad estelar crecientes hacia el centro al incluir el IMBH en el modelo. Desde entonces, otros autores han desarrollado modelos dinámicos estelares a partir de los cuales han podido estudiar la compatibilidad de las observaciones con la presencia de un IMBH en el centro del cúmulo e, incluso, obtener estimaciones de la masa de tal objeto. Miocchi (2007) desarrolló un modelo para la distribución estelar en el cúmulo que incluye un IMBH en el centro del mismo y que permite predecir el perfil de brillo superficial. Este modelo es aplicado a una lista de 39 cúmulos y comparado con observaciones realizadas con *Hubble* por Noyola & Gebhardt (2006). El autor encuentra que NGC 2808, NGC 6388, M 80, M 13, M 62, M 54 y G 1 (en la galaxia M 31) son buenos candidatos a albergar un IMBH. Más tarde, el mismo autor estudia el caso de ω Cen y encuentra que la masa del IMBH se encuentra en el rango $[1,3 - 2,3] \times 10^4 M_{\odot}$ (Miocchi, 2010). Por otro lado, Umbreit et al. (2012) implementaron simulaciones Monte Carlo del cúmulo NGC 5694 y compararon sus resultados con los perfiles de brillo superficial de Noyola & Gebhardt (2006). Así, obtienen una cota superior para la masa del IMBH de $1000 M_{\odot}$, aunque declaran que la preferencia por los modelos que incluyen al IMBH es sutil. Por último,

Jalali et al. (2012) desarrollaron modelos de N cuerpos para ω Cen y los compararon con los perfiles de densidad de brillo superficial como así también con los perfiles de dispersión de velocidades y estimaron la masa del IMBH en $5 \times 10^4 M_{\odot}$. Cabe aclarar que los cúmulos M 15 y NGC 5694 no son buenos candidatos a albergar un IMBH según el trabajo de Miocchi (2007). Sin embargo el autor aclara que no puede descartarse la presencia de tal objeto, sino que solo puede establecerse que la misma es incompatible con la distribución estelar propuesta. Un resultado notable, común a todos estos modelos es el crecimiento de los perfiles de densidad de brillo hacia el centro. No obstante, debido a los efectos de segregación de masa, esto no implica el mismo efecto en el perfil de densidad de masa. De hecho, Baumgardt, Makino & Hut (2005) y Noyola & Baumgardt (2011) encontraron, a partir de modelos de N cuerpos, que solo pueden producir perfiles planos de densidad de masa incluyendo al IMBH en la simulación.

Otro método que ha sido utilizado para investigar la presencia de los IMBHs en los cúmulos globulares, como así también para estimar la masa de los mismos, es el estudio de la cinemática central del cúmulo. Gebhardt, Rich & Ho (2002) analizaron imágenes en rayos X del cúmulo extragaláctico G 1 (en M 31) tomadas con *Hubble* mientras que Van den Bosch et al. (2006) realizaron lo mismo en M 15. Suponiendo un modelo dinámico axisimétrico, obtuvieron el perfil de dispersión de velocidades y encontraron que el mejor ajuste a las observaciones corresponde a un IMBH de $4,7 \times 10^4 M_{\odot}$ en el caso de G 1 y de $500 M_{\odot}$ en M 15. Noyola, Gebhard & Bergmann (2008) realizaron un trabajo semejante en ω Cen a partir de observaciones de la luz integrada realizadas con Gemini. Sus resultados muestran un crecimiento hacia el centro que es compatible con un objeto (o colección de objetos) cuya masa es de $4 \times 10^4 M_{\odot}$ ⁴. Basándose en estos trabajos, otros

⁴Asumiendo un modelo dinámico isotrópico para el cúmulo.

han sido publicados en los que obtienen el perfil de dispersión de velocidades a partir de datos espectroscópicos de Very Large Telescope (VLT). *Noyola et al. (2010)* vuelven a estudiar a ω Cen y encuentran un valor para la masa del IMBH de $4,7 \times 10^4 M_{\odot}$. Asimismo, *Lutzgendorf et al. (2011, 2012)* y *Feldemeier et al. (2013)* analizaron los cúmulos NGC 6388, NGC 2808 y NGC 5286, respectivamente. Utilizando modelos de Jeans para la dinámica del cúmulo, tanto isótropos como axisimétricos, estiman la masa del IMBH, a partir del mejor ajuste de la dispersión de velocidades, en $1,7 \times 10^4 M_{\odot}$ para NGC 6388 y encuentran una cota superior de $10^4 M_{\odot}$ para NGC 2808. En el caso de NGC 5286, reportan que la masa del IMBH se encuentra en el rango $[1,5 - 3,9] \times 10^3 M_{\odot}$, de acuerdo a los distintos modelos dinámicos utilizados⁵. Por último, *Lutzgendorf et al. (2013)* utilizan el mismo método para estudiar los cúmulos NGC 1851, NGC 1904 (M 79), NGC 5694, NGC 5824, NGC 6093 (M 80) y NGC 6266 (M 62); en este trabajo sólo consideran modelos de Jeans esféricos. Estimaron la masa del IMBH en $3 \times 10^3 M_{\odot}$ en el caso de M 79 y en $2 \times 10^3 M_{\odot}$ para NGC 6266. En el caso de NGC 1851, NGC 5694, NGC 5824 y M 80, sólo reportan cotas superiores de $2 \times 10^3 M_{\odot}$, $8 \times 10^3 M_{\odot}$, $6 \times 10^3 M_{\odot}$ y $800 M_{\odot}$, respectivamente. Es necesario aclarar que la principal deficiencia de estos estudios dinámicos es que no permiten distinguir entre un único objeto compacto cuya masa se encuentra en el rango de interés y una colección de objetos compactos mas pequeños.

Como en otros sistemas que contienen objetos compactos, la detección de la acreción puede resultar de utilidad para determinar la presencia de un IMBH en CGs. Además, este método permite distinguir entre uno o más objetos acretantes⁶. Dado que un IMBH también podría ser detectado por su emisión en rayos X debida a la acreción del medio

⁵En este caso, los autores consideran también modelos de N cuerpos.

⁶Si la resolución del instrumento lo permite.

circundante, se han llevado a cabo búsquedas de tales fuentes. Nucita et al. (2008) detectaron una fuente de rayos X en el centro del cúmulo globular NGC 6388. La misma no solo difiere de las 13 restantes detectadas en el cúmulo en su posición, sino también en sus propiedades espectrales, siendo éstas consistentes con lo que se esperaría para un IMBH en el centro de este cúmulo. Servillat et al. (2008) observaron el cúmulo NGC 2808 con *Chandra*, *XMM-Newton* y *Hubble* y suponiendo que la luminosidad puede obtenerse a partir del modelo de Bondi & Hoyle (1944) para la acreción, obtienen una cota superior para la masa del IMBH de $140 M_{\odot}$. Además, Kong et al. (2010) observaron el cúmulo extragaláctico G 1 con *Chandra*, *Hubble* y Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT). Combinando estas observaciones con las existentes en radio estiman la masa del IMBH en $2 \times 10^4 M_{\odot}$. Sin embargo, no todas las búsquedas de fuentes X han arrojado datos positivos. En M 15, *Chandra* no pudo detectar el núcleo del cúmulo, lo que pone severas cotas sobre la masa del IMBH o bien puede interpretarse que estos objetos acretan muy ineficientemente (Ho, Terashima & Okajima, 2003).

Sin embargo, de acuerdo al trabajo de Maccarone (2004), las observaciones de IMBHs serían más sensibles en radio que en rayos X. El autor basa sus conclusiones en dos trabajos independientes. El primero, de Gallo et al. (2003), muestra que aunque las luminosidades en rayos X y en radio de agujeros negros en el estado *low/hard* están altamente correlacionadas, para luminosidades bajas aquella en radio decae más lentamente que la luminosidad en X. El segundo trabajo, de Merloni et al. (2003), encuentra que la relación entre la luminosidad en rayos X y el flujo en radio crece con la masa del agujero negro acretante según

$$F_{5 \text{ GHz}} = 10 \left(\frac{L_x}{3 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0,6} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{100 M_{\odot}} \right)^{0,76} \left(\frac{d}{10 \text{ kpc}} \right)^{-2} \mu\text{Jy}. \quad (1.1)$$

Donde L_x es la luminosidad en rayos X, M_{BH} la masa del agujero negro y d la distancia al cúmulo. A partir de esta relación, [Maccarone \(2004\)](#) realiza estimaciones del flujo en radio para el IMBH para ciertos cúmulos asumiendo un modelo sencillo para L_x y M_{BH} :

1. La masa del agujero negro se estima en 0.1% de la masa del cúmulo globular;
2. La densidad del gas en el cúmulo es de 0.15 cm^{-3} , que es aproximadamente el valor estimado en 47 Tuc ([Freire et al., 2001](#));
3. La tasa de acreción \dot{M} es 0.1–1% de la tasa de acreción de Bondi-Hoyle ([Perna et al., 2003](#)) y $L_x = \epsilon \dot{M} c^2$, donde ϵ es la eficiencia del proceso de acreción.

Bajo estas hipótesis y utilizando la relación 1.1, el autor obtiene estimaciones para el flujo en radio que se encuentran por encima del umbral de detección de los telescopios de radio más sensibles. [Maccarone, Fender & Tzioumis \(2005\)](#) presentaron observaciones en radio de ω Cen obtenidas con ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) y reanalizaron las obtenidas con VLA (*Very Large Array*) para M 15, publicadas por [Kulkarni et. al \(1990\)](#) para estimar la masa del IMBH. En el caso de M 15 obtienen una cota superior de $600 M_{\odot}$ mientras que en ω Cen no se detectan fuentes centrales de radio. [De Rijcke, Buyle & Dejonghe \(2006\)](#) utilizaron observaciones de 47 Tuc y NGC 6397 tomadas también con ATCA y obtuvieron cotas superiores de $670\text{-}2060 M_{\odot}$ y $390\text{-}1290 M_{\odot}$, respectivamente. Más tarde, [Bash et al. \(2008\)](#) reportaron no detectar fuentes de radio en observaciones realizadas con VLA en los cúmulos M80, M62 y M15. En el caso de M15, este resultado se encuentra en contradicción con lo previamente reportado por [Maccarone, Fender & Tzioumis \(2005\)](#). Los resultados obtenidos por [Bash et al. \(2008\)](#) fueron luego cuestionados por un nuevo artículo

de Maccarone & Servillat (2010). En este trabajo, los autores presentan valores actualizados para las masas estimadas en los cúmulos G 1, ω Cen, M 15, NGC 6397, 47 Tuc, M 80, NGC 6266, Pal 2, NGC 1851, NGC 6440, NGC 7099 a partir de reanalizar observaciones previas y presentan nuevas observaciones realizadas con ATCA en NGC 2808. Los valores reportados se encuentran entre los valores $600 - 3800 M_{\odot}$. Más recientemente, Lu & Kong (2011) realizaron observaciones con ATCA de los cúmulos 47 Tuc y ω Cen y obtuvieron valores para las cotas superiores de $1100 M_{\odot}$ para ω Cen y $520 M_{\odot}$ para 47 Tuc. Asimismo, Strader et al. (2012), presentaron observaciones realizadas con *Jansky* VLA de M 15, M 19 y M 22 y obtienen cotas superiores de 980, 730 y $360 M_{\odot}$, respectivamente. Las diferencias entre las estimaciones presentadas por distintos autores se deben, principalmente, a la incerteza tanto en la determinación del centro dinámico del cúmulo bajo estudio como en la distancia al mismo. Por otro lado, la estimación de L_X resulta incierta ya que no existe, todavía, consenso sobre el valor de la densidad del gas (la cual influye directamente en el proceso de acreción) ni sobre el modelo de acreción general que determina el valor de la tasa de acreción. Para evitar hacer suposiciones al respecto, algunos autores combinaron observaciones en radio con observaciones (en algunos casos, previas) de la luminosidad L_X . Cseh et al. (2010) presentaron observaciones realizadas con ATCA de NGC 6388 las que fueron complementadas con las observaciones realizadas con *Chandra* por Nucita et al. (2008). A partir de la relación 1.1, estiman una cota superior para la masa del IMBH de $1500 M_{\odot}$. Este resultado, fue luego cuestionado por Bozzo et al. (2011) quienes complementaron las observaciones de ATCA con observaciones en rayos X realizadas con *Swift*, *INTEGRAL* y *RXTE*, obteniendo una cota superior de $600 M_{\odot}$. Más recientemente, Kirsten & Vlemmings (2012), observaron el cúmulo M 15 con *Very Long Baseline Interferometry* (VLBI), argumentando que estas observaciones serían tres veces más sensibles que las realizadas por Bash et al. (2008). Complemen-

tando estas observaciones con las hechas previamente con *Chandra* por Hannikainen et al. (2005), obtienen una cota superior para la masa de $232 M_{\odot}$, suficientemente bajo como para explicar la falta de detección reportada por Bash et al. (2008).

Confirmar la existencia de los IMBHs resulta interesante desde varios puntos de vista. En primer lugar, ocuparían la embarazosa brecha vacía que existe en el rango de masas de los agujeros negros. Asimismo, confirmarían la extensión de la validez de la relación entre la masa del bulbo y la masa del agujero negro observada en galaxias al caso de los cúmulos globulares (ver Lutzgendorf et al., 2013, por un completo análisis estadístico). Por otro lado, y desde un enfoque más teórico, los IMBHs podrían ser las semillas de agujeros negros supermasivos, aliviando los problemas para conseguir el rápido crecimiento necesario para explicar los quásares masivos a alto *redshift* (Tanaka & Haiman, 2009). Por último, permitiría explicar el mecanismo de emisión de las ULXs (Feng & Soria, 2011) y la población de *blue stragglers* observada en los cúmulos globulares, como consecuencia de la disrupción de las estrellas cercanas al agujero negro por las fuerzas de marea (Miocchi, 2007).

Como se desprende de los párrafos precedentes, el estado actual de la investigación es complejo. Si bien los modelos teóricos y algunas observaciones sugieren la existencia de los IMBHs, las observaciones que intentan determinar sus masas arrojan resultados diversos, inclusive para un mismo cúmulo globular. Estas discrepancias se deben, por un lado, a las diferencias propias de los métodos. Los métodos dinámicos son más sensibles a la masa del objeto centro y, dada la resolución espacial de los telescopios, pueden estar midiendo la masa de un conglomerado de objetos, no solo del IMBH. Por otra parte, los métodos que usan la acreción son sensibles a las hipótesis sobre la forma en

que este proceso operaría sobre los IMBHs. Resulta, entonces, evidente que las observaciones realizadas al día de hoy no son suficientes para confirmar ni descartar la existencia de los IMBHs. En particular, las conclusiones (ya sean en favor o en contra de la presencia del IMBH en el cúmulo bajo estudio) dependen del modelo y una misma observación ha arrojado distintos resultados. Dada esta dependencia, ya sea con el modelo de acreción, de emisión o el modelo dinámico, resulta relevante desarrollar modelos que describan los procesos físicos involucrados de una manera lo más realista posible, de manera de obtener interpretaciones más precisas de las observaciones. Esta es la principal motivación de este trabajo de Tesis.

En esta Tesis se estudia el proceso de acreción sobre un IMBH en el centro de un cúmulo globular. Una de las hipótesis más fuertes, respecto de la acreción, en los trabajos previamente citados, es que suponen que la acreción responde al modelo de Bondi-Hoyle (Bondi & Hoyle, 1944). Este modelo supone que el agujero negro está aislado y acreta de un medio estático lejos del mismo, y que la masa del fluido se conserva, mientras que en un cúmulo globular las estrellas proveen un campo gravitacional extra que favorece la acreción y la masa del medio interestelar se incrementa por los mecanismos de pérdida de masa estelar. Además, el material inyectado al medio por las estrellas de la secuencia principal es también una fuente de energía. Esto podría cambiar considerablemente la dinámica del material acretado, y por consiguiente los resultados sobre la emisión X y de radio. Como objetivo particular, se busca una correlación entre la tasa de acreción y los parámetros estructurales de los cúmulos globulares que permita hacer predicciones respecto de la presencia y detectabilidad de los IMBHs. Además, se buscan nuevos observables que tracen la presencia de estos objetos en los cúmulos globulares.

Esta Tesis está organizada de la siguiente manera. En el Capítulo 2 se describe el entorno de los IMBHs; los cúmulos globulares. Además, se describen brevemente las nociones elementales referidas al proceso de acreción, tanto desde el enfoque newtoniano como desde el enfoque relativista. En el Capítulo 3 se presenta el modelo relativista desarrollado que permite estudiar la acreción de fluidos cosmológicos por parte del IMBH. El modelo newtoniano que describe la acreción del medio gaseoso interestelar es presentado en el Capítulo 4. Allí también se discuten los distintos modelos existentes para la emisión. El Capítulo 5 presenta dos aplicaciones de los modelos desarrollados que proveen predicciones contrastables. Por un lado, se confeccionan mapas de la extinción por el polvo, cuya distribución se espera siga a la de gas. Por otro, se estudia la compatibilidad de los perfiles de gas obtenidos con las observaciones de la medida de dispersión de púlsares de milisegundo. Por último, las conclusiones generales y las perspectivas de trabajo a futuro son presentadas en el Capítulo 6.

2

Consideraciones generales

El estudio de todo fenómeno astrofísico requiere de una diversa gama de conocimientos. Estos abarcan, no sólo las ecuaciones básicas que rigen el comportamiento físico del objeto bajo estudio, sino también descripciones empíricas de los distintos componentes involucrados y las relaciones entre ellos.

En este capítulo se presenta una descripción detallada de todos los elementos involucrados en el proceso de acreción sobre un IMBH. Las primeras secciones son dedicadas a la descripción de los sistemas estelares que albergan a estos agujeros negros; los cúmulos globulares. El lector encontrará una reseña sobre su población y dinámica estelar, como así también sobre el contenido del medio intracúmulo. Las últimas secciones están dedicadas a la explicación detallada del proceso de acreción sobre un agujero negro tanto desde el marco de la mecánica

newtoniana como desde la mecánica relativista, que constituye la base para los desarrollos posteriores de esta Tesis.

2.1. EL ENTORNO: CÚMULOS GLOBULARES

Los cúmulos globulares (Fig. 2.1.1) son sistemas estelares asociados a las galaxias, compuestos por varios cientos de miles de estrellas. Sus masas son del orden de 10^5 a $10^6 M_{\odot}$, y sus tamaños de parsecs o algunas decenas de parsecs. Al día de hoy se conocen poco menos de 150 cúmulos globulares en la Vía Láctea (Harris, 1996), que se encuentran distribuidos de manera aproximadamente esférica con distancias al centro de algunos a varias decenas de kiloparsecs (aunque algunos, más distantes, alcanzan distancias ~ 100 kpc). Estos sistemas orbitan la Galaxia en escalas de tiempo del orden de 10^8 yr (Odenkirchen et al., 1997), atravesando dos veces el disco Galáctico en cada órbita. Durante los $\sim 10^{10}$ años transcurridos desde la formación de los cúmulos globulares, las estrellas más masivas han evolucionado hasta llegar a las etapas finales de sus vidas, convirtiéndose en remanentes compactos, mientras que las menos masivas aún se encuentran en etapas más tempranas.

Las estrellas que componen los cúmulos globulares se formaron durante un intervalo de tiempo mucho menor a su edad actual, por lo que sus edades tienen poca dispersión (e.g. Battaner, 1995, McClintock & Remillard, 2003). Las mismas son típicamente de Población II: estrellas muy viejas, deficientes en elementos más pesados que el helio, caracterizadas por ser mayormente rojas. Un diagrama *color-magnitud* (ver Fig. 2.1.2), muestra los distintos tipos de estrellas en un cúmulo globular según su luminosidad y su temperatura efectiva. Se observan estrellas frías, rojas y de baja masa aún en la secuencia principal (SP

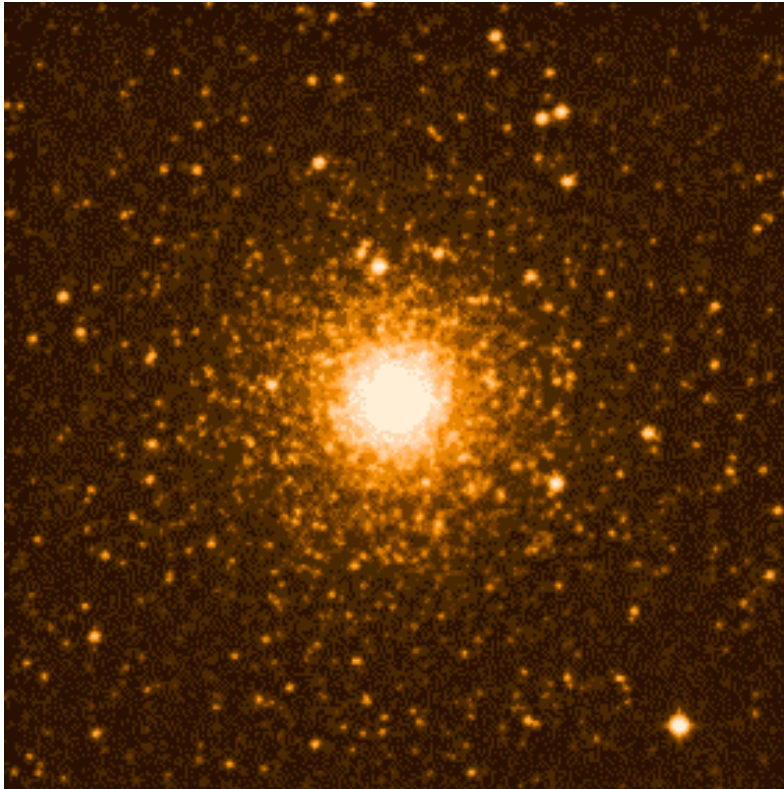


Figura 2.1.1: Imagen del cúmulo globular NGC 6388.

en la Fig. 2.1.2), y gigantes rojas (GR) y de las ramas horizontal (RH) y asintótica (RA), que resultaron de la evolución de estrellas con masas levemente menores a la del Sol. Las GR y estrellas de la RA y RH dominan la luminosidad del cúmulo a pesar de ser una fracción pequeña en número (del orden de 0.1 %). Además estas estrellas pierden materia a tasas relativamente altas, actuando como fuentes del medio interestelar del cúmulo (ver Sección 2.1.2) .

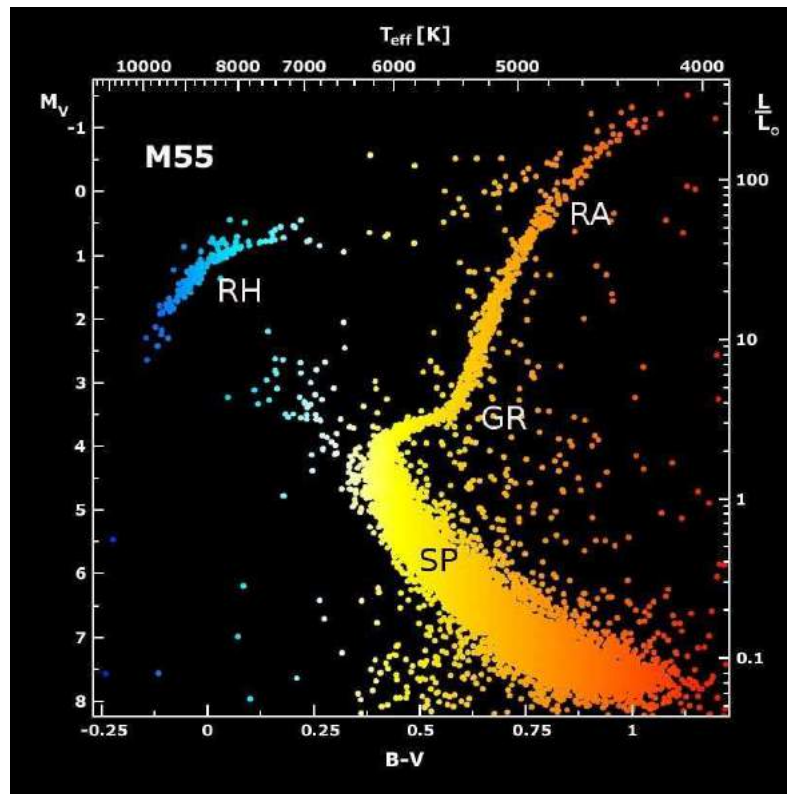


Figura 2.1.2: Esquema del diagrama color-magnitud para el cúmulo globular M 55.

2.1.1. DINÁMICA ESTELAR

El potencial gravitatorio de los sistemas estelares, que a su vez define la distribución espacial de las estrellas, es el generado por las estrellas mismas. Encontrar una solución autoconsistente para el potencial es un problema no lineal complicado, debido al rango de acción infinito de la fuerza gravitatoria. Para resolverlo, se puede considerar al conjunto de estrellas como un sistema mecánico-estadístico, siendo la función de distribución un elemento clave en este desarrollo. De esta manera, si f es la función de distribución de masa en el espacio de fases, de modo que

$f(\vec{r}, \vec{v}) d^3\vec{r} d^3\vec{v}$ es la masa de las estrellas en el volumen $d^3\vec{r}$ alrededor de \vec{r} y con velocidades contenidas en $d^3\vec{v}$ alrededor de \vec{v} , el potencial gravitatorio Φ del sistema obedece la ecuación de Poisson

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G \int f d^3\vec{v}, \quad (2.1)$$

donde G es la constante de gravitación universal. Dado que un cúmulo puede, a primer orden, ser considerado esféricamente simétrico, resulta

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = 4\pi G \int f d^3\vec{v}, \quad (2.2)$$

donde r es la coordenada radial esférica. Ésta es la ecuación fundamental que rige los sistemas estelares en equilibrio con simetría esférica. Es importante notar que se ha utilizado la densidad de masa en lugar de la densidad numérica, debido a que se supuso que la distribución de masas estelares no depende de la posición ni de la velocidad de las estrellas. Si bien esta hipótesis no es estrictamente cierta para remanentes compactos¹, los mismos no aportan significativamente a la masa total del sistema por lo que la descripción del potencial gravitatorio mediante la ec. 2.2 continúa siendo válida.

El estudio de la función de distribución de cúmulos con agujeros negros masivos en un régimen cuasi-estacionario es un tópico clásico en dinámica estelar y ha sido estudiado por varios autores desde los comienzos de los años 70 (Bahcall & Wolf, 1976, Cohn & Kulsrud, 1978, Lightman & Shapiro, 1977, Peebles, 1972, Shapiro & Lightman, 1976). Para tiempos más largos que el tiempo de relajación dinámico del cúmulo² se alcanza un estado de equilibrio dinámico y térmico y debería establecerse una función de distribución Maxwelliana $f \sim \exp(E/\sigma^2)$, donde E es la energía total y σ el parámetro de dispersión de veloci-

¹Éstos por segregación de masas se ubican en las zonas centrales del cúmulo.

²Este tiempo es medido desde la formación del agujero negro.

dades. Sin embargo, el escenario cambia en las regiones aledañas al agujero negro donde las estrellas pueden ser disgregadas como consecuencia de las fuerzas de marea o incluso acretadas por el objeto compacto. De esta manera se genera un flujo de energía que, en condiciones estacionarias, debe ser constante y uniforme en esta región central, anulando así la posibilidad de que una distribución Maxwelliana sea válida en las zonas cercanas al agujero negro.

En los siguientes apartados se discute la distribución estelar de un sistema esférico en estado estacionario. En primer lugar, se tratará al sistema estelar únicamente. Luego, se incluirá un agujero negro en el centro del sistema y se estudiarán sus efectos sobre la función de distribución y, en consecuencia, el potencial gravitatorio.

MODELO DE KING

En lo que sigue, se presentan el modelo desarrollado por King (1966) que describe la distribución estelar en equilibrio de los cúmulos globulares. La descripción sigue el enfoque utilizado por Binney & Tremaine (1987). Con el fin de alivianar la notación resulta conveniente definir un nuevo potencial y una nueva energía. Si Φ_0 es alguna constante, definimos el *potencial relativo* Ψ y la *energía relativa* ε como

$$\Psi \equiv -\Phi + \Phi_0 \quad \text{y} \quad \varepsilon \equiv -E + \Phi_0 = \Psi - \frac{1}{2}v^2, \quad (2.3)$$

respectivamente, donde $v = |\vec{v}|$ y E es la energía. En la práctica, elegimos Φ_0 de modo que $f > 0$ para $\varepsilon > 0$ y $f = 0$ para $\varepsilon \leq 0$. La última de las condiciones impone un corte en el potencial gravitatorio que indica el borde del cúmulo, diferenciándolo de potenciales que tienden asintóticamente a cero. Si bien el modelo de King no puede derivarse de

ecuaciones fundamentales de la física, es aceptado y utilizado dada su concordancia con las observaciones. Dicho modelo se basa en suponer una función de distribución de masa dada por

$$f_K(\varepsilon) = \begin{cases} \rho_1(2\pi\sigma^2)^{\frac{3}{2}}(e^{\varepsilon/\sigma^2} - 1) & \text{si } \varepsilon > 0 \\ 0 & \text{si } \varepsilon < 0 \end{cases}.$$

Aquí ρ_1 es una constante y se define el *radio de King*, que representa el radio para el cual la densidad proyectada cae a aproximadamente la mitad de su valor central, como

$$r_0 \equiv \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G\rho_0}}, \quad (2.4)$$

donde ρ_0 es la densidad central. Integrando la función de distribución sobre todas las velocidades se obtiene, para $\varepsilon > 0$,

$$\rho_k(\Psi) = \frac{4\pi}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\sqrt{2\Psi}} \left[\exp\left(\frac{\Psi - \frac{1}{2}v^2}{\sigma^2}\right) - 1 \right] v^2 dv \quad (2.5)$$

$$= \rho_1 \left[e^{\Psi/\sigma^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\Psi}}{\sigma}\right) - \sqrt{\frac{4\Psi}{\pi\sigma^2}} \left(1 + \frac{2\Psi}{3\sigma^2}\right) \right], \quad (2.6)$$

donde $\operatorname{erf}(x)$ es la función error. La ecuación de Poisson para Φ , en términos del potencial relativo Ψ , se escribe entonces

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Psi}{dr} \right) = -4\pi G\rho_1 r^2 \left[e^{\Psi/\sigma^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\Psi}}{\sigma}\right) - \sqrt{\frac{4\Psi}{\pi\sigma^2}} \left(1 + \frac{2\Psi}{3\sigma^2}\right) \right]. \quad (2.7)$$

La ec. 2.7 es una ecuación diferencial ordinaria que puede ser integrada numéricamente una vez que se hayan establecido las condiciones de contorno adecuadas. En $r = 0$ tenemos la condición usual $(d\Psi/dr) = 0$

dado que la fuerza debe ser nula por la simetría esférica del sistema. La segunda condición es el valor de Ψ en $r = 0$. El valor de $\Psi(0) > 0$ puede elegirse libremente dando lugar a una familia de modelos. $\Psi(0)$ determina el valor del potencial central $\Phi(0)$: ya que inicialmente $(d\Psi/dr) = 0$ y $(d^2\Psi/dr^2) < 0$, Ψ decrece a medida que nos alejamos del centro. Así, el rango $(0, \sqrt{2\Psi})$ en el que debe caer la velocidad de las estrellas se achica, y la densidad de estrellas en ese radio, cae. Eventualmente se hará cero para algún radio r_t , llamado *radio de marea*. Dada la masa contenida en r_t , $M(r_t)$, podemos determinar $\Phi(r_t)$ como

$$\Phi(r_t) = -\frac{GM(r_t)}{r_t}. \quad (2.8)$$

Claramente, $\Phi(0) = \Phi(r_t) - \Psi(0)$, quedando entonces determinada por nuestra elección para $\Psi(0)$, siendo éste un parámetro que depende de las propiedades del cúmulo. De esta manera, los modelos de King constituyen una familia infinita de modelos con tres parámetros ($\Psi(0)$ y dos entre ρ_0 , r_0 y σ) que permiten describir cúmulos con distintas propiedades (tamaño, masa, densidad central, etc.). Este modelo, y posteriores versiones del mismo que incluyen un espectro de masas para las estrellas, han sido utilizados a lo largo de los años para el estudio de los cúmulos globulares y constituyen la base del modelo que incluye un objeto compacto en el centro del cúmulo, tal como es presentado en la siguiente sección.

DISTRIBUCIÓN ESTELAR EN PRESENCIA DE UN IMBH

El efecto de un agujero negro central en un sistema estelar esférico ha sido estudiado por varios autores. [Binney & Tremaine \(1987\)](#) usaron argumentos simples de escala para determinar que la densidad es proporcional a $\sim r^{-7/4}$ cerca del agujero negro. Por otro lado, [Freitag et al. \(2006\)](#) llegaron al mismo resultado basándose en ecuaciones de transfer-

encia de calor. Tal ley de potencias para la densidad corresponde a una función de distribución $f \sim (-E)^{-1/4}$. Este resultado fue obtenido por primera vez por Bahcall & Wolf (1976), aproximando las soluciones a la ecuación de Fokker-Planck. Métodos más precisos que incluyen efectos de relajación permitieron, luego, confirmar este resultado utilizando códigos Monte Carlo (Freitag & Benz, 2002, Shapiro, 1985), métodos puramente hidrodinámicos (Amaro-Seoane et al., 2004) y simulaciones de N cuerpos (Baumgardt, Makino & Ebisuzaki, 2004a, Preto et al., 2004).

Miocchi (2007) desarrolló un modelo autoconsistente para sistemas estelares esféricos que permite estimar³, además, la masa de un posible IMBH en un cúmulo globular. Los siguientes párrafos serán dedicados a la descripción de dicho modelo. Para ello, resulta práctico definir las siguientes variables adimensionales: el radio $x \equiv r/r_0$, la velocidad $\omega \equiv v/\sigma$, el potencial *total* medio $W(x) \equiv -\Psi(x)/\sigma^2$, la energía (por unidad de masa) $E \equiv \omega^2/2 - W$, la densidad $\nu(x) \equiv \rho(x)/\rho_0$, la masa del cúmulo contenida en un radio x $M^*(x) \equiv M(x)/\rho_0 r_0^3$ y la masa del agujero negro $\mu \equiv M/\rho_0 r_0^3$.

En estas definiciones se han elegido como parámetros de escala para el radio, la velocidad y la densidad, los parámetros correspondientes del modelo de King presentado en la sección anterior, r_0 , σ y ρ_0 , respectivamente.

Una función de distribución que generaliza aquella obtenida por King (1966) de modo de incluir la función de distribución de Bahcall & Wolf (1976), fue desarrollada por Miocchi (2007),

³Utilizando observaciones de la densidad superficial de brillo.

$$f(E) = \begin{cases} c(-E)^{1/4} & \text{si } E < -W_{\text{BH}} \\ (2\pi)^{3/2}(e^{-E} - 1) & \text{si } -W_{\text{BH}} < E < 0, \\ 0 & \text{si } E \geq 0 \end{cases}$$

donde el coeficiente $c \equiv (2\pi)^{-3/2}(\exp(W_{\text{BH}}) - 1)W_{\text{BH}}^{-1/4}$ asegura la continuidad de f y W se define de modo que $W(x_t) = 0$, donde x_t es el radio de marea del cúmulo. El potencial $W_{\text{BH}} \equiv W(x_{\text{BH}})$ es el potencial evaluado en el radio correspondiente a la esfera de influencia del agujero negro. Ésta, se define como la esfera más grande centrada en el agujero negro, dentro de la cual el movimiento de las estrellas es dominado por el campo gravitacional del objeto compacto. Esta definición resulta coherente con la hipótesis de comportamiento Maxwelliano apenas afuera de esta región. De esta manera, una condición razonable para x_{BH} es que la masa encerrada de estrellas sea una fracción pequeña de la masa del agujero negro, es decir,

$$M^*(x_{\text{BH}}) = 0,1\mu, \quad (2.9)$$

aún cuando esto implique resolver una ecuación implícita que incluye un perfil de masa que es sólo conocido *a posteriori*. La fórmula usual para $x_{\text{BH}} \sim GM/\sigma^2 r_0$ no resulta compatible, en principio, con la definición 2.9, pues resulta en valores del orden de $M^*(x_{\text{BH}}) \lesssim 10^{-4}\mu$. De hecho, aún cuando x_{BH} tiene que ser lo suficientemente pequeño de manera que el campo gravitacional del agujero negro domine la dinámica dentro de este radio, tiene que, además, ser lo suficientemente grande como para que la hipótesis de una distribución isotérmica fuera de él, sea plausible⁴.

La diferencia principal respecto del modelo usual desarrollado por

⁴Ésta última condición no es del todo realista si el agujero negro influencia fuertemente la dinámica.

King (1966) es que esta función de distribución resulta compatible con la presencia del agujero negro en el centro del sistema estelar. Dado que dicho agujero negro se supone en reposo, la independencia temporal se preserva y la función de distribución 2.1.1 resulta una solución de equilibrio válida. De esta manera, se puede proceder de igual manera que con los modelos de King (1966); es decir, resolver la ecuación de Poisson para $W(x)$,

$$\frac{d^2W}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{dW}{dx} = -(4\pi G\rho_0 r^2 \sigma^{-2})\nu(W), \quad x > 0; \quad (2.10)$$

donde se ha excluido el origen para evitar la singularidad del agujero negro y la densidad estelar es expresada en función del potencial W de acuerdo a

$$\nu(W) = 4\pi \int_0^{\sqrt{2W}} f(E)\omega^2 d\omega = \begin{cases} \nu_1, & \text{si } W \leq W_{\text{BH}} \\ \nu_2, & \text{si } W > W_{\text{BH}} \end{cases},$$

donde ν_1 y ν_2 son funciones que dependen únicamente del potencial W .

Como se procede en los modelos tradicionales de King (1966), se impone la relación

$$r_0 = \frac{9\sigma^2}{4\pi G\rho_0}. \quad (2.11)$$

De esta manera, la ec. 2.10 resulta

$$\frac{d^2W}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{dW}{dx} = -9\nu(W), \quad \text{si } x > 0, \quad (2.12)$$

la cual posee una familia de soluciones que, tal como en la sección anterior, dependen únicamente de las condiciones de contorno ($x_0 > 0$),

$$\frac{dW}{dx}(x_0) = W'_0, \quad (2.13)$$

$$W(x_0) = W_0. \quad (2.14)$$

De esta manera, eligiendo $x_0 = x_{\text{BH}}$, estas condiciones definen un conjunto de modelos dependientes de dos parámetros (W'_{BH} , W_{BH}) y los restantes resultan simplemente parámetros de escala.

De la definición de la esfera de influencia del agujero negro se puede escribir la relación

$$\frac{d\psi}{dr}(x_{\text{BH}}) = \frac{GM}{(x_{\text{BH}}r_0)^2} = \frac{G\mu}{x_{\text{BH}}^2}\rho_0r_0, \quad (2.15)$$

que, usando la ec. 2.11, resulta en

$$W'_{x_{\text{BH}}} = -\frac{9\mu}{4\pi x_{\text{BH}}^2}. \quad (2.16)$$

De esta manera, todo el conjunto de modelos puede ser descrito en términos del par (μ, W_{BH}) . La solución dentro de la esfera de influencia del agujero negro puede obtenerse a partir de la integración hacia atrás de la ec. 2.12 hasta un radio mínimo, en general del orden de $0,1 x_{\text{BH}}$.

Por último, x_{BH} debe satisfacer la ec. 2.9, con $M^*(x)$ dado de manera autoconsistente por el modelo que usa al mismo x_{BH} como el radio de la esfera de influencia del IMBH. Así, este radio es encontrado iterativamente: el proceso de integración de la ec. 2.12 comienza con un valor inicial $x_{\text{BH}} = GM/3\sigma^2r_0$ y se detiene cuando la diferencia entre dos valores consecutivos se mantiene dentro de cierto rango de tolerancia. En la figura 2.1.3 se muestra el potencial para distintos valores de la masa del IMBH ($M_{\text{BH}} = 0, 100, 1000, 4000 M_{\odot}$) para un cúmulo de $W_0 \sim 8$. Puede verse que la diferencia entre el potencial tradicional de King (sin IMBH) y aquel resultante del modelo de Miocchi, solo se observa en las

regiones centrales del cúmulo, i.e., para $r < r_0$. Este modelo es el utilizado en esta Tesis para describir la distribución estelar de los cúmulos globulares y para ello, se ha desarrollado el código que integra la ec. 2.12 para cualquier valor de los parámetros del cúmulo.

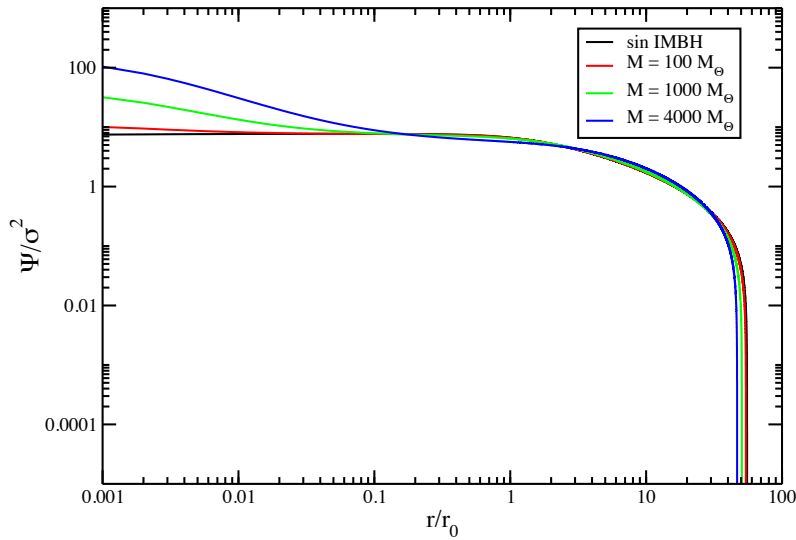


Figura 2.1.3: Potencial para distintas masas del IMBH según el modelo de Miocchi (2007) para un cúmulo de $W_0 \sim 8$.

2.1.2. MEDIO INTERESTELAR

La materia interestelar está compuesta por los átomos, moléculas y compuestos que se encuentran en el espacio entre estrellas, formando un tenue fluido. Dicha materia puede clasificarse en dos grandes grupos según su dinámica y su forma de interactuar con la radiación electromagnética y, en consecuencia, su forma de ser detectada. El primer grupo, compuesto por átomos y moléculas simples (H, He, O, CO, entre

otros) es el del *gas interestelar*. Éste es detectado mediante técnicas espectroscópicas. El segundo grupo, formado por moléculas más grandes y agregados sólidos que se forman en las atmósferas de estrellas frías, es el del *polvo interestelar*. Si bien no está definida de manera unívoca la composición de dicho polvo, se acepta la idea de que está formado por moléculas con varias decenas de átomos de carbono, partículas de grafito o carbono amorfo y silicatos de metales como el magnesio, el hierro y el aluminio. El polvo es detectable a través de la extinción y polarización que produce en la luz de las estrellas y a través de su emisión térmica en el infrarrojo.

Según las teorías actuales de evolución estelar, la fuente del medio interestelar de los cúmulos globulares sería la eyección de gas y polvo por las estrellas más evolucionadas del cúmulo (gigantes rojas y de la rama horizontal y asintótica). Evidencia observacional directa de este proceso fue provista por las observaciones en el infrarrojo medio realizadas con *ISO* y *Sptitzer*. Una estrella típica que en el punto de salida de la SP tiene una masa de $\sim 0,8M_{\odot}$ puede perder hasta un 30 % de su masa: $\sim 0,2M_{\odot}$ durante la fase de GR y $\sim 0,1M_{\odot}$ durante su estadía en la rama asintótica (Caloi & D'Antona, 2008). En particular, trabajos estrictamente observacionales han estimado la tasa específica global de pérdida de masa gaseosa en $\alpha_{\text{gas}} \sim 10^{-14} - 10^{-11}\text{yr}^{-1}$ (Dupree et al., 1994, Fusi Pecci & Renzini, 1975, Mauas et al., 2006, Scott & Rose, 1975). Por otro lado, McDonald et al. (2011), estimaron la tasa de pérdida de masa para el polvo $\sim 10^{-3}$ veces menor que aquella para el gas. De esta manera, los vientos estelares proveen materia que llena el cúmulo en escalas de tiempo mucho menores que su período orbital. Éste resulta un tiempo característico del sistema pues, el medio intracúmulo es dispersado al atravesar el disco Galáctico, por acción de la presión ejercida por el gas de este último (Roberts, 1989). Dependiendo de la masa del cúmulo globular, y desde un punto de vista teórico, se puede

esperar, entonces, encontrar $10\text{--}100M_{\odot}$ de material intracúmulo entre sucesivos pasajes a través del disco Galáctico.

Desde fines de los '50s se han llevado a cabo búsquedas del medio interestelar gaseoso en CGs. En líneas generales, aquellos estudios que no han fallado en la detección de este medio han encontrado una masa de gas ~ 2 órdenes de magnitud menor que lo esperado. Estudios que buscaron hidrógeno molecular (via CO, OH y H_2O) resultaron en cotas superiores de $0.1 M_{\odot}$ o, incluso, en la no detección del hidrógeno (Cohen & Malcan, 1979, Frail & Beasley, 1994, Kerr, Bowers & Knapp, 1976, Knapp & Kerr, 1973, Leon & Combes, 1996, Smith, Woodsworth & Hesser, 1995, van Loon et al., 2006). Búsquedas de hidrógeno ionizado (vía $H\alpha$ y la emisión continua *free-free*) establecieron cotas superiores en el rango $\sim 0.1\text{--}1 M_{\odot}$ (Faulkner & Freeman, 1977, Knapp, 1996, Smith, Hesser & Shawl, 1976). Un estudio complementario llevado a cabo por Freire et al. (2001) sugiere una población de electrones libres en 47 Tuc (derivada de las observaciones de los púlsares de milisegundo), indicando la existencia de $\sim 0.1 M_{\odot}$ de gas ionizado en el cúmulo. Por otro lado, también se han llevado a cabo observaciones sub-milimétricas e infrarrojas enfocadas en el polvo (Barmby et al., 2009, Boyer et al., 2008, Hoopwood et al., 1998, 1999, Knapp, Gunn & Conolly, 1995, Matsunaga et al., 2008). Éstas condujeron a cotas superiores para la masa de polvo de $\sim 10^{-2}\text{--}10^{-5} M_{\odot}$. M15 es el único cúmulo dónde se ha detectado polvo, siendo su masa de $\sim 5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ según Evans et al. (2003) y de $\sim 9 \times 10^{-4} M_{\odot}$ según Boyer et al. (2006).

Claramente, algún tipo de mecanismo remueve el medio interestelar del cúmulo. Las investigaciones teóricas al respecto pueden dividirse, al día de hoy, en dos tipos distintos de enfoques: mecanismos intrínsecos del cúmulo y aquellos que provienen del ambiente del cúmulo. El lector es referido a Priestley et al. (2011) para una discusión detallada al

respecto. En cualquier caso, las observaciones parecen indicar que la masa del medio intracúmulo es sensiblemente menor que la predicha por las teorías de evolución estelar. Esto abre, entonces, un abanico de posibilidades siendo la acreción del medio intracúmulo por parte de un agujero negro un posible escenario. En dicho caso, el fenómeno de acreción podría, además, contribuir a la detección de los IMBHs.

2.2. EL PROCESO DE ACRECIÓN

La extracción de energía potencial gravitatoria del material que es acretado por un cuerpo gravitante es la principal fuente de potencia en varios tipos de sistemas astrofísicos. La acreción sobre objetos compactos es un mecanismo natural y poderoso para producir radiación de alta energía.

Con el fin de tener una idea aproximada sobre órdenes de magnitud, se puede hacer una comparación rápida entre la energía liberada por acreción y aquella debida a la conversión de hidrógeno en helio. Para un cuerpo de masa M y radio R la energía potencial liberada por la acreción de una masa m ubicada en el infinito es

$$\Delta E_{\text{acc}} = GMm/R, \quad (2.17)$$

donde G es la constante de gravitación universal. Si el cuerpo acretante es un agujero negro de radio $R \sim 3$ km y masa $M \sim M_{\odot}$, entonces ΔE_{acc} es aproximadamente 5×10^{20} erg por gramo acretado. Para la conversión de hidrógeno en helio, la energía liberada puede estimarse según

$$\Delta E_{\text{nuc}} = 0,007mc^2, \quad (2.18)$$

donde c es la velocidad de la luz, por lo que obtenemos $\Delta E_{\text{nuc}} = 6 \times 10^{18}$

erg g^{-1} ; es decir dos órdenes de magnitud más chica que la energía liberada por acreción. En ambos casos una fracción importante de la energía es liberada en forma de radiación electromagnética.

Está claro de la ec. 2.17 que la eficiencia de acreción (energía liberada por unidad de masa acretada) depende de cuán compacto sea el objeto acretante: cuanto más grande sea el cociente M/R más grande será la eficiencia. Sin embargo, para un valor fijo de M/R la luminosidad de un sistema acretante depende de la tasa \dot{M} a la cual la materia es acretada. Para valores altos de luminosidad, la tasa de acreción podría ser controlada por la transferencia de momento de la radiación al material acretado por *scattering* y absorción. Si el sistema acretante es esféricamente simétrico y estacionario, existe una competencia entre la fuerza gravitatoria que produce la acreción y la fuerza ejercida por la radiación, que impone un límite a la luminosidad para que esta última fuerza no supere a la primera y se detenga así la acreción. Éste límite se conoce como luminosidad de Eddington,

$$L_{\text{Edd}} = 4\pi GMm_p c / \sigma_T \cong 1,3 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{erg s}^{-1}. \quad (2.19)$$

Si la luminosidad supera este valor, la presión de radiación excede la atracción gravitacional y la acreción es detenida.

Lo anteriormente expuesto permite hacer una estimación de órdenes de magnitud del rango espectral de emisión de un objeto acretante e, inversamente, sugerir la masa del objeto que es responsable de la acreción según el espectro observado. Si la emisión puede, en primera aproximación, asimilarse a la de un cuerpo negro, la temperatura de la fuente (el material que está siendo acretado) puede determinarse a

partir de la ley de *Stefan-Boltzmann*,

$$T = (L_{\text{acc}}/4\pi R^2\sigma)^{1/4}, \quad (2.20)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann. Para el caso particular de un agujero negro el radio es el *radio de Schwarzschild*, que puede calcularse como $R_{\text{Sch}} = 2GM/c^2$, donde M es la masa del agujero negro. Si consideramos un IMBH de $10^4 M_{\odot}$ y suponemos luminosidades del orden de la luminosidad de Eddington obtenemos

$$T = \left(\frac{L_{\text{Edd}}}{16\pi\sigma G^2 M^2} \right)^{1/4} \sim 3,8 \times 10^6 \text{K},$$

que en términos de energía es $kT \sim 3.28 \text{ keV}$; por lo tanto se espera que la emisión por acreción de estos objetos sea en el rango espectral de los rayos X. Una estimación más precisa de la luminosidad requiere del conocimiento de la tasa de acreción sobre el objeto compacto. Por lo tanto, en las secciones siguientes se describen brevemente los modelos que permiten calcularla.

2.2.1. ACRECIÓN DE BONDI-HOYLE

De acuerdo a lo expuesto en la Sección 2.1.2, la cantidad disponible de polvo en un cúmulo globular es sensiblemente menor que aquella de gas. De esta manera, la dinámica del medio intracúmulo resulta dominada por el gas y el medio acretado podrá ser siempre descrito como un fluido. En el caso de los cúmulos globulares la densidad del medio interestelar es baja ($\sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$) por lo que éste puede ser tratado como un gas ideal. Esto significa que las partículas individuales que lo constituyen sólo interactúan directamente entre sí a través de choques. En promedio, una partícula de este gas viajará cierta distancia, el camino libre medio, λ , antes de cambiar su estado de movimiento como consecuencia del choque con otra partícula. Si a escalas grandes el gas es

aproximadamente uniforme, el efecto de estos choques es dispersar las velocidades de las partículas alrededor de un valor promedio, la velocidad del gas, \vec{v} . Vistas desde un sistema de referencia que se mueve con velocidad \vec{v} , las partículas presentan una distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann y pueden ser caracterizadas por una temperatura T . Siempre que trabajemos a escalas $L \gg \lambda$ podemos considerar al gas como un fluido continuo con velocidad \vec{v} , temperatura T y densidad ρ . Así, la dinámica del material acretado se rige por las leyes de la hidrodinámica,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.21)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla P + \vec{f} \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \epsilon \right) + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \epsilon + P \right) \vec{v} = \vec{f} \cdot \vec{v} - \nabla \cdot \vec{F}_{rad} - \nabla \cdot \vec{q} \quad (2.23)$$

siendo estas la ecuación de continuidad, Euler y de energía, respectivamente, donde P es la presión del fluido, \vec{f} las fuerzas externas por unidad de volumen, \vec{q} el flujo de calor por conducción, ϵ la energía interna por unidad de masa y \vec{F}_{rad} el flujo de radiación. Este es un sistema de 5 ecuaciones con 5 incógnitas, ρ , \vec{v} y T . La solución a este sistema de ecuaciones, en el caso particular de acreción estacionaria del fluido por parte de un agujero negro, fue hallada por [Bondi & Hoyle \(1944\)](#). Dicho modelo, que describe la acreción de un fluido inicialmente en reposo y que llena todo el espacio, es descrito en esta sección siguiendo el desarrollo de [Frank et al. \(2002\)](#) y sirve como punto de partida para desarrollar más adelante la acreción sobre un IMBH en el centro de un cúmulo globular.

Consideremos ahora, un flujo esféricamente simétrico. Dada la simetría del problema es conveniente utilizar coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) para describirlo matemáticamente. Así, las variables \vec{v} , T y ρ resultan independientes de θ y ϕ , y la velocidad del gas solo tiene componente radial $v_{\vec{r}} = v$. Suponemos, además, que el flujo es estacionario, por lo que la ec. 2.21 resulta

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr}(r^2 \rho v) = 0. \quad (2.24)$$

Integrando esta ecuación se obtiene $r^2 \rho v = \text{cte}$. Como $\rho(-v)$ es el flujo de material hacia adentro, la constante en cuestión debe estar relacionada con la tasa de acreción \dot{M} (constante),

$$4\pi r^2 \rho(-v) = \dot{M}. \quad (2.25)$$

En la ecuación de Euler, la única contribución a la fuerza externa \vec{f} es la fuerza gravitatoria ejercida por el objeto acretante, que tiene solo componente radial

$$f_r = -GM\rho/r^2$$

por lo que la ec. 4.3 se escribe

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0. \quad (2.26)$$

Para simplificar el problema es suficiente, a los fines de describir las características principales del proceso de acreción de Bondi-Hoyle, reemplazar la ecuación de la energía por la relación politrópica

$$P = K\rho^\gamma, \quad (2.27)$$

donde K y γ son la constante y exponente politrópicos, respectivamente. Esta relación permite describir diversos regímenes, desde un

flujo isotérmico ($\gamma=1$) hasta uno adiabático ($\gamma = 5/3$ para un gas monoatómico).

Así, el problema se reduce a resolver la ec. 2.26 con la ayuda de la ec. 2.24 e identificar la solución que corresponde a nuestro problema físico. Combinando estas dos ecuaciones y teniendo en cuenta que

$$\frac{dP}{dr} = \frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{dr} = c_s^2 \frac{d\rho}{dr},$$

donde c_s es la velocidad de sonido en el medio, obtenemos, después de reacomodar los términos

$$\frac{1}{2} \left(1 - \frac{c_s^2}{v^2} \right) \frac{d}{dr}(v^2) = -\frac{GM}{r^2} \left[1 - \frac{2c_s^2 r}{GM} \right]. \quad (2.28)$$

En primer lugar notamos que lejos del agujero negro, el factor $\left[1 - \frac{2c_s^2 r}{GM} \right]$ debe ser negativo pues c_s^2 alcanza un valor asintótico $c_s^2(r \rightarrow \infty)$, relacionado con la temperatura del gas a grandes distancias del agujero negro. En consecuencia, el término de la derecha de la ec. 2.28 resulta positivo. Ya que queremos que el gas lejos del agujero negro se encuentre en reposo, acelerándose a medida que se acerca al centro, $\frac{d}{dr}(v^2)$ debe ser negativo. Estos dos requisitos son compatibles solo si para grandes r el flujo es *subsónico*, es decir

$$v^2 < c_s^2 \quad (2.29)$$

Este es un resultado muy razonable, ya que el gas tendrá temperatura no nula lejos del agujero negro y, por lo tanto, la velocidad del sonido en el medio también será no nula. Un análisis similar para los signos de la ec. 2.28 muestra que el flujo debe ser supersónico cerca de la superficie del agujero negro,

$$v^2 > c_s^2. \quad (2.30)$$

De esta discusión puede verse que no basta con establecer las condiciones del ambiente en el infinito sino que para especificar el problema en forma completa necesitamos condiciones cerca del agujero negro. El haber impuesto la condición 2.30 tendrá el efecto de seleccionar una única solución entre todas las posibles.

Para terminar de caracterizar el flujo observemos que existe un radio $r_s = GM/2c_s^2(r_s)$ para el cual el término de la derecha en la ec. 2.28 se anula. En consecuencia, el término de la izquierda también debe anularse, existiendo dos posibilidades

1. $v^2 = c_s^2$,
2. $\frac{d}{dr}(v^2) = 0$.

Así, todas las soluciones de la ec. 2.28 pueden ser caracterizadas según su comportamiento en r_s junto con su comportamiento cerca y lejos del agujero negro. Éstas son fácilmente distinguibles si miramos el gráfico $v^2(r)$.

De la Figura 2.2.1 puede observarse que existen seis familias de soluciones distintas:

1. $v^2(r_s) = c_s^2(r_s)$, $v^2 \rightarrow 0$ para $r \rightarrow \infty$
($v^2 < c_s^2$, $r > r_s$; $v^2 > c_s^2$, $r < r_s$)
2. $v^2(r_s) = c_s^2(r_s)$, $v^2 \rightarrow 0$ para $r \rightarrow 0$
($v^2 > c_s^2$, $r > r_s$; $v^2 < c_s^2$, $r < r_s$)
3. $v^2 < c_s^2$ para todo r , $\frac{d}{dr}(v^2) = 0$ en $r = r_s$
4. $v^2 > c_s^2$ para todo r , $\frac{d}{dr}(v^2) = 0$ en $r = r_s$
5. $\frac{d}{dr}(v^2) = \infty$ para $v^2 = c_s^2(r_s)$; $r > r_s$ siempre

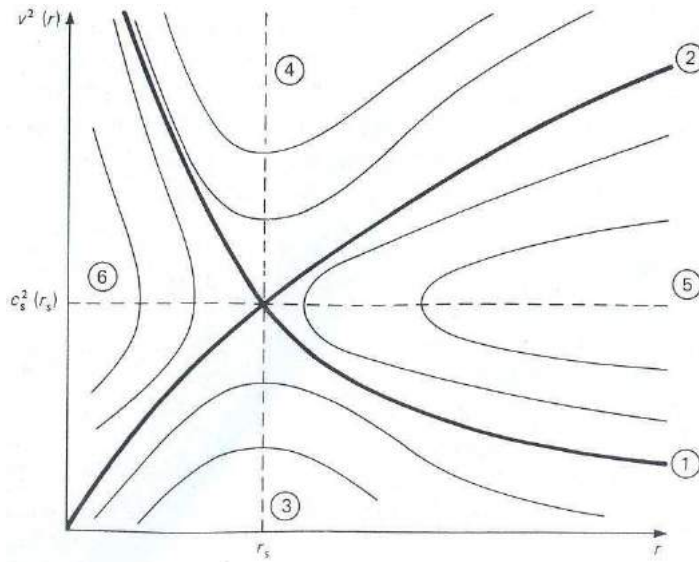


Figura 2.2.1: Flujos esféricamente simétricos en el campo gravitacional de una masa puntual. Tomado de Frank et al. (2002).

$$6. \frac{d}{dr}(v^2) = \infty \text{ para } v^2 = c_s^2(r_s) ; r < r_s \text{ siempre}$$

Existe una única solución para los tipos 1 y 2: éstas se llaman soluciones *transónicas* ya que pasan tanto por el régimen subsónico como por el supersónico, y el punto r_s , para estas soluciones, se llama *punto sónico*. Los tipos 3 y 4 representan flujos que son sub- o supersónicos en todo punto. Ya que los tipos 5 y 6 no cubren todo el rango de valores para r y son bivaluados, son excluidos entre las soluciones posibles. Los tipos 2 y 4 deben ser excluidos ya que son super-sónicos para r grande, violando la condición 2.29, mientras que el tipo 3 es subsónico para r chico violando la condición 2.30. Una solución del tipo 2 describe, por ejemplo, el viento solar⁵. Cabe destacar que la diferencia cualitativa entre las soluciones 1 y 2 son las condiciones de contorno planteadas

⁵Como la ec. 2.28 depende únicamente de v^2 , una misma solución describe tanto flujos de viento ($v > 0$) como de acreción ($v < 0$).

en el problema. Resulta entonces que la única solución que satisface todos nuestros requisitos es la solución de tipo 1. La condición para el punto sónico nos permitirá relacionar la tasa de acreción \dot{M} con las condiciones de contorno en el infinito.

Una vez determinada la unicidad de la solución, integramos la ec. 2.26, utilizando la ec. 2.27, y obtenemos la *integral de Bernoulli*

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} - \frac{GM}{r} = \text{cte.} \quad (2.31)$$

Del comportamiento de la solución de tipo 1 que describe nuestro problema físico se obtiene que la constante en la ec. 2.31 debe ser $c_s^2(r \rightarrow \infty)/(\gamma - 1)$.

Utilizando la relación entre $c_s(r \rightarrow \infty)$ y $c_s(r_s)$ que surge de combinar la ec. 2.31 y la condición para el punto sónico, se obtiene

$$c_s(r_s) = c_s(\infty) \left(\frac{2}{5 - 3\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.32)$$

Por otro lado, de la ec. 2.25 y dado que la tasa de acreción es constante, resulta

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(-v) = 4\pi r_s^2 \rho(r_s) c_s(r_s) \quad (2.33)$$

Como por definición $c_s^2 \propto \rho^{\gamma-1}$, podemos escribir

$$\rho(r_s) = \rho(r \rightarrow \infty) \left[\frac{c_s(r_s)}{c_s(\infty)} \right]^{2/(\gamma-1)}. \quad (2.34)$$

Colocando esta última y la ec. 2.33 en la ec. 2.32 se obtiene, después de reacomodar los términos, la expresión para la tasa de acreción como función de las condiciones de contorno en el infinito:

$$\dot{M} = \pi G^2 M^2 \frac{\rho(r \rightarrow \infty)}{c_s^2(r \rightarrow \infty)} \left[\frac{2}{5 - 3\gamma} \right]^{(5-3\gamma)/2(\gamma-1)}. \quad (2.35)$$

Esta expresión es conocida como la *tasa de acreción de Bondi-Hoyle*. La misma queda determinada por las condiciones de contorno en el infinito y crece cuadráticamente con la masa del agujero negro.

Si bien la ec. 2.31 no está definida en $\gamma = 1$, puede obtenerse una expresión semejante para el caso estrictamente isotérmico encontrándose que la expresión para la ec. 2.35 es igual al límite cuando $\gamma \rightarrow 1$ de dicha ecuación. Se puede notar de la ec. 2.35 que la dependencia con γ es bastante débil: el factor $\left[\frac{2}{5-3\gamma}\right]^{(5-3\gamma)/2(\gamma-1)}$ varía desde 1, en el límite $\gamma = 5/3$ a $e^{3/2} \approx 4.5$, en el límite $\gamma = 1$.

En capítulos posteriores, se presenta una versión generalizada de este modelo de acreción que incluye términos de fuentes en las ecuaciones hidrodinámicas y el campo gravitatorio del sistema en el que se encuentra inmerso el agujero negro.

2.2.2. ACRECIÓN DE FLUIDOS RELATIVISTAS

En la sección anterior se realizó una descripción de las ecuaciones básicas que rigen el proceso de acreción sobre un agujero negro, desde el punto de vista de la mecánica newtoniana. Este enfoque es válido siempre que se cumplan dos condiciones:

- Cuando las distancias involucradas en el estudio del problema resulten mucho mayores que el radio de Schwarzschild del agujero negro
- Cuando el fluido acregado no sea intrínsecamente relativista ($p \ll \rho$)

Dado que a lo largo de este trabajo estaremos interesados en el efecto del agujero negro a escalas del orden del radio del núcleo r_c del cúmulo globular (~ 0.1 pc), la primera de esas condiciones es satisfecha. Sin

embargo, el análisis de fluidos compuestos por materia no bariónica, como la materia y/o energía oscura, requiere del formalismo relativista. Éste será el tema abordado en esta sección, siguiendo el desarrollo de Michel (1972). En este enfoque, el objeto compacto es descrito por una singularidad de Schwarzschild y se desprecian correcciones a la métrica debidas al fluido mismo. Bajo estas hipótesis, el intervalo de espacio-tiempo resulta

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (2.36)$$

donde r, θ, ϕ son las coordenadas esféricas tradicionales y M es la masa del agujero negro. Además, ds y todas las magnitudes de esta sección son expresadas en unidades naturales ($c = 1$), salvo cuando se aclare lo contrario.

Las ecuaciones de movimiento están dadas por la conservación del flujo de masa

$$J^\mu_{;\mu} = 0, \quad (2.37)$$

y de la energía

$$T^{\mu\nu}_{;\mu} = 0, \quad (2.38)$$

donde los punto y coma indican derivadas covariantes. Aquí,

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu}, \quad (2.39)$$

es el tensor de energía momento para un fluido perfecto con ecuación de estado $p = p(\rho)$ y

$$J^\mu = \rho u^\mu \quad (2.40)$$

es el flujo de masa, siendo u^μ la cuadri-velocidad.

Las integrales de las ecs. 2.37 y 2.38 pueden reescribirse, si el sistema se encuentra en estado estacionario y tiene simetría esférica, como

$$\rho u r^2 = C_1 \quad (2.41)$$

y

$$\left(\frac{P + \mu}{\rho} \right)^2 \left(1 - \frac{2m}{r} + u^2 \right) = C_2, \quad (2.42)$$

donde $\mu = \rho + \epsilon$ es la densidad total de energía, siendo ϵ la energía interna del fluido.

Diferenciando las Ecs. 2.41 y 2.42 y eliminando, luego, $d\rho$, se obtiene

$$\frac{du}{u} \left[2V^2 - \frac{m}{r \left(1 - \frac{2m}{r} + u^2 \right)} \right] + \frac{dr}{r} \left[V^2 - \frac{u^2}{1 - \frac{2m}{r} + u^2} \right] = 0, \quad (2.43)$$

donde

$$V^2 = \frac{d \ln(P + \mu)}{d \ln \rho} - 1. \quad (2.44)$$

Es evidente que si alguno de los factores entre corchetes se anula se obtiene un punto crítico, y las soluciones son bivaluadas en r o u . Al igual que en el modelo de acreción de Bondi & Hoyle (1944), sólo las soluciones que pasan a través del punto crítico representan materia cayendo en el objeto con velocidad en aumento a lo largo de la trayectoria. Este punto crítico está ubicado donde ambos corchetes en la ec. 2.43 se anulan, es decir,

$$u_c^2 = M/2r_c \quad (2.45)$$

y

$$V_c^2 = u_c^2 / (1 - 3u_c^2). \quad (2.46)$$

No existe, entonces, solución físicamente aceptable para V_c^2 si $u_c^2 > 1/3$ o $r_c < 6M$. De esta manera, el punto crítico se encuentra siempre afuera del objeto compacto⁶.

El objetivo es calcular la tasa de acreción sobre el agujero negro, tal como se hizo en la descripción newtoniana del fenómeno. Siguiendo a Babichev et al. (2004), uso como segunda integral de movimiento (en lugar de la ec. 2.37) la proyección de la ley de conservación de energía-momento sobre la cuadrivelocidad

$$u_\mu T^{\mu\nu}_{;\nu} = u^\mu \rho_{;\mu} + (\rho + p) u^\mu_{;\mu} = 0. \quad (2.47)$$

La integración de la ec. 2.47 da lugar a la ecuación para el flujo de la energía

$$u x^2 \exp \left[\int_{\rho_\infty}^{\rho} \frac{d\rho'}{\rho' + p(\rho')} \right] = -A, \quad (2.48)$$

donde $u < 0$ en el caso de un flujo de acreción y A es una constante adimensional. Asimismo, se ha definido la variable $x = r/M$. De la misma manera, de la integración de la ec. 2.38 se obtiene

$$(\rho + p) \left(1 - \frac{2}{x} + u^2 \right)^{1/2} x^2 u = C_1, \quad (2.49)$$

⁶Recordar que, en unidades naturales, el radio de Schwarzschild, $r_{\text{Sch}} = 2M$.

siendo C_1 una constante a determinar. Dividiendo la ec. 2.49 entre la ec. 2.48, se obtiene

$$(\rho + p) \left(1 - \frac{2}{x} + u^2\right)^{1/2} \exp \left[- \int_{\rho_\infty}^{\rho} \frac{d\rho'}{\rho' + p(\rho')} \right] = C_2, \quad (2.50)$$

donde $C_2 = -C_1/A = \rho_\infty + p(\rho_\infty)$. De las ecuaciones 2.48 y 2.49 se obtienen relaciones entre la velocidad $u_H = u(2M)$ y la densidad del fluido $\rho_H = \rho(2M)$ en el horizonte de eventos

$$\frac{A}{4} \frac{\rho_H + p(\rho_H)}{\rho_\infty + p(\rho_\infty)} = -\frac{A^2}{16u^2(2M)} = \exp \left[2 \int_{\rho_\infty}^{\rho_H} \frac{d\rho'}{\rho' + p(\rho')} \right]. \quad (2.51)$$

La constante A, que determina el flujo de acreción, se calcula fijando los valores de los parámetros en el punto crítico, de acuerdo a 2.45 y 2.46. Combinando las ecs. 2.49 y 2.51 se encuentra la relación que determina el valor de la densidad en el punto crítico, ρ_c ,

$$\frac{\rho_c + p(\rho_c)}{\rho_\infty + p(\rho_\infty)} [1 + 3c_s^2(\rho_c)]^{-1/2} = \exp \left[\int_{\rho_\infty}^{\rho_c} \frac{d\rho'}{\rho' + p(\rho')} \right]. \quad (2.52)$$

De esta manera, para cierto valor de ρ_c , usando la ec. 2.45 y 2.46 se calculan los valores para r_c y u_c , y la constante A es calculada sustituyendo estos valores en la ec. 2.48.

La tasa de cambio de masa del agujero negro, como consecuencia de acreción del fluido, está dada por $\dot{M} = -4\pi r^2 T_0^r$. Combinando las ecs. 2.48 y 2.49, dicha tasa de acreción puede expresarse como

$$\dot{M} = 4\pi A M^2 [\rho_\infty + p(\rho_\infty)]. \quad (2.53)$$

Puede verse que, igual que la tasa de acreción de Bondi-Hoyle, \dot{M} queda determinada por las condiciones en el infinito y depende cuadráticamente de la masa del agujero negro. Además, es interesante destacar que la acreción de energía fantasma con $\rho_\infty + p(\rho_\infty) < 0$ estará siempre acompañada de una disminución en la masa del objeto acretante.

Sin embargo, en ninguno de los modelos presentados (newtoniano o relativista) se considera el entorno del agujero negro. Éstos no son objetos aislados, sino que son parte de estructuras más grandes tales como los cúmulos globulares o las galaxias que no solo contribuyen al potencial gravitatorio sino que, además, sus estrellas actúan como fuentes de inyección de materia al medio interestelar. Parte de este trabajo de Tesis ha sido investigar el efecto de las estrellas del cúmulo globular en la acreción de energía por parte de IMBHs con el fin de estudiar la evolución de los mismos. Hipótesis, modelos y resultados serán presentados en el siguiente capítulo.

3

Acreción global de materia no bariónica

Como se expresó en el Capítulo 2, la solución de un flujo de acreción esféricamente simétrico y en estado estacionario para un fluido ideal clásico ha sido obtenida por [Bondi & Hoyle \(1944\)](#). [Michel \(1972\)](#) desarrolló la solución correspondiente en el marco de la relatividad general, en particular en la métrica de Schwarzschild considerando un fluido compuesto por partículas masivas. [Babichev et al. \(2004\)](#) desarrollaron un modelo semejante, en el mismo marco teórico pero para un fluido compuesto por partículas sin masa. En todos los casos, una predicción importante de estos modelos es que la tasa de acreción crece como el cuadrado de la masa del objeto compacto. Esta predicción es particularmente importante en el caso de los IMBHs ya que, dado que sus edades

serían comparables a las de los CGs (~ 10 Gyr), la acreción de materia podría cambiar significativamente la masa del IMBH, modificando los valores esperados en la actualidad. Por lo tanto, una determinación precisa de la tasa de acreción es necesaria para estimar las masas que tendrían hoy los IMBHs.

Aplicando el modelo de Babichev et al. (2004) a un IMBH, se obtiene que el cambio en la masa del objeto debido a la acreción de energía oscura durante la vida del IMBH, es despreciable. Sin embargo, esto puede diferir para el caso de materia oscura. Varios autores han investigado la acreción de materia oscura por agujeros negros supermasivos (MacMillan & Henriksen, 2002, Munyaneza & Biermann, 2005, Peirani & de Freitas Pacheco, 2008, Zelnikov & Vasilev, 2005a,b). Guzmán & Lora-Clavijo (2011) evaluaron sus modelos de acreción dependientes del tiempo y encontraron que, si la materia oscura no ejerce presión entonces debe contribuir con una fracción significativa de la masa actual del agujero negro. El mismo razonamiento puede ser aplicado a IMBHs sugiriendo que habrían acrechado cientos o miles de masas solares en su tiempo de vida.

Sin embargo, los IMBHs no son objetos aislados sino que residen en el centro de sistemas estelares masivos. El campo gravitacional de estos sistemas podría contribuir al flujo de acreción, aumentando la tasa de acreción, efecto que no fue considerado en los trabajos de Babichev et al. (2004) y Guzmán & Lora-Clavijo (2011). Por consiguiente, resulta relevante investigar los efectos del sistema estelar anfitrión en el flujo de acreción ya que permitiría realizar predicciones más precisas sobre las tasas de acreción sobre IMBHs y sus masas finales, pudiendo éstas ser comparadas con las observaciones disponibles.

En las siguientes secciones se describe el modelo que he desarrollado para el estudio de flujos de acreción esféricamente simétricos en estado

estacionario sobre un IMBH en el centro de un cúmulo globular (Pepe, Pellizza & Romero, 2012). En la sección 3.1 se presenta el modelo, el cual se basa en las ecuaciones relativistas para la fluido-dinámica en el campo gravitacional del IMBH y el cúmulo globular. Los resultados obtenidos para distintos fluidos son descritos en las secciones 3.2, 3.3 y 3.4 (radiación cósmica de fondo, materia oscura y energía oscura, respectivamente). Por último, una breve aplicación al agujero negro de masa estelar XTE J1118+480 es presentada en la Sección 3.5.

3.1. MODELO SEMI-ANALÍTICO

El modelo desarrollado para estudiar la acreción de fluidos relativistas sobre un IMBH es descrito a continuación. El objeto acretante es un agujero negro de masa M ubicado en el centro de un cúmulo globular. La distribución de masa del sistema estelar (cúmulo *y* agujero negro) puede asumirse esférica, por lo que el intervalo de espacio-tiempo puede escribirse como

$$ds^2 = e^\nu dt^2 - e^\lambda dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (3.1)$$

donde r, θ, ϕ son las coordenadas esféricas tradicionales, t es el tiempo y ν y λ son funciones solo de r . Éstas son determinadas por la distribución de masa del sistema estelar que, a su vez, puede ser descrita por una función $m(r)$ que representa la masa encerrada en un esfera de radio r (Misner et al., 1970). La métrica de Schwarzschild no es más que un caso particular de esta métrica general, en la que $m(r) = M$ y, en consecuencia $\nu = -\lambda = \ln(1 - 2M/r)$. A lo largo de esta sección, se utilizan unidades naturales salvo que lo contrario sea establecido explícitamente.

El medio acretado puede ser descrito como un medio relativista con

ecuación de estado $p = \omega\rho$, donde p es la presión y ρ la densidad de energía. El tensor de energía-momento resulta

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}, \quad (3.2)$$

donde $g_{\mu\nu}$ es el tensor para la métrica y $u^\mu = dx^\mu/ds$ es la cuadrivelocidad del fluido, que satisface $u^\mu u_\mu = 1$.

El objetivo es evaluar la tasa de acreción sobre el IMBH,

$$\dot{M} = -4\pi \lim_{r \rightarrow 2M} r^2 T_0^r, \quad (3.3)$$

para lo cual se integran las ecuaciones de movimiento del fluido. Como condición de contorno se requiere que lejos del sistema la densidad ρ_∞ y la presión p_∞ sean constantes y que el fluido se encuentre en reposo ($u_\infty = 0$).

Las ecuaciones de movimiento son las descritas en la sección 2.2.2. De esta manera, integrando la ecuación de conservación de la energía (2.38) y su proyección sobre la cuadrivelocidad (2.47) en la métrica 3.1 se obtiene

$$(p + \rho) (e^{-\nu} + e^{\lambda-\nu} u^2)^{1/2} u r^2 e^{\frac{1}{2}(\lambda+3\nu)} = C_1, \quad (3.4)$$

y

$$e^{\int_\infty^\rho \frac{d\rho'}{\rho'+p}} e^{\frac{1}{2}(\nu+\lambda)} u r^2 = C_2, \quad (3.5)$$

donde C_1 y C_2 son constantes de integración.

Combinando las ecuaciones 3.4 y 3.5 se obtiene

$$(p + \rho) e^{-\int_\infty^\rho \frac{d\rho'}{\rho'+p}} (1 + e^\lambda u^2)^{1/2} e^{\nu/2} = \rho_\infty + p_\infty. \quad (3.6)$$

El valor $\rho_\infty + p_\infty$ surge de tomar el límite $r \rightarrow \infty$ en la expresión del

lado izquierdo de la igualdad¹.

De la expresión 3.3 y las integrales de movimiento 3.4 y 3.5, se puede obtener una expresión para la tasa de acreción

$$\dot{M} = -4\pi(\rho_\infty + p_\infty)C_2, \quad (3.7)$$

donde se ha usado que en el límite $r \rightarrow 2M$ la influencia del cúmulo globular es despreciable y la métrica se aproxima a la de Schwarzschild, de manera que $\lambda + \nu = 0$.

La constante C_2 determina el flujo de acreción sobre el agujero negro y puede ser calculada fijando los parámetros del problema en cualquier punto. Como fue desarrollado en la sección 2.2.2, existe un punto crítico para estos flujos de acreción, que puede ser utilizado para determinar el valor de C_2 . Para esto, se reescriben las ecuaciones 3.4 y 3.5 en su forma diferencial; al combinarlas se obtiene

$$\begin{aligned} & \left[(e^{-\nu} + e^{\lambda-\nu}u^2)^{-1}e^{\lambda-\nu}u - \frac{\omega}{u} \right] du + \\ & \left[\frac{1}{2}(e^{-\nu} + e^{\lambda-\nu}u^2)^{-1}(-e^{-\nu}\nu' + (\lambda' - \nu')u^2e^{\lambda-\nu}) + \right. \\ & \left. \frac{\lambda'}{2} + \frac{3\nu'}{2} + \frac{2}{r} - (1 + \omega) \left(\frac{\nu'}{2} + \frac{\lambda'}{2} + \frac{2}{r} \right) \right] dr = 0, \end{aligned} \quad (3.8)$$

donde se ha usado explícitamente la ecuación de estado del fluido. Siguiendo lo desarrollado en la sección 2.2.2, al requerir que ambos corchetes se anulen, resulta

$$\frac{1}{2}\nu'(r_c)(1 - \omega) - \frac{2\omega}{r_c} = 0, \quad (3.9)$$

¹En el infinito, la métrica tiende a la de Schwarzschild, i.e., ν y λ tienden a cero.

y

$$u_c^2 = \frac{\omega}{1 - \omega}. \quad (3.10)$$

Aquí el subíndice “c” indica que las variables correspondientes son evaluadas en los valores críticos. Es evidente de la ecuación 3.10 que no existe punto crítico para $\omega < 0$ (energía oscura). Este caso será estudiado por separado más adelante; ahora nos restringimos al caso $\omega > 0$. Misner et al. (1970) demostraron que, para un sistema estelar esférico se cumple

$$\nu'(r) = \frac{2m(r)}{r[r - 2m(r)]}. \quad (3.11)$$

Con esta definición para ν' , r_c queda definido por la ecuación implícita

$$\frac{m(r_c)}{r_c} = \frac{2\omega}{1 + 3\omega}. \quad (3.12)$$

Esta ecuación muestra que para un cúmulo dado, la ubicación del punto crítico depende exclusivamente de valor de ω . Evaluando las ecuaciones 3.5 y 3.6 en el punto crítico, podemos reemplazar C_2 en la ecuación 3.7 para obtener una expresión final para la tasa de acreción en términos de cantidades conocidas,

$$\begin{aligned} \dot{M} = & -\pi(1 + \omega)\rho_\infty \left[e^{\nu_c} \left(1 + \frac{\omega}{1 - \omega} \right) \right]^{-\frac{1}{2\omega}} \\ & \left(\frac{\omega}{1 - \omega} \right)^{\frac{1}{2}} m^2(r_c) \left(\frac{1 + 3\omega}{\omega} \right)^2 e^{\frac{1}{2}\nu_c}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Es interesante destacar que \dot{M} resulta proporcional a $m^2(r_c)$ que, dependiendo de la ubicación del punto crítico, su valor puede encontrarse entre M^2 y $(M_{gc} + M)^2$, donde M_{gc} es la masa del cúmulo globular. Dado que $M_{gc} \gg M$, la acreción puede ser intensificada si el punto

Cuadro 3.2.1: Parámetros del modelo.

Radio de escala del cúmulo (r_0)	0.35 pc
Radio tidal del cúmulo (r_t)	44 pc
Concentración del cúmulo (c_{gc})	1.8
Distancia galactocéntrica del cúmulo (R_{gc})	3.1 kpc
Masa del agujero negro (M)	$3000 M_\odot$
Densidad de materia oscura a R_{gc} (ρ^{DM})	$4,0 \times 10^{-21} \text{kg m}^{-3}$
Densidad de energía oscura (ρ^{DE})	$7,7 \times 10^{-27} \text{kg m}^{-3}$

crítico se encuentra en las regiones más externas del cúmulo.

En las siguientes secciones se aplica este modelo a algunos fluidos con distintas valores del parámetro ω de la ecuación de estado y se analizan las tasas de acreción resultantes.

3.2. RADIACIÓN DE FONDO

Alpher & Herman (1948) fueron los primeros en predecir teóricamente la existencia de una radiación de fondo de cuerpo negro que se estaría enfriando con la expansión del Universo. Predijeron, además, que la temperatura actual de esta radiación en el presente debería ser del orden de $\sim 10 \text{ K}$. Así, esta radiación de fondo sería más fácilmente detectable en frecuencias de microondas y surge el nombre *cosmic microwave background radiation* (CMBR). Sin conocer esta predicción teórica, Penzias & Wilson (1965) realizaron, por accidente, la primera detección de la radiación cósmica de fondo mientras calibraban una antena de radio de telecomunicaciones para Laboratios Bell. Años después, el satélite COBE (*Cosmic Background Explorer*) fue lanzado al espacio para estudiar la CMBR en detalle. En la figura 3.2.1 se observa el espectro completo tomado del trabajo de Mather et al. (1990).

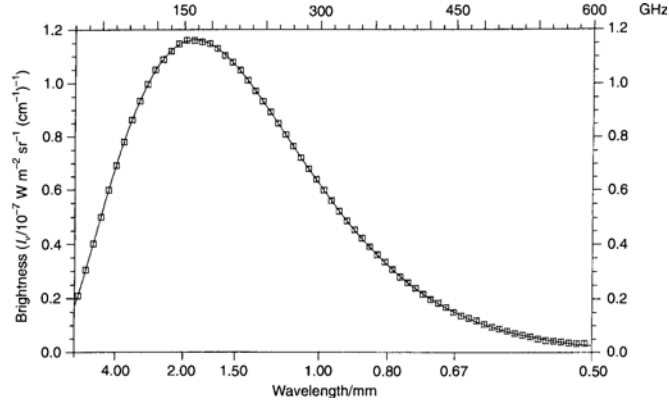


Figura 3.2.1: Espectro de la radiación cósmica de fondo tomado por COBE (de [Mather et al., 1990](#)).

Como primer ejemplo de aplicación del modelo desarrollado en la sección 3.1, se considera la acreción de un fluido perfecto relativista; la radiación cósmica de fondo para la cual $p = \rho/3$. En este caso, ω es del orden de la unidad. La descripción de la distribución del cúmulo globular más el agujero negro es la presentada en la sección 2.1.1, con radio de King $r_0 = 0,35$ pc, concentración $c_{gc} = 1,8$ y un agujero negro central de $M = 3000M_{\odot}$. Los parámetros del modelo, tomados de [Harris \(1996\)](#), han sido elegidos de modo tal que representen la distribución de masa de NGC 6388, uno de los más fuertes candidatos a albergar un IMBH.

De la ecuación 3.12 pueden estudiarse las contribuciones individuales del agujero negro y el cúmulo globular a la distribución de masa. En la figura 3.2.2 se muestra un gráfico del miembro izquierdo de esta ecuación para nuestro modelo en particular. El crecimiento asintótico para $r \rightarrow 0$ es consecuencia del campo gravitacional del IMBH en el centro ($\sim M/r$), mientras que el pico en $r/r_0 \sim 10$ se debe a la contribu-

ción particular del cúmulo². Puede verse que para un fluido relativista con $\omega \sim 1$, el lado derecho de la ecuación 3.12 toma valores del orden de la unidad, varios órdenes de magnitud por encima del máximo en $m(r)/r$. Luego, el radio crítico está ubicado en $r \ll r_0$, siendo el agujero negro el que domina la escena. La métrica, en consecuencia, puede ser aproximada por la métrica de Schwarzschild para encontrar r_c , u_c y \dot{M} . De esta manera, el problema se reduce al de un IMBH aislado y la tasa de acreción depende sólo de M^2 , como predijeron Babichev et al. (2004).

Para estudiar el caso particular de la radiación cósmica de fondo se tomó como valor para la densidad $\rho = 7,0425 \times 10^{-31} \text{ kg m}^{-3}$. Este valor surge de asumir una contribución fraccional de la radiación -dada por el modelo cosmológico estándar-

$$\Omega_{\text{rad}} = \frac{\rho_{\text{rad}}}{\rho_{\text{crit}}} = 5 \times 10^{-5}, \quad (3.14)$$

donde ρ_{crit} es la densidad crítica del Universo definida como

$$\rho = 1,878 \times 10^{-29} h \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}, \quad (3.15)$$

siendo $h = 0,75$ el parámetro adimensional de Hubble, de manera que la constante de Hubble hoy es $H_0 = 7,5 \times 10^7 \text{ km seg}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

La tasa de acreción resulta, entonces, $\dot{M} = 1,7 \times 10^{-29} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, un valor completamente despreciable como consecuencia tanto de la dependencia con la masa del IMBH de \dot{M} como de la baja densidad de fotones del fondo cósmico durante la era dominada por materia en la que se formaron los sistemas estelares. Este valor está en excelente acuerdo con los resultados de de Freitas Pacheco (2011).

²Para un cúmulo globular $M(r)/r \rightarrow 0$ cuando $r \rightarrow 0$, pues la masa contenida en un radio infinitesimal es estrictamente nula.

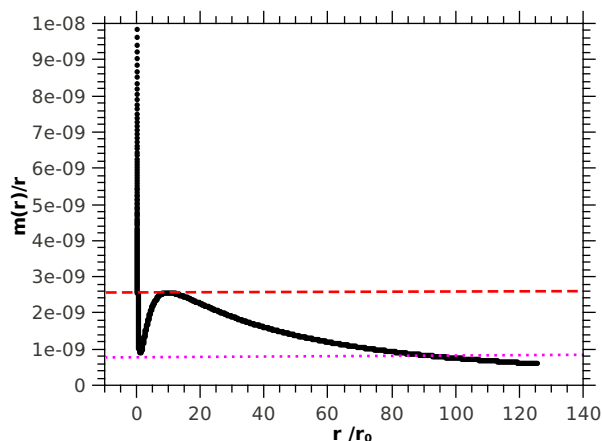


Figura 3.2.2: Cociente $m(r)/r$ para un cúmulo globular típico con un IMBH. Las líneas segmentada y punteada definen los valores máximo y mínimo de $2\omega/(1+3\omega)$ para los cuales la Ec. 3.12 posee tres soluciones.

3.3. MATERIA OSCURA

La primer evidencia de existencia de la materia oscura fue encontrada por Fritz Zwicky en 1933. Su trabajo se basó en la medición de las velocidades radiales de siete galaxias pertenecientes al cúmulo de galaxias Coma. En particular, encontró que cada galaxia individual se movía con velocidades radiales que diferían de la velocidad media del cúmulo, con una dispersión de 700 km s^{-1} . Dicha dispersión fue interpretada como una medida de la energía cinética por unidad de masa de las galaxias en el cúmulo a partir de la cual, usando el Teorema del Virial, Zwicky (1933) realizó estimaciones para la masa del cúmulo bajo estudio. Luego, comparó la relación masa-luminosidad obtenida con este método con aquella obtenida a partir de las curvas de rotación de las espirales cercanas encontrando que la primera excede a la segunda

en, al menos, un factor 400^3 . Entonces, concluyó que un alto porcentaje de la masa del cúmulo es algún tipo de materia invisible u oscura que sólo puede detectarse a través de sus efectos gravitacionales. Si bien el factor 400 obtenido en el trabajo de Zwicky (1933) resultó en una sobreestimación del mismo, su trabajo dió lugar a estudios posteriores que concuerdan en la existencia de la materia oscura y permitieron refinar las predicciones de Zwicky (ver los reviews de Einasto, 2009, Kuhlen, Vogelsberger & Angulo, 2012, para información detallada y una descripción de la situación actual de este tema).

La materia oscura fría es un fluido no relativista cuya energía térmica y presión resulta despreciable, por lo que ρ es, esencialmente, la densidad de energía en reposo. Para este tipo de fluido se puede usar la ecuación de estado $p = \omega\rho$ con $\omega \ll 1$, si asumimos que el flujo es isotérmico y ω es igual al cuadrado de la velocidad del sonido en el medio⁴.

De la Figura 3.2.2 puede verse que para un fluido con $\omega \lesssim 1,5 \times 10^{-9}$, el flujo de acreción es modificado por la presencia del cúmulo globular⁵, siendo éste el mismo que en la sección anterior. Para valores todavía más bajos de ω ($\omega \lesssim 5 \times 10^{-10}$, por debajo de la línea punteada en la figura 3.2.2), el punto crítico se encuentra ubicado lejos del centro del cúmulo (Figura 3.3.1) y, en consecuencia, $m(r_c) \approx M + M_{gc}$. Por consiguiente, se espera que, de acuerdo a lo discutido en la sección 3.1, la tasa de acreción resulte intensificada respecto del valor estimado en el escenario de agujero negro aislado. Existe, además, una región de transición en la que la ecuación 3.12 tiene tres soluciones (entre las líneas punteada y segmentada en la Figura 3.2.2). Éstas, por simplici-

³Esta discrepancia fue referida en aquel momento como *el problema de la masa escondida*.

⁴en unidades de la velocidad de la luz.

⁵Esto implica que el lado derecho de la ecuación 3.12 es del orden de $\sim 3 \times 10^{-9}$.

dad para la descripción de la figura, las llamamos primera, segunda y tercera, siendo la primera, la ubicada más cerca del centro del cúmulo. Sin embargo, solo dos de ellas son físicamente aceptables. Si la segunda solución correspondiese al verdadero radio crítico, en los radios correspondientes a las otras soluciones de la ecuación 3.12 la derivada de la velocidad debería anularse, violando las condiciones de contorno para la velocidad del flujo. De esta manera, sólo las soluciones primera y tercera son posibles, aunque solo una de ellas corresponde al verdadero radio crítico. Para encontrar este valor, las ecuaciones del flujo 3.8 son integradas para ambos valores utilizando un esquema de integración de Euler. La integración converge sólo para uno de estos valores, indicando que éste es el valor correcto para r_c . En el caso de NGC 6388, esta integración muestra que el radio crítico es la solución primera (o interna) si $\omega > \omega_t = 1,5 \times 10^{-9}$, y la solución tercera (o externa), en el otro caso. Para este valor de transición, la posición del punto crítico cambia abruptamente (Fig. 3.3.1). Este cambio, probablemente un artificio debido a la simplicidad del modelo, no afecta las conclusiones, como será demostrado más adelante.

En la Figura 3.3.2 se muestran los resultados para la tasa de acreción estimada a partir de la ecuación 3.13. Para esta estimación se utilizó $\rho_\infty = \rho^{\text{DM}} c^2$ (ver Tabla 3.2.1), donde ρ^{DM} es la densidad de materia oscura a la distancia galactocéntrica del cúmulo globular, la cual fue tomada del trabajo de [Klypin, Zhao & Somerville \(2002\)](#). El perfil para la densidad de materia oscura en la Galaxia es el propuesto por [Navarro, Frenk & White \(1995, 1996\)](#). Puede verse un cambio abrupto en el valor de la tasa de acreción como consecuencia del cambio correspondiente en r_c . En $\omega_u \approx 3 \times 10^{-10}$, r_c alcanza el radio de marea del cúmulo globular. Si $r \gg r_t$, las fuerzas de marea de la Galaxia se vuelven dominantes y el cúmulo ya no puede ser considerado como un objeto aislado. En este caso, las predicciones de nuestro modelo no son confiables.

Es necesario discutir, al menos brevemente, el efecto que tiene sobre la tasa de acreción el movimiento relativo del cúmulo globular (y en consecuencia del IMBH) respecto de la materia oscura. [Hoyle & Lyttleton \(1939\)](#) derivaron una fórmula para la tasa de acreción en el caso de un fluido clásico siendo acretado por un objeto que se mueve en él, similar a la obtenida por [Bondi & Hoyle \(1944\)](#). De acuerdo a lo desarrollado por [Hoyle & Lyttleton \(1939\)](#), la relación entre la tasa de acreción $\dot{M}(v)$ sobre un objeto en movimiento con velocidad v respecto del fluido y la tasa de acreción \dot{M}_0 sobre un fluido en reposo, está dada por

$$\dot{M}(v) = \dot{M}_0 \frac{c_s^3}{(v^2 + c_s^2)^{3/2}}, \quad (3.16)$$

donde $c_s^2 = c^2\omega$ es la velocidad del sonido en el medio. Cabe destacar que tomando el límite newtoniano $\omega \rightarrow 0$ de la tasa de acreción, ésta tiende a aquella de [Bondi & Hoyle \(1944\)](#). Por consiguiente, asumo que el factor de corrección dado por la ecuación 3.16 puede ser utilizado para derivar $\dot{M}(v)$ de \dot{M}_0 en este modelo. En la Figura 3.3.2 se muestra la tasa de acreción correspondiente a distintos valores de la velocidad del cúmulo $v = 0, 100, 200$ y 500 km/s, valores típicos para el movimiento de objetos del halo Galáctico, como los cúmulos globulares.

Si se desprecia la evolución cosmológica de la densidad de materia oscura, se puede realizar una estimación de la cantidad de materia ΔM acretada por el agujero negro durante el tiempo de vida del cúmulo globular $\Delta t \sim 10$ Gyr. En el caso que $\omega \lesssim 10^{-9}$, \dot{M} depende de $m(r_c)$ con $r_c \gg r_0$ de modo que el cambio en la tasa de acreción debido al incremento de la masa del IMBH puede ser despreciado. Por consiguiente, se puede estimar $\Delta M \approx \dot{M}\Delta t \gtrsim 10^4 M_\odot$ para cualquier

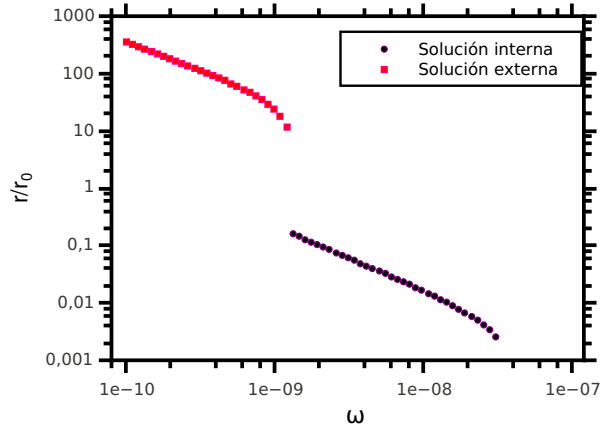


Figura 3.3.1: Radio crítico para el sistema cúmulo-IMBH como función del parámetro de estado ω . Los círculos y rectángulos corresponden a las soluciones interior y exterior de la Ec. 3.12, respectivamente.

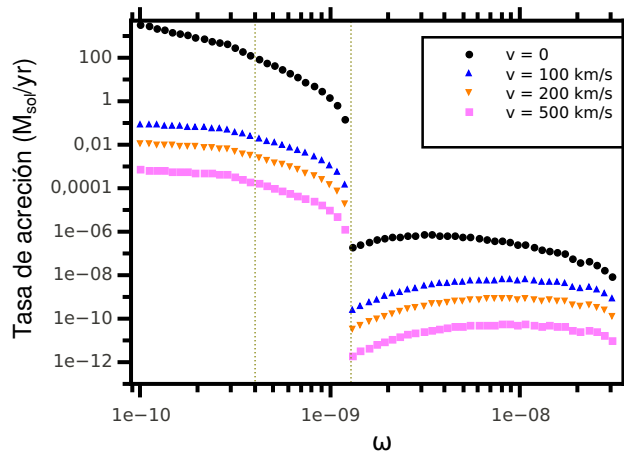


Figura 3.3.2: Tasa de acreción para el sistema cúmulo-IMBH como función del parámetro de estado ω , para distintas velocidades del cúmulo relativas al fluido. Las líneas segmentadas verticales corresponden a los límites superior e inferior de la región de transición.

valor razonable de v . Este valor resulta en contradicción con las cotas superiores estimadas al presente por Cseh et al. (2010), Lanzoni et al. (2007), Lutzgendorf et al. (2011) en NGC 6388. Por otro lado, en el caso que $\omega \gtrsim 10^{-9}$ la tasa de acreción es suficientemente baja de modo de evitar este desacuerdo entre el modelo y las observaciones. Este es un resultado notable, ya que implica que o bien el cúmulo globular no alberga un IMBH o bien la materia oscura es colisional y existe una cota inferior para el parámetro de estado de la materia oscura del orden de 10^{-9} , similar al resultado obtenido por Guzmán & Lora-Clavijo (2011).

3.4. ENERGÍA OSCURA

Durante la última década se ha acumulado una cantidad apreciable de trabajos que sugieren que la expansión del Universo ocurre de manera acelerada. Estas conclusiones se basan, principalmente, en las observaciones de supernovas Ia (Kowalski et al., 2008, Perlmutter, Aldering & Goldhaber, Riess, Filipenko & Challis, 1998) y de la CMBR (Komatsu et al., 2009) en combinación con mediciones de la constante de Hubble y estructura a gran escala (Cole et al., 2005). Una posible explicación para esta expansión acelerada⁶ resulta de introducir una nueva componente de fluido cósmico, la energía oscura, con parámetro de estado $\omega < -1/3$. Al día de hoy, si bien no existe una teoría que explique acabadamente la naturaleza de esta energía oscura, una amplia gama de modelos proponen distintos escenarios de formación y evolución para este fluido (el lector es referido al review de Copeland, Sami & Tsujikawa, 2006, para una descripción detallada de estos modelos). El modelo más simple supone que la energía oscura se encuentra conectada con la energía de vacío, la *constante cosmológica*, a través de un parámetro de estado $\omega = -1$.

⁶Asumiendo la validez de la relatividad general a grandes escalas.

En la sección anterior, las estimaciones se han basado en la existencia de un radio crítico y , en consecuencia, de una velocidad crítica del fluido. Sin embargo, de la ecuación 3.12 puede verse que en el caso de fluidos inestables ($\omega < 0$), como es el caso de la energía oscura, no existe tal punto crítico fuera del horizonte de eventos del agujero negro ($r_c < 2M$). Siguiendo la idea de Michel (1972) y Babichev et al. (2004), consideramos que, en este caso, las inestabilidades del flujo causan el crecimiento de la velocidad del fluido, hasta que alcanza la velocidad de la luz al llegar al horizonte de eventos. Ésta es, entonces, la condición de contorno que reemplaza a los valores críticos. Bajo esta hipótesis, la tasa de acreción resulta idéntica a la estimada por Babichev et al. (2004),

$$\dot{M} = 16\pi(1 + \omega)\rho_\infty M^2. \quad (3.17)$$

Este resultado tiene una interpretación simple: en este régimen, las fuerzas de presión de un fluido relativista son del orden de la fuerza gravitacional producida por el agujero negro cerca de su horizonte que resulta mucho mayor que aquella ejercida por el cúmulo. De esta manera, el sistema se comporta como si el agujero negro estuviera aislado, tal como proponen Babichev et al. (2004). Otro punto notable de la tasa de acreción 3.17 es que \dot{M} es negativa cuando $\omega < -1$ (por ejemplo, en el caso de energía fantasma), produciendo un decrecimiento en la masa del agujero negro. Es importante destacar que este sería el caso si la Segunda Ley Generalizada es violada, de acuerdo a lo estudiado por de Freitas Pacheco & Horvarth (2007).

En el caso de NGC 6388 y usando el valor actual para la densidad

de energía oscura $\rho^{\text{DE}}c^2$ como ρ_∞ (ver Tabla 3.2.1), se obtiene

$$\dot{M} = 9,5 \times 10^{-34} M_\odot \text{yr}^{-1} (1 + \omega) \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2. \quad (3.18)$$

Dado el factor del lado derecho de la igualdad de la ecuación 3.18, tanto la tasa de acreción como la masa adquirida (o perdida) por un IMBH de 10^2 – $10^4 M_\odot$ durante los últimos 10 Gyr es despreciable. Así, se puede concluir que la acreción de energía oscura no cambia la evolución de la masa del objeto acretante si éste es un IMBH.

3.5. APLICACIÓN A AGUJEROS NEGROS DE MASA ESTELAR

Dada la relevancia de los resultados presentados en las secciones previas, resulta interesante investigar sobre los mismos en otros escenarios, aún cuando este estudio está fuera del alcance de esta Tesis. Una posibilidad que surge para corroborar los resultados obtenidos al estudiar la acreción de materia oscura es investigar el proceso de acreción de este fluido sobre agujeros negros de masa estelar (StMBHs). Esto tiene la ventaja de que la existencia de estos objetos está establecida, por lo que un resultado similar al de la sección anterior tendría una implicancia directa sobre las propiedades de la materia oscura. Algunos de estos objetos tienen masas conocidas y sus velocidades bien determinadas. Tal es el caso de XTE J1118+480, una nova generada por un agujero negro que emite en rayos X, descubierta (Remillard et al., 2000) con el *RXTE All Sky Monitor* el 29 de Marzo de 2000. Esta fuente de rayos X está constituida por un StMBH de $M_{\text{BH}} = 6,9 \pm 0,9 M_\odot$, una estrella compañera donante de $M_{\text{donante}} = 0,3 \pm 0,2 M_\odot$, separados una distancia $R = 3 R_\odot$ con un período orbital de 0.17 días (McClintock et al., 2001, Wagner et al., 2001). La órbita de este objeto fue estudiada un año después de su descubrimiento por Mirabel

et al. (2001), quienes utilizaron observaciones en radio tomadas con *Very Long Baseline Array* (VLBA). Dado que existe cierta discrepancia entre los valores reportados por distintos autores para la velocidad radial del centro de masa, el valor obtenido por Mirabel et al. (2001) es el promedio de los valores estimados a partir de sendos valores, ($U = -105 \pm 16$, $V = -98 \pm 16$, $W = -21 \pm 10$) km sec^{-1} en el estándar local de reposo.

En la Figura 3.5.1 se muestra la tasa de acreción obtenida para este agujero negro, adoptando una velocidad media $v_{\text{BH}} \sim 140 \text{km/s}$. Puede observarse que en el caso que el agujero negro es considerado en reposo, el escenario es similar al estudiado para un IMBH: la masa que habría acretado en ~ 10 Gyr se encuentra ~ 2 órdenes de magnitud por encima del valor real de la masa. Sin embargo, al considerar el movimiento del agujero negro y la consecuente corrección para la tasa de acreción 3.16, la cantidad de masa acretada disminuye sensiblemente como consecuencia de la disminución del factor de corrección (Figura 3.5.2).

De esta manera, los StMBHs no resultan útiles para verificar las propiedades de la materia oscura, mientras que si la existencia de los IMBHs fuese corroborada y se desarrollaran modelos detallados para la acreción sobre estos objetos, resultarían en excelentes herramientas para investigar la cuestión.

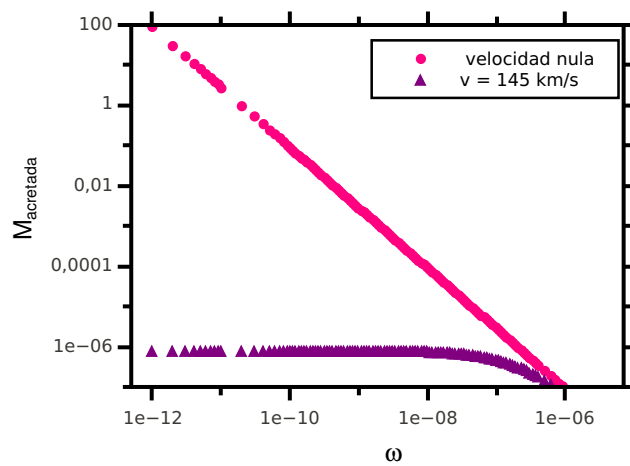


Figura 3.5.1: Masa acretada por un StMBH para distintas velocidades del agujero negro.

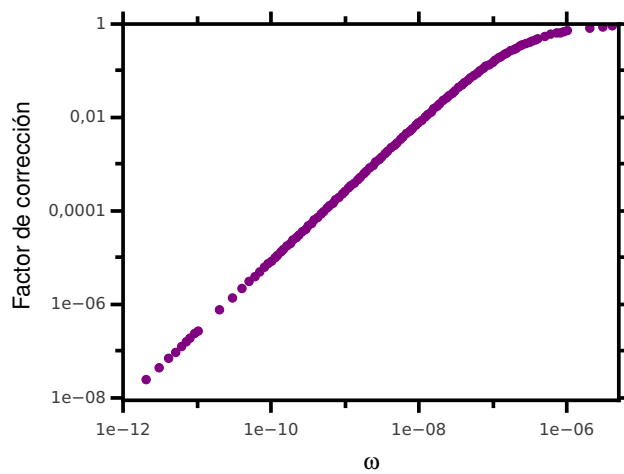


Figura 3.5.2: Factor de corrección por velocidad como función del parámetro de estado.

4

Acreción global de materia bariónica

Como en otros sistemas que contienen objetos compactos, la detección de acreción en curso puede ser de utilidad para poner límites a la existencia y propiedades del IMBH. Por esta razón, se llevaron a cabo diversas búsquedas de fuentes centrales de rayos X en distintos cúmulos.

La detección de fuentes centrales con propiedades consistentes con aquellas esperables para un IMBH acretante ha sido reportada para dos cúmulos: NGC 6388 y G1. (Kong et al., 2010, Nucita et al., 2008). Para otros cúmulos, sólo se obtuvieron cotas superiores para la luminosidad de rayos X, del orden de $\sim 10^{31-32}$ erg s⁻¹ (Maccarone, 2004, y sus referencias). Suponiendo que el IMBH acreta del medio intracú-

mulo (ICM), que éste tiene una densidad similar a la medida por [Freire et al. \(2001\)](#) en NGC 104 y que la eficiencia radiativa es similar a la observada en otros sistemas que contienen agujeros negros, [Maccarone \(2004\)](#) concluye que la tasa de acreción debe ser mucho menor que la predicha por el modelo de [Bondi & Hoyle \(1944\)](#) para ser consistente con los límites observacionales. Además, basándose en la correlación entre las luminosidades en rayos X y radio para el caso de agujeros negros estelares ([Gallo et al., 2003](#)), este autor considera que la emisión en radio del sistema sería mucho más fácil de detectar que aquella en rayos X. Sin embargo, no se han detectado fuentes de radio centrales en cúmulos globulares galácticos lo que, según [Maccarone \(2004\)](#), impondría fuertes límites a las masas de los hipotéticos IMBHs. Solo [Ulvestad et al. \(2007\)](#) reportaron la detección de una fuente de radio a ~ 1 arcsec del centro de G 1 en M 31. Ellos concluyen que esta emisión es consistente con la esperada para un IMBH de $2 \times 10^4 M_{\odot}$ acretando en el centro de este cúmulo. No obstante, este resultado ha sido cuestionado por las observaciones recientes de [Miller-Jones et al. \(2012\)](#).

Resulta evidente que la detección (o la falta de ella) de fuentes alimentadas por acreción en los centros de los cúmulos es crucial para la investigación de la existencia y naturaleza de los IMBHs. En este contexto, la interpretación tanto de la emisión en X como en radio ha sido realizada usando modelos simples para la tasa de acreción. En particular, se ha utilizado el modelo de [Bondi & Hoyle \(1944\)](#) que supone que un agujero negro aislado acreta de un medio homogéneo y estático. Sin embargo, el agujero negro no se encuentra aislado sino inmerso en el potencial gravitatorio del cúmulo globular y, además, el medio intracúmulo no posee ninguna de las dos características previamente mencionadas debido, por un lado, a la constante emisión de materia en forma de vientos por parte de las gigantes rojas y, por otro, a los pasajes del cúmulo a través del plano Galáctico que remueven este medio ([Roberts,](#)

1989). Los efectos de estos procesos sobre la tasa de acreción debe ser cuantificados si se quiere realizar una correcta comparación entre los modelos y las observaciones.

En este capítulo se presenta el modelo que he desarrollado para el flujo de acreción del medio intracúmulo sobre un IMBH en el centro de un cúmulo globular, incluyendo el potencial gravitatorio de las estrellas y su contribución al medio interestelar. Se presentan estimaciones de la tasa de acreción y su dependencia con la masa del agujero negro y la temperatura del gas. En la sección 4.1 se describen las ecuaciones hidrodinámicas del flujo y se discuten sus características principales. En las secciones 4.2 y 4.3 se discuten distintas condiciones de contorno. En ambos casos se estudia el impacto de las mismas en la solución y la dependencia de ésta última con los parámetros del modelo. En la sección 4.4 se analizan las diferencias con el modelo tradicional de [Bondi & Hoyle \(1944\)](#). En la sección 4.5 se realizan estimaciones sencillas sobre la luminosidad en rayos X y se discute su correspondencia con las observaciones. Por último, en la sección 4.6 se discute la posibilidad de describir la acreción sobre un IMBH con un flujo adiabático, mientras que en la sección 4.7 se resumen los resultados y conclusiones pertinentes a este capítulo.

4.1. ECUACIONES BÁSICAS DEL MODELO

Con el fin de entender el proceso de acreción por parte de un IMBH, se estudia la dinámica del medio intracúmulo, bajo la acción del campo gravitacional del cúmulo y el agujero negro. El objetivo es estimar la tasa de acreción y compararla con aquella que resulta del modelo de [Bondi & Hoyle \(1944\)](#).

El medio intracúmulo es generado por la pérdida de masa de las

gigantes rojas en el cúmulo. Suponiendo que la distribución de estas estrellas sigue la distribución de masa estelar del cúmulo y que la tasa de pérdida de masa promedio es la misma para todas las gigantes rojas, la tasa a la cual crece la densidad del medio intracúmulo debido a la inyección de materia de estas estrellas puede escribirse

$$\dot{\rho} = \alpha\rho^* \quad (4.1)$$

donde ρ^* es la densidad de masa estelar. El término de la derecha describe la inyección de gas por parte de las estrellas a una tasa fraccional α para la cual se ha obtenido una estimación de 10^{-14} – 10^{-11} yr $^{-1}$ a partir tanto de trabajos teóricos como observacionales (Priestley et al., 2011, Scott & Rose, 1975). El campo gravitacional del cúmulo y el IMBH es descrito utilizando el modelo de Mocchi (2007) presentado en el Capítulo 2.

Siguiendo lo propuesto por Scott & Rose (1975), suponemos que el medio interestelar es un gas ideal. Esta hipótesis está justificada pues, el camino libre medio resulta menor a las escalas características de este problema, $\lambda \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ pc. Además, el flujo puede ser considerado estacionario y esféricamente simétrico. La energética del medio interestelar es poco conocida, por lo que exploraremos dos hipótesis. En primer lugar se considera un flujo isotérmico. Dado que las estrellas expulsan gas introduciendo energía en el flujo, esto equivale a suponer un enfriamiento suficientemente eficiente como para mantener la temperatura constante. Por otro lado, al final del capítulo, se considera un flujo cuasi-adiabático en donde la única fuente de energía son las estrellas. Bajo la hipótesis de fluido isotérmico, las ecuaciones de continuidad y Euler describen la dinámica del flujo. La primera, resulta

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho r^2 u) = \alpha\rho^*, \quad (4.2)$$

donde r es la coordenada radial y u y ρ son la velocidad y densidad del fluido, respectivamente. La ecuación de Euler resulta

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{k_B T}{\mu} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM(r)\rho}{r^2} - \alpha u \rho^*, \quad (4.3)$$

donde G es la constante de gravitación universal, k_B es la constante de Boltzmann, μ es la masa molecular media del gas, $M(r)$ es la suma de la masa estelar contenida en un radio r y M_{BH} la masa del agujero negro. Suponemos, además, que el material se inyecta con velocidad nula en el flujo, pues en promedio las velocidades estelares son nulas y los vientos de las estrellas, simétricos.

Estas ecuaciones pueden simplificarse introduciendo la variable $\tilde{q} = q/\alpha$, donde $q = \rho u r^2$ es el caudal, resultando

$$\frac{d\tilde{q}}{dr} = \rho^* r^2, \quad (4.4)$$

$$\frac{du}{dr} = \frac{u}{u^2 - c_s^2} \left(\frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM(r)}{r^2} - \frac{(u^2 + c_s^2)r^2 \rho^*}{\tilde{q}} \right), \quad (4.5)$$

donde $c_s = k_B T \mu^{-1}$ es la velocidad del sonido en el medio. Resulta importante destacar que, con esta simplificación, las ecuaciones pueden ser resueltas independientemente de α . Sin embargo, este valor debe ser conocido para calcular la densidad y la tasa de acreción.

La ecuación 4.4 puede ser integrada directamente, obteniendo

$$\tilde{q} = \int_0^r \rho^* r'^2 dr' + \tilde{q}_0 = \frac{M^*(r)}{4\pi} + \tilde{q}_0, \quad (4.6)$$

donde la constante de integración \tilde{q}_0 resulta proporcional a la tasa de acreción del agujero negro. Aunque la integración debiera realizarse desde el radio de Schwarzschild, éste resulta despreciable respecto de todas las escalas en nuestro modelo, de modo que es aproximado a cero.

Para llevar a cabo la integración, se definen variables adimensionales $\xi = rr_0^{-1}$, $\psi = u\sigma^{-1}$ (y, en consecuencia, $\psi_s = c_s\sigma^{-1}$), $\omega = \tilde{q}(\rho_0 r_0^3)^{-1}$, $\Omega^*(\xi) = M^*(r)(4\pi\rho_0 r_0^3)^{-1}$, $\Omega_{\text{BH}} = M_{\text{BH}}(4\pi\rho_0 r_0^3)^{-1}$, y $\Omega(\xi) = \Omega^*(\xi) + \Omega_{\text{BH}}$, donde r_0 es el radio de King, ρ_0 es la densidad central del cúmulo, y $\sigma^2 = 4\pi G\rho_0 r_0^2/9$ es el parámetro de dispersión de velocidades. Con estas definiciones, las ecuaciones 4.5 y 4.6 pueden ser reescritas como

$$\omega = \Omega^*(\xi) + \omega_0, \quad (4.7)$$

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{\psi}{\psi^2 - \psi_s^2} \left(\frac{2\psi_s^2}{\xi} - \frac{d\omega(\psi_s^2 + \psi^2)}{d\xi \omega} - \frac{9\Omega(\xi)}{\xi^2} \right). \quad (4.8)$$

Estas ecuaciones describen la dinámica del fluido. Las mismas, representan una extensión de las expresiones de [Bondi & Hoyle \(1944\)](#) al caso en el que se encuentran presentes fuentes de materia y un campo gravitacional distinto al del objeto acretante actúa sobre el fluido. El segundo y tercer término entre corchetes en el lado derecho de la ecuación 4.8 y el primero del lado derecho de la ecuación 4.7, representan tales efectos. Las condiciones de contorno y el método de integración son descriptos en las siguientes secciones.

4.2. SOLUCIONES TRANSÓNICAS

Con el fin de integrar la ecuación 4.8 se deben fijar condiciones de contorno a partir de las cuales comenzar la integración. En esta sección se detallan las condiciones de contorno que dan lugar a curvas de velocidad transónicas. Al igual que en el modelo de [Bondi & Hoyle \(1944\)](#), se supone que la presión en el infinito es nula, con lo cual, lejos del agujero negro, la velocidad del flujo debe tener dirección hacia afuera ya que no hay fuentes de materia fuera del cúmulo. Por otro lado, en el horizonte de eventos del agujero negro la materia solo puede caer ya que no hay un gradiente de presiones que compense la atracción gravi-

tacional del agujero negro. Como consecuencia directa, existe un radio de estancamiento ξ_{st} en el cual $u = 0$. Evaluando la ecuación 4.7 en este radio de estancamiento, se obtiene

$$\Omega^*(\xi_{st}) = -\omega_0, \quad (4.9)$$

que establece que toda la materia eyectada por las gigantes rojas ubicadas dentro de ξ_{st} es acretada por el IMBH. Este resultado es consecuencia directa de la hipótesis de flujo estacionario.

De esta manera, el radio de estancamiento separa dos regiones en el espacio del cúmulo: una zona interior, donde se desarrolla un régimen de acreción, y una zona exterior, donde existe una solución de viento. Resulta fundamental destacar que, hasta aquí, el radio de estancamiento no puede ser unívocamente determinado: para cada uno de ellos existe una solución de las ecuaciones dinámicas. Sin embargo, no todas ellas resultan físicamente aceptables ya que deben satisfacerse las condiciones de Rankine-Hugoniot en ξ_{st} . Éstas evaluadas en el radio de estancamiento requieren que las densidades a ambos lados de ξ_{st} sean iguales.

Como en el caso del problema de Bondi-Hoyle (e.g., [Frank et al., 2002](#)), puede verse de la ecuación 4.8 que existen valores singulares ξ_s (llamados radios sónicos) para los cuales o bien la velocidad iguala a la velocidad del sonido en el medio o bien la aceleración del fluido es nula. Éste es el caso cuando la expresión entre paréntesis en la ecuación 4.8 se anula,

$$f_s(\xi) = 2\psi_s^2 \left(\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{d\xi} \right) - \frac{9\Omega(\xi)}{\xi^2} = 0. \quad (4.10)$$

Por las mismas razones expuestas en el análisis del problema de Bondi-Hoyle, solo las curvas transónicas son consistentes con las condiciones de contorno establecidas al comienzo de la sección. En la figura 4.2.1

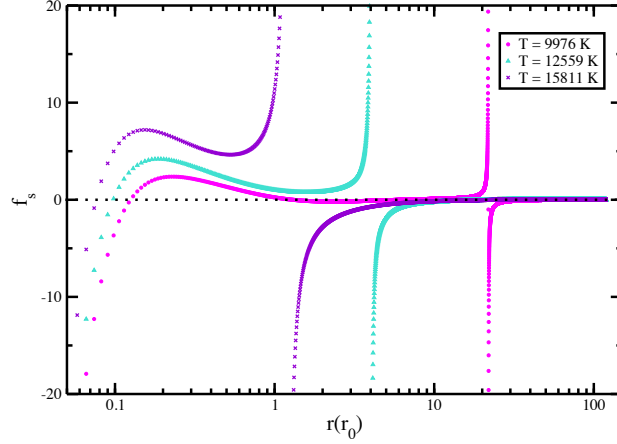


Figura 4.2.1: Función que define los radios sónicos en el caso isotérmico para el cúmulo M 15 con temperaturas $T = 9976$, 12559 y 15811 K. La masa del IMBH es de $1000 M_{\odot}$. Se considera en cada caso el radio de estancamiento correcto, según el criterio explicado en el texto.

se muestra el perfil de la función $f_s(\xi)$ que se obtiene suponiendo un IMBH de $1000 M_{\odot}$ en el centro del cúmulo M 15, para tres valores diferentes de la temperatura, $T = 9976$, 12559 y 15811 K¹. Para las temperaturas más bajas, se encuentran 3 radios para los cuales se satisface la condición $f_s(\xi) = 0$. No obstante, sólo dos de ellos pueden ser interpretados como los radios sónicos; el primero y el último. Si el del medio fuese un radio sónico, el último correspondería a un radio para el cual $du/dr = 0$ y la velocidad aumentaría, contrario a lo requerido en el radio de estancamiento ξ_{st} . En aquellos casos que más de un radio sónico fuese encontrado, se llevó a cabo la integración para ambos.

Dado que ξ_{st} no se conoce *a priori*, el problema fue resuelto numéri-

¹Esta elección de temperaturas corresponde a una escala logarítmica, $\log T = 3,99$, $4,09$ y $4,19$.

camente para una grilla de valores de ξ_{st} entre 0 y el radio de marea del cúmulo. Para cada uno de estos valores, se utilizó un algoritmo de bisección para encontrar los radios sónicos en las regiones interior y exterior. Luego, se integró la ecuación 4.8 (con un algoritmo de Runge-Kutta de orden 4) hacia adentro, comenzando desde el radio sónico exterior y, hacia afuera, comenzando del radio sónico interior. Para cada ξ_{st} se evaluó la diferencia entre las densidades a cada lado del radio de estancamiento y, luego, fue interpolada a cero para encontrar el verdadero radio de estancamiento. Una vez que este valor fuera encontrado, se integraron las ecuaciones 4.7 y 4.8 con el fin de obtener los perfiles completos de densidad y velocidad.

4.2.1. EXPLORACIÓN DEL ESPACIO DE PARÁMETROS

Antes de realizar un estudio sobre la totalidad de cúmulos Galácticos, se estudian 4 de ellos, que cubren el rango de concentraciones de los cúmulos de la Vía Láctea (ver la Tabla 4.2.1): NGC 7078 (M15), Liller 1, NGC 6626 (M28) y NGC 5139 (ω Cen). Cada cúmulo es caracterizado por su valor de la concentración c_{GC} (definida como el cociente entre el radio de marea y r_0), y dos de los tres parámetros r_0 , ρ_0 , σ . Este conjunto de parámetros junto a la masa del IMBH son suficientes para construir el modelo de [Miocchi \(2007\)](#) para la distribución de masa estelar $M(r)$. La concentración y la masa del agujero negro definen el perfil de $M(r)$ mientras que los otros parámetros solo fijan la escala del problema. De esta manera, dado el cúmulo solo dos parámetros resultan libres: la temperatura adimensional (o la velocidad del sonido c_s/σ) y la masa del IMBH, Ω_{BH} . Para cada uno de estos cúmulos se desarrollan modelos de acreción para distintos valores de los parámetros libres. Aunque NGC 7078 y Liller 1 poseen el mismo valor de la concentración, difieren en los parámetros de escala, lo que permite estudiar distintos rangos de los parámetros libres adimensionales. La tempera-

Cúmulo	σ (km s ⁻¹)	r_0 (pc)	ρ_0 (M_\odot pc ⁻³)	c_{GC}
NGC 7078 (M 15)	10.8	0.42	1.12×10^5	2.29
Liller 1	5.05	0.15	1.90×10^5	2.3
NGC 5139 (ω Cen)	10.2	3.58	1.41×10^3	1.31
NGC 6626 (M 28)	7.8	0.38	7.24×10^4	1.67

Cuadro 4.2.1: Parámetros de los 4 cúmulos de ejemplo tomados de Harris (1996). La densidad central fue estimada suponiendo una relación masa–luminosidad $M/M_\odot \sim L/L_\odot$.

tura del gas cubre el rango esperado 5000 – 15000 K (Knapp, 1996, Priestley et al., 2011, Scott & Rose, 1975). Por otro lado, la masa del agujero negro cubre el rango 10^2 – $10^4 M_\odot$. Masas mayores cambiarían la dinámica estelar y la estructura del cúmulo mientras que para masas menores la hipótesis que establece que el agujero negro se encuentra en reposo sería inválida.

En las Figuras 4.2.2 y 4.2.3 se muestra el radio de estancamiento ξ_{st} y la tasa de acreción (adimensional) $\Omega^*(\xi_{st})$ como función de los parámetros libres c_s/σ and Ω_{BH} , respectivamente. Vale la pena resaltar que la tasa de acreción \dot{M} puede ser recuperada como $\dot{M} = \alpha \Omega^*(\xi_{st}) \rho_0 r_0^3$, si se utiliza un valor adecuado para α . Puede observarse del panel izquierdo de la Figura 4.2.2 que el radio de estancamiento decrece con c_s/σ . Esto puede entenderse en términos de la energética del gas: para temperaturas más altas el gas tiene más energía y puede escapar de la región central del cúmulo donde el pozo de potencial es más profundo, consiguiendo que el radio de estancamiento se mueva hacia adentro. Esto resulta en una tasa de acreción menor (panel inferior de la misma figura). Otro resultado interesante es que la tasa de decrecimiento de la curva del radio de estancamiento se acentúa en $r_{st} \sim r_0$, donde $c_s/\sigma \sim 1$. El rápido crecimiento de la masa estelar del cúmulo a me-

didada que se alcanza el centro provoca este cambio abrupto en la tasa de acreción. Dicho cambio sugiere la existencia de dos regímenes de acreción (Pepe & Pellizza, 2013): para temperaturas altas ($c_s/\sigma \gtrsim 1$), el radio de estancamiento se encuentra en la región central del cúmulo ($r_{\text{st}} \lesssim r_0$) lo cual resulta en una tasa de acreción baja (TAB), mientras que para temperaturas bajas ($c_s/\sigma < 1$) el radio de estancamiento se encuentra alejado del centro ($r_{\text{st}} \gg r_0$) resultando en una tasa de acreción alta (TAA). Entre ambos regímenes se observa una diferencia de ~ 2 órdenes de magnitud en el valor de la tasa de acreción. De la Figura 4.2.2 puede observarse además, que para un valor fijo de c_s/σ el radio de estancamiento y, en consecuencia, la tasa de acreción crecen con la concentración del cúmulo (Pepe & Pellizza, 2013).

La Figura 4.2.3 muestra la dependencia del radio de estancamiento y la tasa de acreción con la masa adimensional del IMBH para una temperatura adimensional fija. Se exploraron para este último parámetro dos valores distintos, cada uno correspondiendo a los distintos regímenes presentados anteriormente (TAB y TAA). Puede observarse que tanto el radio de estancamiento como la tasa de acreción resultan prácticamente independientes de Ω_{BH} en el régimen TAA (Pepe & Pellizza, 2013). Esto ocurre porque lejos del centro del cúmulo, el IMBH no afecta la distribución estelar del cúmulo (ver Figura 2.1.3) y la densidad de estrellas crece muy lentamente. Contrariamente, en el régimen TAB se observa una fuerte dependencia con la masa del IMBH (Pepe & Pellizza, 2013) debido a que el radio de estancamiento se encuentra cerca de la esfera de influencia del agujero negro donde la distribución estelar se encuentra dominada por el IMBH. También puede notarse que en este régimen, la tasa de acreción varía también con la concentración del cúmulo, decreciendo a medida que la última crece.

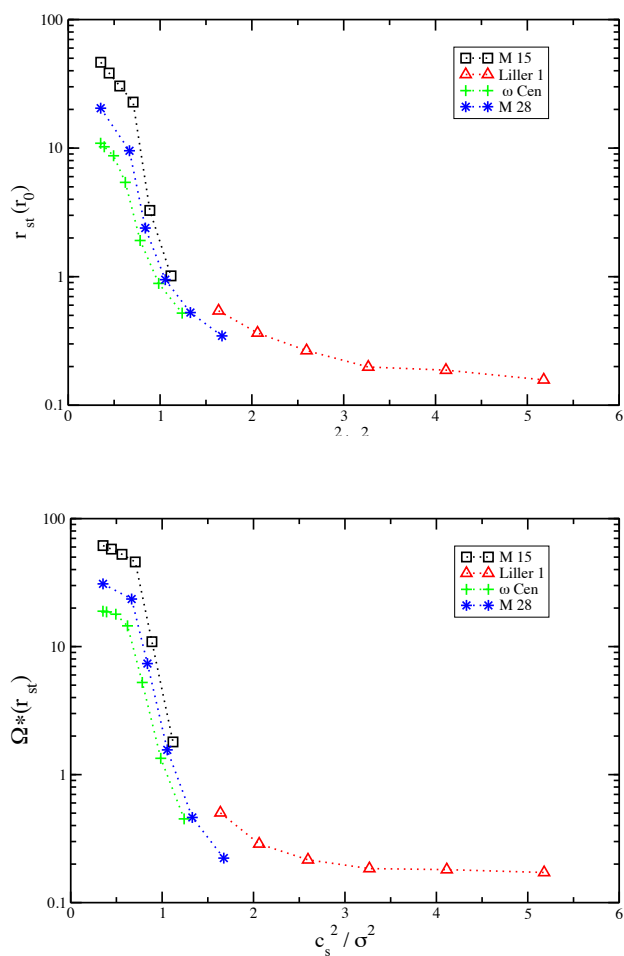


Figura 4.2.2: Radio de estancamiento (panel superior) y tasa de acreción (panel inferior) como función de la temperatura del gas para diferentes cúmulos (cuadrados para M 15, triángulos para Liller 1, cruces para ω Cen y estrellas para M 28). La masa adimensional del agujero negro Ω_{BH} es ~ 0.007 en todos los casos. Se observa un perfil decreciente y las curvas se ubican en el gráfico en orden creciente del valor de la concentración.

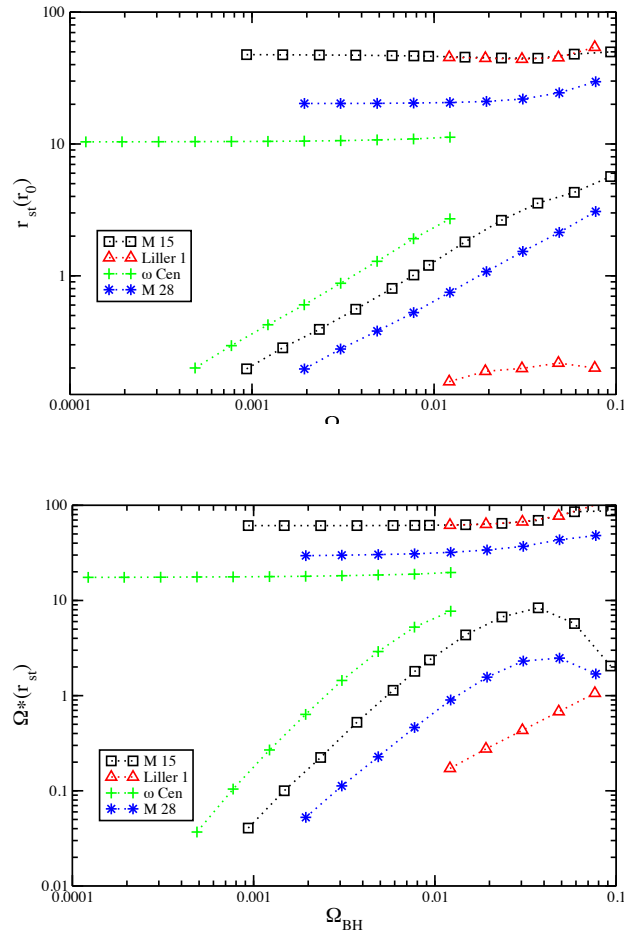


Figura 4.2.3: Radio de estancamiento (panel superior) y tasa de acreción (panel inferior) como función de la masa del agujero negro para diferentes cúmulos (cuadrados para M 15, triángulos para Liller 1, cruces para ω Cen y estrellas para M 28). La temperatura adimensional del gas c_s^2/σ^2 es ~ 0.34 para los cúmulos en el régimen TAA (conjunto de curvas superior). Para aquellos en el régimen TAB (conjunto de curvas inferior) la temperatura adimensional es ~ 1 , excepto para Liller 1 para el cual es ~ 3 . Las curvas se ubican en el gráfico en orden creciente del valor de la concentración. Puede observarse que la dependencia de la tasa de acreción con la masa del agujero negro puede ser despreciada comparada con la dependencia con la temperatura del gas en el TAA.

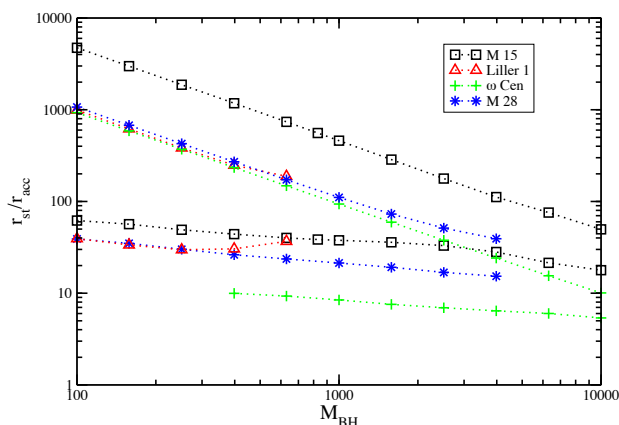


Figura 4.2.4: Cociente entre el radio de estancamiento y el radio de acreción tradicional en función de la masa del agujero negro M_{BH} . En el régimen TAB, el radio de estancamiento se comporta como el radio de acreción, por lo que la tasa de acreción escala con M_{BH} igual que en el modelo de Bondi & Hoyle (1944). Sin embargo, para un cierto valor de M_{BH} , la tasa es 10–100 veces mayor.

En la Figura 4.2.4 se muestra el cociente entre el radio de estancamiento y el radio de acreción definido como $r_{\text{acc}} = GM_{\text{BH}}/c_s^2$ en función de la masa del agujero negro M_{BH} . Puede observarse que en el régimen TAA el cociente $r_{\text{st}}/r_{\text{acc}}$ decrece para M_{BH} creciente, dado que el radio de estancamiento es independiente de la masa del agujero negro. En el régimen TAB, este cociente resulta aproximadamente constante, lo que implica que \dot{M} escala como $\sim M_{\text{BH}}^2$, igual que en el modelo tradicional de Bondi & Hoyle (1944). Sin embargo, el cociente resulta 1–2 órdenes de magnitud mayor que la unidad, siendo entonces la tasa de acreción mucho mayor en este modelo que en el caso de Bondi & Hoyle (1944) (Pepe & Pellizza, 2013).

4.2.2. EXPLORACIÓN DEL ESPACIO DE PARÁMETROS ESTRUCTURALES DE LOS CÚMULOS DE LA VÍA LÁCTEA

En la sección anterior se mostró que en algunos casos existe una dependencia de la tasa de acreción con las propiedades del cúmulo. Aquí se explorará esta dependencia aplicando el modelo detallado en la sección 4.2 a todos los cúmulos de la Vía Láctea con parámetros bien determinados (listados en el catálogo de [Harris, 1996](#)) para construir modelos del flujo para distintas temperaturas y masas del agujero negro. Es necesario destacar que los resultados obtenidos en la sección 4.2 se extienden a todos los cúmulos en el catálogo y que el mismo razonamiento puede aplicarse a todos ellos. Para cada cúmulo se estimó la tasa de acreción usando el mismo valor de α que en la sección anterior ($\alpha = 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$). En algunos casos, los modelos debieron ser descartados debido a que la masa del IMBH era del orden de la masa del cúmulo, mientras que en otros, no se encontró un radio de estacamiento para las temperaturas más altas (el medio intracúmulo escapa en su totalidad como un viento).

Se buscaron correlaciones entre la tasa de acreción y las propiedades del cúmulo, caracterizado por sus parámetros de escala y su masa. No se observó ninguna tendencia para la tasa de acreción \dot{M} con r_0 o ρ_0 , pero sí con la masa del cúmulo M_{GC} y la velocidad de dispersión σ . Se muestra en la Figura 4.2.5 la dependencia entre \dot{M} y σ para un valor conservador de la masa del IMBH, $M_{BH} = 1000M_{\odot}$ y tres temperaturas distintas, $T = 5000, 10000, 12600 \text{ K}$ (panel superior) y, por otro lado, para una temperatura fija $T = 5000\text{K}$ y diferentes valores de la masa del IMBH, $M_{BH} = 1000, 4000, 10000M_{\odot}$ (panel inferior). La tendencia observada en el panel superior de la Figura 4.2.5 puede ser explicada en términos de los resultados obtenidos en la sección previa. Para un valor fijo de T , un aumento en σ implica una disminución en c_s/σ , cambian-

do al flujo de un régimen TAB a uno TAA en las curvas definidas en la Figura 4.2.2. Esto explica, asimismo, por qué los cúmulos globulares con valores más altos de σ son más propensos a ser encontrados en un régimen TAA. La dispersión observada en esta correlación se debe en parte a las diferentes concentraciones de los cúmulos y, por otra parte, al parámetro de escala de \dot{M} ($\rho_0 r_0^3$) que es diferente para cada cúmulo. En el panel inferior de la misma figura, puede observarse que este resultado no depende de la masa del agujero negro (Pepe & Pellizza, 2013).

Una tendencia de crecimiento en la tasa de acreción con la masa del cúmulo puede verse, además, en la Figura 4.2.6 para tasas de acreción alta (Pepe & Pellizza, 2013). La explicación de este resultado se basa en el hecho que estos cúmulos están acretando en el régimen TAA, en el cual el radio de estancamiento se encuentra en las zonas externas del cúmulo y, en consecuencia, encierra la mayor parte de la masa estelar del cúmulo. Dado que \dot{M} es proporcional a la masa estelar contenida en r_{st} , surge la correlación con M_{GC} . En otras palabras, la mayor parte de la masa eyectada por las estrellas es acretada por el IMBH. En cúmulos más masivos hay más masa para ser acretada, lo que explica la correlación con M_{GC} en el régimen TAA. Se puede observar que esta tendencia es independiente de la temperatura y la masa del IMBH y que no presenta la misma dispersión que en el caso de la Fig 4.2.5: \dot{M} y M_{GC} son escalados con la misma combinación de parámetros del cúmulo ($\rho_0 r_0^3$), reduciendo así la dispersión observada en aquel caso. Para los cúmulos en el régimen TAB no se observa una tendencia clara, ya que el radio de estancamiento se encuentra en la zona interna del cúmulo y desacopla la tasa de acreción de la masa del cúmulo. De acuerdo a los resultados de esta sección, los cúmulos con valores más altos de σ

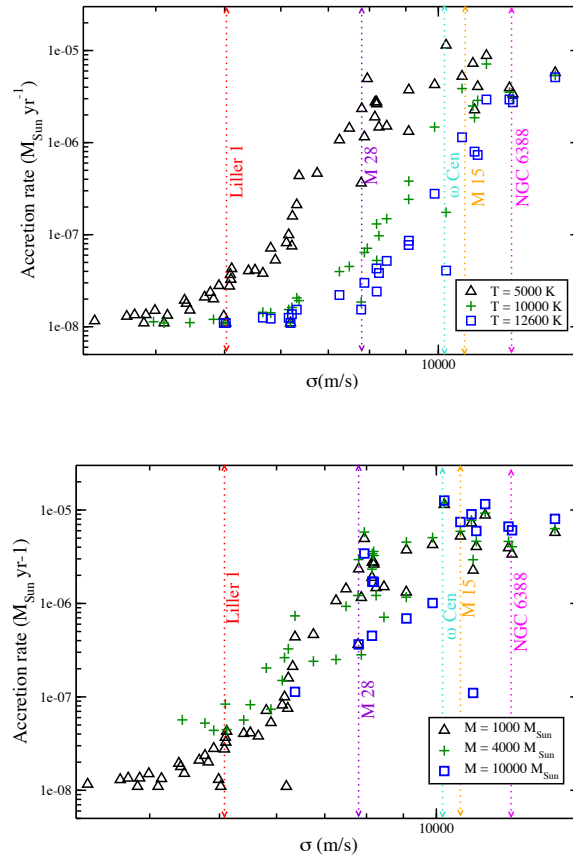


Figura 4.2.5: Tasa de acreción como función de la dispersión de velocidades del cúmulo (σ) para tres temperaturas distintas (arriba): 5000K (triángulos), 10000K (cruces) y 12300 K (cuadrados). Tasa de acreción como función de la dispersión de velocidades del cúmulo para tres masas del agujero negro distintas (abajo): $1000M_{\odot}$ (triángulos), $4000M_{\odot}$ (cruces) y $10000M_{\odot}$ (cuadrados). El valor de \dot{M} es prácticamente constante para aquellos cúmulos con bajo σ . Los cúmulos ubicados a la derecha del gráfico son los que se encuentran en el régimen TAA. Las líneas punteadas indican los valores de σ correspondientes a los cúmulos estudiados en la sección 4.2 y el caso particular de NGC 6388 discutido en el texto.

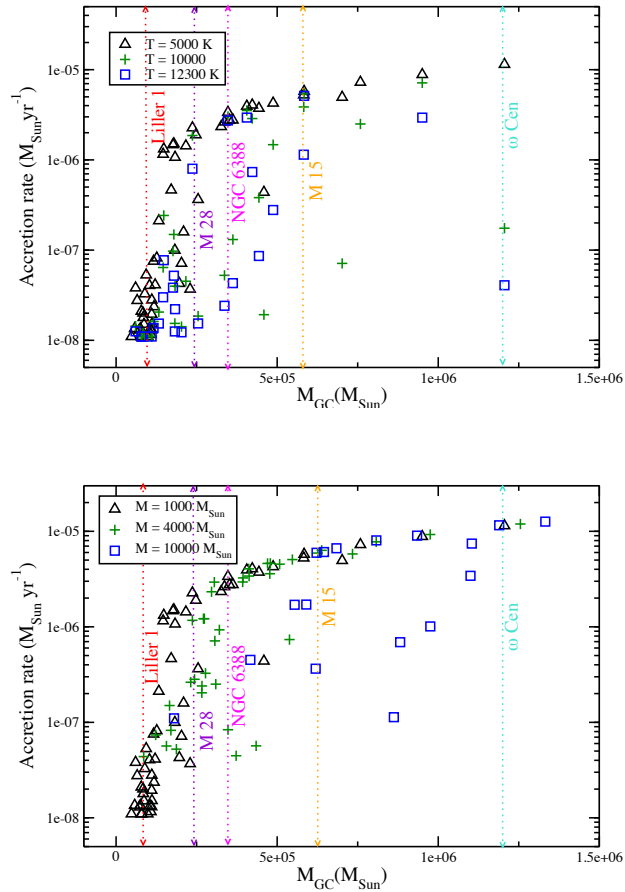


Figura 4.2.6: Tasa de acreción como función de la masa del cúmulo para tres temperaturas distintas (arriba): 5000K (triángulos), 10000K (cruces) y 12300 K (cuadrados). Tasa de acreción como función de la masa del cúmulo para tres masas del agujero negro distintas (abajo): $1000M_{\odot}$ (triángulos), $4000M_{\odot}$ (cruces) y $10000M_{\odot}$ (cuadrados). Puede observarse una suave tendencia entre la tasa de acreción y la masa del cúmulo. Las líneas punteadas indican los valores de M_{GC} correspondientes a los cúmulos de la sección 4.2 y el caso particular de NGC 6388 discutido en el texto.

y M_{GC} son más probables de ser encontrados en un régimen TAA y son, por tanto, los mejores candidatos para realizar detecciones de la acreción sobre un IMBH.

4.2.3. PERFILES DE VELOCIDAD Y DENSIDAD

Una vez determinado el radio de estancamiento que satisface las condiciones de Rankine-Hugoniot es posible obtener la solución completa, es decir, las curvas de velocidad y densidad para el flujo. Ya que previamente se analizó en detalle el comportamiento del radio de estancamiento² con los distintos parámetros, aquí solo se muestran las curvas de velocidad y densidad para un cúmulo (M 15) y distintos valores de la masa del agujero negro, siendo éste, en última instancia, el parámetro del modelo que se desea estimar.

En la figura 4.2.7 se muestran los perfiles de densidad y velocidad para distintos valores de la masa del IMBH, $398 M_{\odot}$, $1000 M_{\odot}$ y $3981 M_{\odot}$. Además, se agregan las curvas de densidad y velocidad que se obtienen del modelo *sin* agujero negro ($M_{BH} = 0$). En todos los casos la temperatura del gas es de $9976 K$. Puede observarse que las curvas de velocidad presentan todas un perfil de viento en la región externa a r_{est} , i.e., curvas que, luego de pasar por este radio, crecen indefinidamente debido a la falta de un medio externo que contenga al gas del cúmulo. En la región interna, se encuentran los valores negativos de la velocidad, correspondientes a un flujo de acreción. La existencia de este perfil combinado de acreción/viento es una de las principales diferencias con el modelo de Bondi & Hoyle (1944). Además, en esta región las distintas curvas del modelo presentado aquí pueden diferenciarse entre sí debido a la dependencia con la masa del agujero negro: a medida que ésta crece, el gas cae más rápidamente sobre el IMBH. Este hecho

²Y, en consecuencia, de la tasa de acreción.

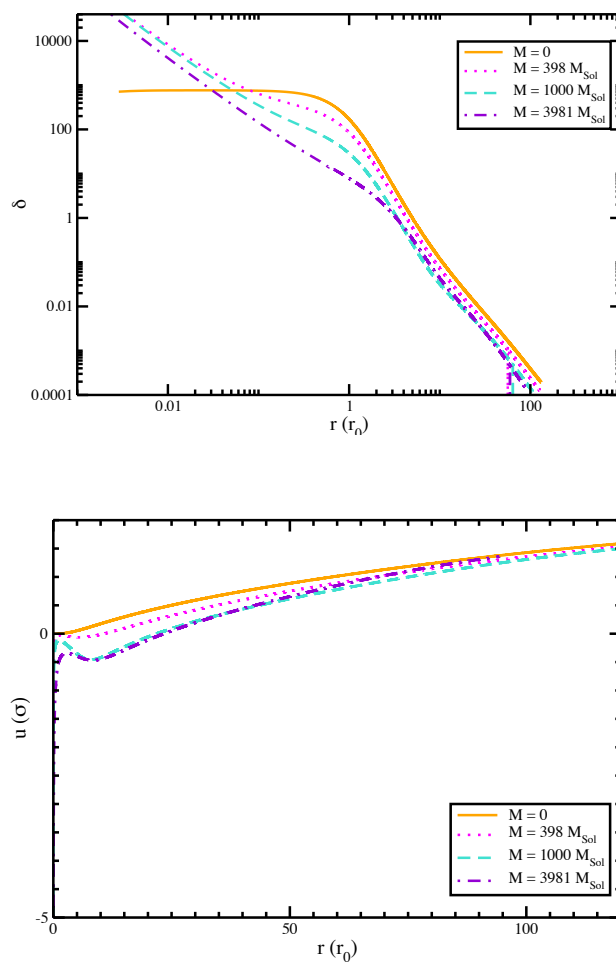


Figura 4.2.7: Perfiles de densidad y velocidad de M 15. En todos los casos la temperatura del gas es 9976 K. El perfil de densidad cambia cualitativamente respecto del modelo sin IMBH: se observa un perfil con pendiente en el centro del cúmulo. En la región interior a r_{est} se observa cierta dependencia del perfil de velocidad con la masa del agujero negro.

constituye, a pesar de las limitaciones técnicas actuales, un observable de la presencia de un IMBH. Los perfiles de densidad, en cambio, no presentan cambios significativos al variar la masa el agujero negro. No obstante, se observa un cambio cualitativo respecto del perfil que se obtiene con el modelo sin IMBH: mientras que éste último conlleva a un perfil plano de densidad en el centro, las soluciones al modelo aquí presentado muestran un crecimiento sostenido hacia el centro del cúmulo. De esta manera, tanto los perfiles de velocidad como de densidad presentan rasgos característicos de la presencia del IMBH en el centro del cúmulo. Así, este modelo brinda un marco teórico para planificación de observaciones futuras tendientes a detectar IMBHs a través del estudio de la acreción sobre los mismos.

4.3. SOLUCIONES DE BRISAS

En la sección 4.2 se discutió sobre las condiciones de contorno que dan lugar a soluciones transónicas. Las mismas requieren que el cúmulo se encuentre rodeado de un medio con presión nula. Sin embargo, la presión predicha por los modelos en el radio de marea del cúmulo es del mismo orden de magnitud que la presión típica del medio interestelar de la Galaxia. Por esta razón, en esta sección se estudia la condición de contorno que da lugar a las soluciones de brisas en la región exterior a r_{est} . En este escenario, se establece que la presión exterior al medio interestelar del cúmulo es distinta de cero, de modo que impide el escape de gas en forma de viento, siendo éste frenado al escapar del mismo. En particular, la presión del medio exterior debe equilibrar a la presión de la brisa lejos del cúmulo.

Existen dos posibles escenarios que surgen al pedir que $f_s(\xi) = 0$: o bien la velocidad alcanza la velocidad del sonido o bien su derivada se anula y ξ es un extremo local. Las soluciones de brisas surgen de

la última posibilidad. En este escenario, el método de integración es ligeramente diferente al propuesto para las soluciones transónicas. En la región interna a r_{est} se busca el radio sónico, igual que en el caso transónico, y se integran la velocidad y la densidad desde ese valor hacia afuera hasta alcanzar el radio de marea r_t . De esta manera, se obtiene para cada radio de estancamiento con radios sónicos internos, curvas de velocidad y densidad en función del radio. A partir del valor de la densidad en el radio de marea del cúmulo, se estima entonces el valor de la presión según

$$P_t = \rho(r_t)c_s^2. \quad (4.11)$$

Así, para cada radio de estancamiento r_{est} se obtiene el correspondiente valor de la presión en el radio de marea del cúmulo que será luego comparado con el valor en el exterior del cúmulo³. La estimación de éste último se obtiene a partir de un modelo sencillo basado en la medida de dispersión a lo largo de la línea de la visual para púlsares con distancias conocidas (Binney & Tremaine, 1998). Según este modelo, puede estimarse el valor de la densidad de electrones en el entorno del cúmulo a partir sus coordenadas Galactocéntricas R y z ,

$$n_e(R, z) = \left[2,5 + 1,5 \exp\left(\frac{-|z|}{70 \text{ pc}}\right) \right] \left(\frac{2}{1 + \frac{R}{R_0}} \right) 10^4 \text{ m}^{-3}, \quad (4.12)$$

donde $R_0 = 8 \text{ kpc}$ es la distancia del Sol al centro Galáctico. A partir de este valor de la densidad de partículas n puede estimarse la presión en el entorno del cúmulo globular suponiendo una temperatura promedio

³Recordar que para recuperar la densidad del medio es necesario suponer un valor de la tasa de inyección de materia α . Además, se supone que la presión de la brisa en el radio de marea aproxima razonablemente a la presión en infinito.

del gas Galáctico $T = 100 \text{ K}$ ⁴ según la ecuación de gas ideal

$$P = nkT, \quad (4.13)$$

donde k es la constante de Boltzmann. Esta estimación permite elegir el radio de estancamiento correcto usando la condición de contorno sobre la presión y, a partir de éste, realizar estimaciones sobre la tasa de acreción. El impacto de esta condición de contorno en la selección del radio de estancamiento r_{est} y la dependencia de este valor con los parámetros del modelo son discutidos en las próximas secciones.

4.3.1. DEPENDENCIA DEL RADIO DE ESTANCAMIENTO CON LA PRESIÓN EXTERNA

La condición de equilibrio entre las presiones interna y externa en el radio de marea del cúmulo es la que permite seleccionar una entre todas las curvas de brisas posibles. En este sentido, dicha igualdad cumple una función similar a las condiciones de Rankine-Hugoniot en el caso de las soluciones transónicas. Sin embargo, el valor externo de la presión resulta dependiente del modelo utilizado para estimar la densidad en el entorno del cúmulo, de modo que el valor del r_{est} elegido de esta manera puede variar de acuerdo al modelo Galáctico utilizado e, incluso, con la precisión del mismo en la región de interés. Por esta razón, resulta necesario investigar sobre los efectos de la variación de la presión externa sobre la selección del radio de estancamiento correcto.

Con el fin de realizar el estudio mencionado, se analiza el caso particular de M15. En la figura 4.3.1 se muestra la variación de la presión en el radio de marea del cúmulo con el radio de estancamiento para distintos valores de la temperatura del gas y la masa del agujero negro.

⁴De acuerdo a observaciones de la línea de 21 cm el valor de la temperatura puede encontrarse entre 80 K y 135 K.

El valor de la presión externa P_{ext} es el que surge del modelo Galáctico mencionado en la sección anterior. Cabe aclarar que se han descartado los valores de r_{est} muy cercanos al radio de marea pues, en estos casos no puede garantizarse que la presión en el radio de marea represente su valor en el infinito. Puede observarse que, a r_{est} fijo, el valor de P_t sube a medida que la temperatura del gas sube. Asimismo, se observa un crecimiento de P_{marea} con la masa del agujero negro, a r_{est} fijo. Además se observa que si la masa del IMBH y la temperatura del gas se mantienen fijas, el radio de estancamiento crece con la presión externa. Es interesante destacar que el valor de P_t depende linealmente de la tasa de inyección de materia α , a través de la dimensionalización de la densidad ρ , i.e., cambios en el orden de magnitud de α implican una elección diferente de r_{est} y, en consecuencia, de la tasa de acreción \dot{M} .

4.3.2. PERFILES DE VELOCIDAD Y DENSIDAD

El estudio del impacto de la condición de contorno en la selección del radio de estancamiento muestra la fuerte dependencia que existe con la misma. Por esa razón, resulta conveniente fijar la condición de contorno⁵ para analizar la dependencia del modelo con la temperatura del gas y la masa del agujero negro.

La figura 4.3.2 muestra los perfiles de densidad y velocidad para M 15 suponiendo una temperatura $T = 9976K$ para el gas. Puede observarse que el perfil de densidad no cambia cualitativamente respecto de la solución transónica. Sin embargo, el perfil de velocidad, correspondiente a una brisa, presenta dos características interesantes. En primer lugar, se reproduce la estructura interna del caso transónico que se muestra en la figura 4.2.7. En segundo lugar, se observa una característica distintiva en la región exterior a r_{est} : el valor máximo de la velocidad crece con la

⁵Esto implica directamente seleccionar un radio de estancamiento para el modelo.

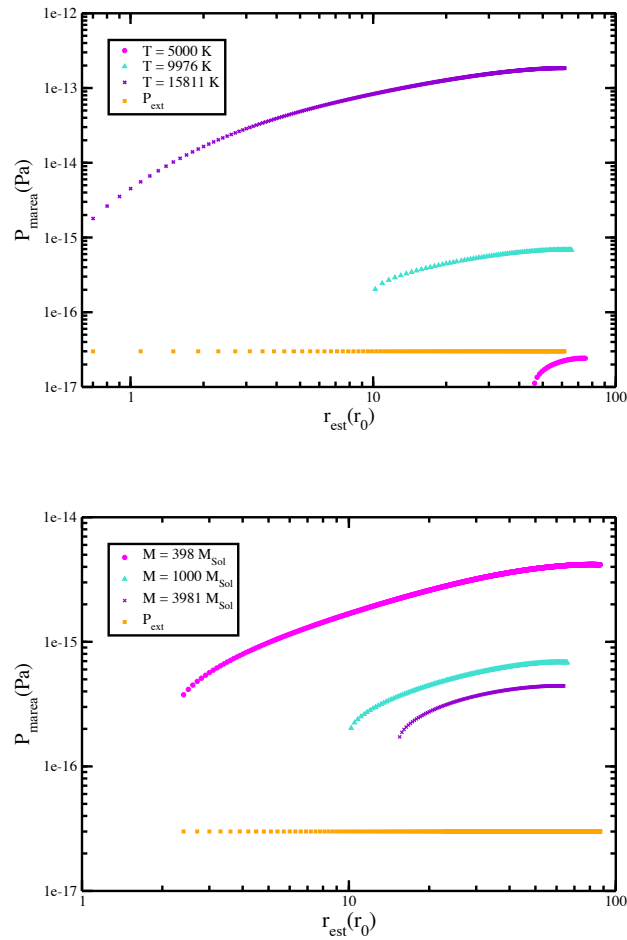


Figura 4.3.1: Arriba: Presión en el radio de marea vs radio de estancamiento en M 15 para distintas temperaturas: 5000 K, 9976 K y 15811 K. En todos los casos la masa del IMBH es de $1000 M_{\odot}$. Abajo: Presión en el radio de marea vs radio de estancamiento en M 15 para distintas masas del IMBH: $398 M_{\odot}$, $1000 M_{\odot}$ y $3981 M_{\odot}$. En todos los casos la temperatura es de 9976 K.

masa del agujero negro, como consecuencia del crecimiento en la tasa de cambio de u en el radio de estancamiento. De esta manera, si el perfil de velocidad del gas de un cúmulo globular fuese medido y la presencia de un IMBH confirmada por otros medios, la existencia de un máximo en la región exterior sería un estimador de la masa del mismo.

4.4. COMPARACIÓN CON EL MODELO DE BONDI-HOYLE

El modelo presentado en este Capítulo difiere del de Bondi & Hoyle (1944) en algunos aspectos fundamentales. El primer modelo considera el potencial gravitatorio del cúmulo, que difiere de uno a otro, y además incluye la constante inyección de materia de las gigantes rojas, por lo que el IMBH ya no acreta de un medio estático e infinito. Estas características conllevan a una consecuencia importante, que es la principal diferencia con el resultado de Bondi-Hoyle: la tasa de acreción ya no depende únicamente de la masa del agujero negro y la temperatura (o velocidad del sonido) del gas, sino que también de las propiedades del cúmulo. Asimismo, se consideran diferentes condiciones de contorno que dan lugar a soluciones de acreción/viento en un caso, y de acreción/brisa, en otro.

En la Figura 4.4.1 se muestra la comparación entre el modelo transónico presentado en este capítulo (para distintos cúmulos, todos a $T = 10000$ K), la tasa de acreción de Bondi-Hoyle y la tasa de Eddington, definida como $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$, donde c es la velocidad de la luz y $L_{\text{Edd}} = 1,26 \times 10^{38}(M_{\text{BH}}/M_{\odot})$ erg s⁻¹ es la luminosidad de Eddington del IMBH. La tasa de acreción de Bondi-Hoyle fue calculada como $\dot{M}_{\text{BH}} = 4\pi G^2 M_{\text{BH}}^2 \rho_{\text{a}} c_{\text{s}}^{-3}$, donde ρ_{a} es la densidad ambiente del gas. Para ello, usamos el valor $\rho_{\text{a}} = 0,2$ cm⁻³ obtenido por Freire et al. (2001), que es el mismo valor utilizado por otros autores (e.g., Mac-

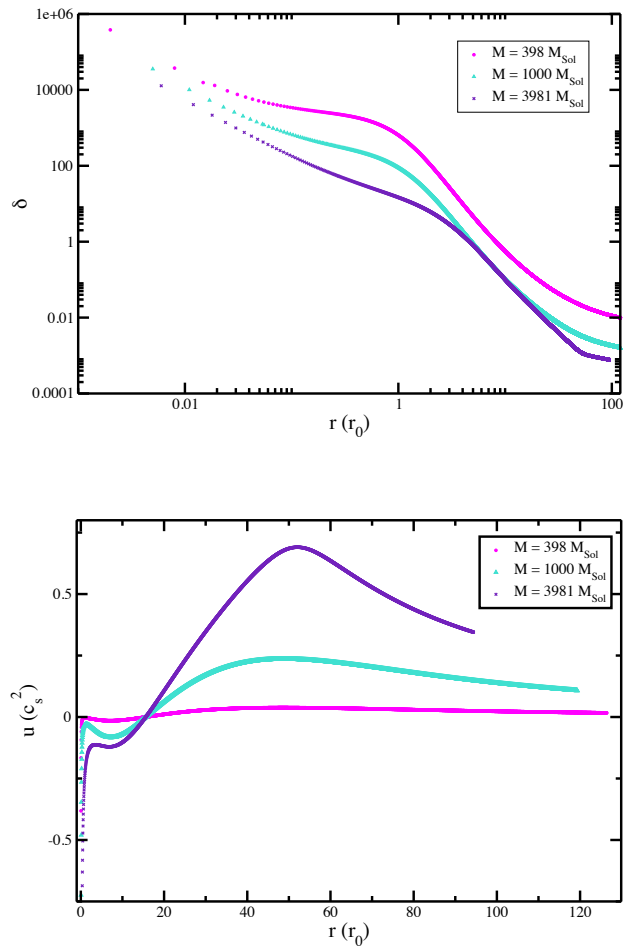


Figura 4.3.2: Perfiles de densidad y velocidad de M 15. En todos los casos la temperatura del gas 9976 K. El perfil de densidad no cambia cualitativamente respecto del caso transónico. El perfil de velocidad corresponde a una brisa. La altura del pico en la región exterior a r_{est} correlaciona la masa del IMBH.

carone, 2004) para estimar luminosidades de rayos X. Con el fin de obtener resultados comparables con aquellos de Bondi-Hoyle, para cada modelo se eligió el valor de α de modo que la densidad en el radio de estancamiento concuerde con ρ_a . Esta elección está justificada ya que se consigue que ambos modelos tengan la misma densidad donde el fluido se encuentra en reposo. Los valores de α obtenidos se encuentran en el rango $10^{-14} - 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$, en acuerdo con algunas estimaciones observacionales de este parámetro (Priestley et al., 2011, Scott & Rose, 1975).

Puede verse de la Figura 4.4.1 que la tasa de acreción en el régimen TAA (como es el caso de NGC 7078 en esta Figura) ya no escala como M_{BH}^2 , y depende del cúmulo. Sin embargo, en el régimen TAB el comportamiento es similar al del modelo de Bondi-Hoyle, aunque el valor absoluto de \dot{M} es un orden de magnitud mayor. Otro resultado interesante es que en el régimen TAA, el agujero negro alcanza tasas de acreción similares a la de Eddington. Esto se debe al desarrollo de flujos de gran escala en el régimen TAA, llevando materia de las zonas externas al IMBH y, resultando así en una tasa de acreción alta. Este resultado no puede ser reproducido por el modelo de Bondi & Hoyle (1944) a menos que se supongan valores muy altos de la densidad o muy bajos de la temperatura. Vale aclarar que estas tasas de acreción super-Eddington no implican luminosidades super-Eddington ya que la eficiencia de radiación es, usualmente, mucho menor que 1 y la acreción puede ser llevada a cabo sin ser detenida por la presión de radiación.

En el caso de las soluciones de brisa no resulta sencillo realizar una comparación directa debido a la fuerte dependencia de la solución con la condición de contorno. Sin embargo, resulta evidente que la tasa de acreción ya no depende únicamente de la masa del agujero negro

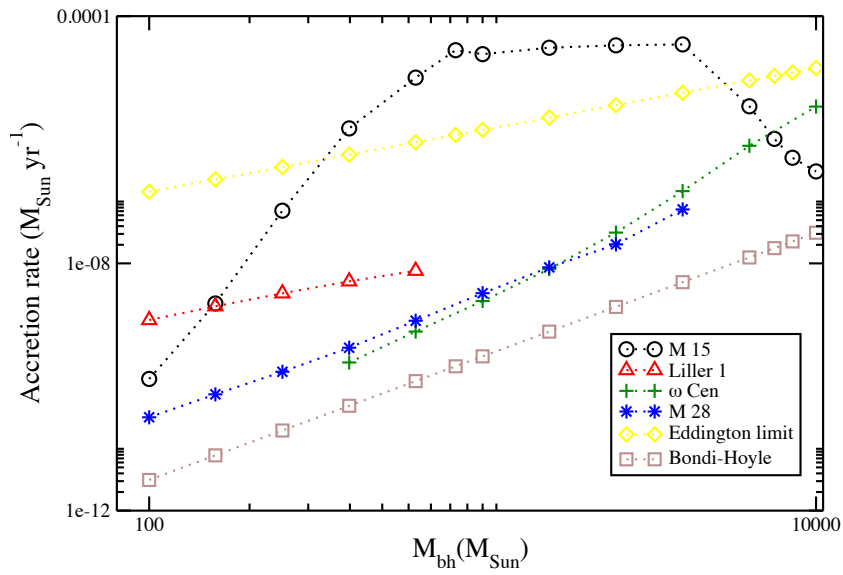


Figura 4.4.1: Comparación entre la tasa de acreción de nuestro modelo y aquella resultante del modelo de Bondi-Hoyle. Se muestra, además, la tasa de acreción de Eddington como referencia.

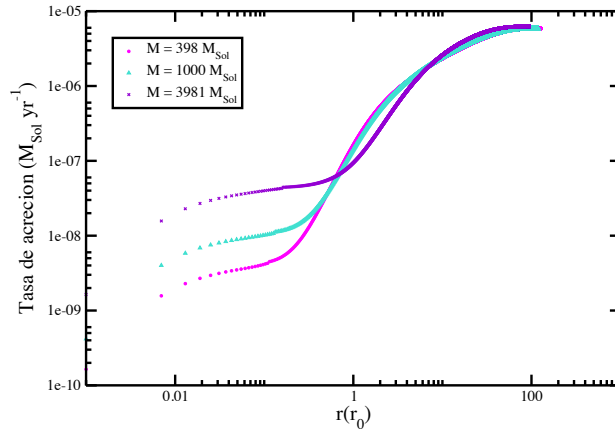


Figura 4.4.2: Tasa de acreción obtenida con el modelo de brisas para $M = 15$ para todos los radios de estancamiento posibles para tres valores distintos de la masa del agujero negro (398 , 1000 y $3981 M_{\odot}$). Se supuso un valor de la tasa de inyección de materia estándar, $\alpha = 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$. Se observa que \dot{M} crece con la masa del IMBH si el radio de estancamiento se encuentra en la región central del cúmulo.

acretante. En la figura 4.4.2 se muestra la tasa de acreción obtenida para cada uno de los radios de estancamiento posibles, i.e, en toda la extensión del cúmulo. Se muestran las curvas para tres valores distintos de la masa del IMBH (398 , 1000 y $3981 M_{\odot}$) y en todos los casos se supuso $\alpha = 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$. Por un lado, se observa un crecimiento de la tasa de acreción con la masa del IMBH, si el radio de estancamiento se encuentra en la región central del cúmulo. Esto se debe a que en dicha región el agujero negro domina la dinámica del gas. Por otro lado, se observa que, si el radio de estancamiento se encuentra suficientemente cerca del IMBH, la tasa de acreción baja considerablemente respecto de las estimaciones realizadas en el escenario isotérmico. Este resultado tiene fuertes implicancias observacionales y las mismas son discutidas en la siguiente sección.

4.5. DETECTABILIDAD: ESTIMACIONES DE LA LUMINOSIDAD

A partir de los resultados obtenidos con este modelo, se puede estimar la luminosidad en rayos X, L_X , debida al proceso de acreción sobre el IMBH. Sin embargo, la luminosidad depende de dos parámetros cuyo valor no se encuentra completamente determinado, la tasa de inyección de masa α y la eficiencia de emisión, $\epsilon = L_X/\dot{M}c^2$. Si se suponen los valores estándar $\epsilon = 0,1$ y $\alpha = 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$, se obtienen valores para la luminosidad en el rango $10^{37} - 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, en el caso de soluciones transónicas, y el rango se extiende a $10^{32} - 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ si se consideran también las soluciones de brisas. El límite superior de este rango está en buen acuerdo con las luminosidades de las ULXs. Si las mismas, como ha sido sugerido en algunos casos, son posicionalmente coincidentes con cúmulos globulares extragalácticos (Angelini et al., 2001, Maccarone & Servillat, 2010, y sus referencias), este modelo sugiere que estos sistemas podrían tener un IMBH acretando en el régimen TAA de la solución transónica (considerando eficiencias de acreción estándar) o bien la presión del gas circundante a los mismos es tal que permite obtener radios de estancamiento en las regiones externas del cúmulo, si se consideran soluciones de brisas (Pepe & Pellizza, 2013).

En el caso de NGC 6388, uno de los cúmulos más estudiados, el modelo transónico predice⁶ luminosidades en rayos-X en el rango $10^{38-40} \text{ erg s}^{-1}$, 5 órdenes de magnitud más alto que el valor observado por Nucita et al. (2008) $L_{X, \text{NGC6388}} = 2,7 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Más aún, Cseh et al. (2010) reportaron un valor aún más bajo, $L_{X, \text{NGC6388}} = 8,3 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$. Sin embargo, esta predicción puede asimilarse al valor observado si o bien α o bien ϵ son menores. Nucita et al. (2008) llegan a una conclusión similar

⁶Basado en la estimación de la tasa de acreción previamente mencionada y suponiendo las eficiencias discutidas anteriormente.

sobre la eficiencia. En el caso de las brisas, y dado que la solución depende fuertemente de los parámetros T y M_{BH} , el valor observado puede ser reproducido por el modelo para cierta combinación de parámetros. En la figura 4.5.1 se muestran los valores mínimo y máximo de la luminosidad en rayos X⁷ para distintos valores de la masa del IMBH (100 y 10000 M_{\odot} , ambos extremos del rango de masas considerado) y una temperatura del gas $T = 9976 \text{ K}$. Se supone en todos los casos un valor estándar para la tasa de inyección de masa, $\alpha = 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$. Puede observarse que, si el radio de estancamiento se encuentra en la región central del cúmulo, y para masas bajas del IMBH, se obtienen valores de la luminosidad en rayos X del orden del valor observado $L_{\text{X, NGC6388}}$. Aún para masas mayores, si la tasa de inyección α es menor, puede recuperarse el resultado. Además, si se considera el rango de valores estimado para este parámetro ($10^{-11} - 10^{-14} \text{ yr}^{-1}$), la cota inferior estimada para la luminosidad resulta $L_{\text{X}} \lesssim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$, en acuerdo con las cotas superiores obtenidas para algunos cúmulos.

Por último, cabe mencionar que en las últimas décadas se han desarrollado diferentes modelos teóricos para flujos de acreción poco eficientes, como los flujos de acreción dominados por la advección (ADAFs, Narayan & Yi, 1994), los dominados por la emisión de *jets* (JDAFs, Fender, Gallo & Jonker, 2003), y los flujos de baja eficiencia radiativa (LRAFs, Quataert, 2001). Por ejemplo, en el caso de los ADAFs, la eficiencia depende de la tasa de acreción según

$$\epsilon = \dot{M} / \dot{M}_{\text{Edd}}, \quad (4.14)$$

si $\dot{M} < 0,1\dot{M}_{\text{Edd}}$. De esta manera, las estimaciones previamente presentadas sobre la luminosidad se reducen en 2-3 órdenes de magnitud,

⁷Suponiendo eficiencias $\epsilon = 0,1$ y $\epsilon = 0,001$, respectivamente.

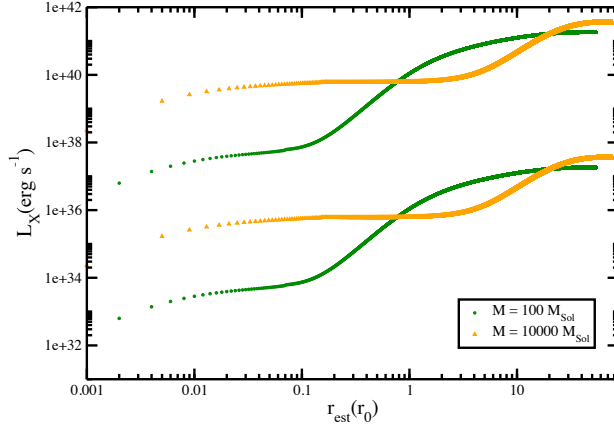


Figura 4.5.1: Luminosidad en rayos X para NGC 6388 como función del radio de estancamiento. Cada una de las curvas indica el valor de la luminosidad correspondiente a $\epsilon = 0,001$ y $\epsilon = 0,1$, respectivamente. Se consideran los valores mínimo ($100 M_{\odot}$) y máximo ($10000 M_{\odot}$) del rango de masas considerado. En todos los casos, $\alpha = 1 \times 10^{-11} \text{yr}^{-1}$.

acercándose todavía más a los límites observacionales e, incluso, en algunos casos, encontrándose por debajo de los mismos, lo que explicaría la ausencia de fuentes X centrales en los cúmulos globulares, aún en presencia de un IMBH.

4.6. MODELO CUASI-ADIABÁTICO

El modelo isotérmico presentado en el comienzo de este capítulo resulta en una interesante primera descripción del flujo de acreción sobre un IMBH considerando su entorno, un cúmulo globular. Sin embargo, suponer que la temperatura del gas es constante en toda la extensión del cúmulo es una hipótesis fuerte que implica un constante intercam-

bio de calor con el ambiente⁸. Además, en ese escenario se impide el natural calentamiento del gas en el entorno más cercano del agujero negro. En esta sección se presenta un modelo cuasi-adiabático para el flujo de acreción, en el que no hay intercambio de calor, excepto por la energía inyectada al medio por las fuentes de masa. En la sección 4.6.1 se presentan las ecuaciones básicas del modelo. Luego, en la sección 4.6.2 se discuten distintas condiciones de contorno y se muestra su incompatibilidad con un flujo estacionario.

4.6.1. ECUACIONES BÁSICAS DEL MODELO

A las ecuaciones presentadas en la sección 4.1 se incorpora la ecuación diferencial que rige la energética del gas, relajando así la hipótesis de temperatura constante. La ecuación de continuidad 4.2 continúa siendo válida. Sin embargo, si bien la ecuación de Euler 4.3 también sigue siendo válida, ésta debe ser generalizada ya que la velocidad del sonido no es más constante y varía radialmente con la temperatura, i.e.,

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \rho \frac{d\phi}{dt} - \alpha u \rho^*, \quad (4.15)$$

siendo ϕ el potencial gravitatorio del cúmulo globular más el IMBH. Esta ecuación puede ser reescrita usando la relación

$$\frac{d\rho}{dr} = \rho \frac{d}{dr} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dr}, \quad (4.16)$$

y la definición de la velocidad del sonido en un flujo adiabático $c_s^2 \equiv \gamma \frac{P}{\rho}$, donde $\gamma = c_p/c_v$, siendo c_p la capacidad calorífica del gas a presión constante y c_v el equivalente a volumen constante. Combinando las ecuaciones 4.15 y 4.16 con la ecuación de continuidad 4.2, la primera

⁸Ya sea entregándolo o recibéndolo.

puede escribirse como

$$u \left(1 + \frac{c_s^2}{\gamma u^2} \right) \frac{du}{dr} = -\frac{1}{\gamma} \left(\frac{dc_s^2}{dr} + \frac{c_s^2}{q} \frac{dq}{dr} - \frac{2c_s^2}{r} \right) - \frac{d\phi}{dr} - \frac{\alpha \rho^* r^2 u}{q}. \quad (4.17)$$

Dado que en este escenario la velocidad del sonido varía con la distancia al centro del cúmulo resulta necesario obtener una expresión para dicha variable y sus derivadas. Con tal fin, se incorpora al conjunto de variables termodinámicas a la entalpía por unidad de masa

$$h = \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} + \phi = \frac{u^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} + \phi, \quad (4.18)$$

a partir de la cual puede escribirse la ecuación para la energía como

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (qh) = \alpha \rho^* (\epsilon + \phi), \quad (4.19)$$

donde ϵ es la energía interna por unidad de masa que provee cada una de las estrellas. La ecuación 4.19 puede ser integrada para obtener una expresión integral para la entalpía en función de variables conocidas,

$$h = \epsilon + \frac{\alpha}{q} \int_{r_{\text{est}}}^r \rho^* r'^2 \phi dr'. \quad (4.20)$$

Para obtener esta expresión, la integración se realiza entre el radio de estancamiento r_{est} , donde se satisface la condición $q = 0$, y un radio genérico $r > r_{\text{st}}$. Con esta integración puede obtenerse el valor de c_s^2 a partir de la expresión 4.18. De esa misma ecuación se obtiene la expresión para la derivada de c_s^2 que, reemplazándola en la ecuación 4.17 y reacomodando términos da

$$\frac{du}{dr} = \frac{1}{u \left(1 - \frac{c_s^2}{u^2} \right)} \left[-(\gamma - 1) \frac{d}{dr} (h - \phi) + \frac{2c_s^2}{r} - \gamma \frac{d\phi}{dr} - \frac{\alpha \rho^* r^2 u^2}{q} \left(\frac{c_s^2}{u^2} + \gamma \right) \right]. \quad (4.21)$$

Ésta es la derivada a partir de la cual se obtiene el modelo hidrodinámico completo. Por consistencia en la notación con las secciones precedentes, a continuación se resume el conjunto de ecuaciones diferenciales en unidades de King que rigen la dinámica de un flujo de acreción adiabático sobre un IMBH

$$\omega = \Omega^*(\xi) + \omega_0, \quad (4.22)$$

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{1}{\psi \left(1 - \frac{\psi_s^2}{\psi^2}\right)} \left[-(\gamma - 1) \frac{d}{dr}(h^{ad} - \phi^{ad}) + \frac{2\psi_s^2}{\xi} - \gamma \frac{d\phi^{ad}}{d\xi} - \frac{d\omega/d\xi}{\omega} \left(\frac{\psi_s^2}{\psi^2} + \gamma \right) \right]. \quad (4.23)$$

donde se definen las nuevas variables adimensionales $\phi^{ad} = \phi/\sigma^2$ y $h^{ad} = h/\sigma^2$. Ya que en este escenario la temperatura del gas *no* es constante, es necesario definir un parámetro asociado que permita identificar los modelos, tal como se hizo en el capítulo 4. El gas inyectado al medio proviene de las gigantes rojas del cúmulo. Por tanto, puede estimarse la energía que se incorpora al medio interestelar considerando, por un lado, la temperatura de las capas externas de tales estrellas y, por otro, la velocidad con la que el material es expulsado de la estrella. La primera puede estimarse suponiendo una temperatura promedio $T^* = 4000 \text{ K}$ en las capas externas de la estrella. La segunda, a partir de la estimación de la velocidad de escape para una gigante roja típica de radio $R = 70 R_\odot$ y $M = 0,8 M_\odot$ ($v_e \sim 35 \text{ km s}^{-1}$). Así, la energía por unidad de masa inyectada al medio resulta

$$\epsilon = \frac{k_b T^*}{m_H} + 0,5 v_e^2, \quad (4.24)$$

donde k_b es la constante de Boltzmann y m_H la masa del Hidrógeno.

De esta manera, puede definirse una *temperatura efectiva* T_{ef} tal que

$$\epsilon = \frac{k_b T_{ef}}{m_H}. \quad (4.25)$$

Suponiendo una dispersión de $\sim 15\text{km s}^{-1}$ en la velocidad de escape, la temperatura efectiva T_{ef} se encuentra en el rango $[10^4 - 10^5] K$. En adelante, toda mención a la temperatura se referirá a dicha temperatura efectiva T_{ef} .

Para llevar a cabo la integración es necesario establecer las condiciones de contorno. Tal como se hizo en el escenario isotérmico, se consideran soluciones transónicas y soluciones de brisas. Ambas son descriptas en las secciones subsiguientes junto a los resultados obtenidos.

4.6.2. SOLUCIONES DE BRISAS Y TRANSÓNICAS

Al incluir la ecuación para la energía 4.18 las condiciones de contorno establecidas en el escenario isotérmico deben modificarse. Dicha modificación y sus consecuencias son descriptas en esta sección.

En primer lugar, la entalpía fuera del cúmulo *debe* ser constante, pues dado que el caudal q es constante debido a la falta de fuentes de materia,

$$\frac{d(qh)}{dr} = q \frac{dh}{dr} = 0. \quad (4.26)$$

En particular, $h_\infty = h_t$, donde h_t es el valor de la entalpía en el radio de marea del cúmulo. Si se realiza un análisis del comportamiento asintótico de cada uno de los términos de la ecuación 4.18, sujeto a la condición previamente establecida, es posible concluir acerca de la existencia y localización del radio sónico de este flujo. Fuera del cúmulo el potencial $\phi(r)$ es el de una masa puntual de masa $M_{cum} + M_{BH}$, por

lo que su valor asintótico es $\phi_\infty = 0$. Por otro lado, la velocidad del sonido $c_s^2 = dP/d\rho$ resulta proporcional a la temperatura T_∞ del medio externo al cúmulo, la cual hemos establecido del orden $\sim 100 K$. Dado este valor, resulta una buena aproximación suponer $T_\infty \sim 0$, pues $T_\infty \ll T_{ef}$. De esta manera, ni el término proporcional a c_s^2 ni el término del potencial contribuyen al valor asintótico de la entalpía.

Para el caso de una brisa, $u_\infty = 0$ y entonces, los tres términos de la ecuación 4.18 tienden a cero en infinito, lo que pone una condición fuerte sobre el valor constante que debe tener la entalpía: h_t debe ser nula para obtener una solución de brisa en la región externa al radio de estancamiento. La función entalpía, y en particular su valor en el radio de marea, dependen del radio de estancamiento a través la integración de la ecuación 4.19, donde el radio de estancamiento es uno de los límites de integración (ecuación 4.20). De esta manera, obteniendo la expresión integral de la entalpía para una grilla de radios de estancamiento y buscando satisfacer la condición $h_t = 0$ es posible encontrar el radio de estancamiento correcto.

No obstante, sólo aquellas soluciones que correspondan a un flujo de acreción en la región interna a r_{est} resultan relevantes para el escenario astrofísico de interés. De esta manera, es necesario investigar sobre la existencia y localización de los radios sónicos internos, pues la acreción sobre el agujero negro sólo es compatible con flujos transónicos en la región $r < r_{est}$. A partir de la ecuación 4.23 se define el radio sónico como aquel para el cual la función $f_s(\xi)$ se anula, i.e.,

$$f_s(\xi) = -(\gamma - 1) \frac{d}{dr}(h^{ad} - \phi^{ad}) + \frac{2\psi_s^2}{\xi} - \gamma \frac{d\phi^{ad}}{d\xi} - \frac{d\omega/d\xi}{\omega} \left(\frac{\psi_s^2}{\psi^2} + \gamma \right). \quad (4.27)$$

En la figura 4.6.1 se muestran distintas curvas de $f_s(\xi)$ para M 15, cada

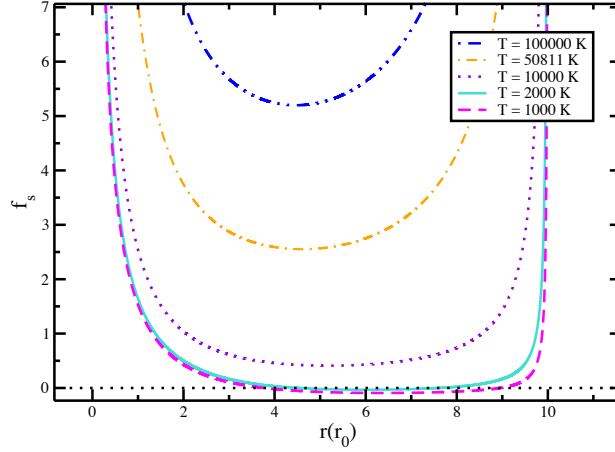


Figura 4.6.1: $f_s(\xi)$ para M 15, considerando distintas temperaturas (1×10^3 , 2×10^3 , 1×10^4 , 5×10^4 y 1×10^5 K). Se supone en todos los casos un IMBH de $3981 M_\odot$ en el centro del cúmulo.

una correspondiente a distintas temperaturas (1×10^3 , 2×10^3 , 1×10^4 , 5×10^4 y 1×10^5 K), todas para un IMBH de $3981 M_\odot$. Puede observarse que para las temperaturas más altas, la condición $f_s = 0$ no se satisface para ningún radio $r < r_{\text{est}}$; esto implica la inexistencia de un radio sónico interno. Dado que la velocidad en la región de acreción *debe* ser transónica para que el gas sea acretado por el IMBH, esta falta de un radio sónico interno puede ser interpretada de la siguiente manera: si el gas es depositado con mayor energía en el medio intracúmulo, y dado que no puede perder energía ya que el flujo es cuasi-adiabático, solo puede escapar del potencial gravitatorio del sistema, incluso de las regiones centrales, evitando así la acreción del fluido por parte del IMBH. Para temperaturas excesivamente bajas ($T \lesssim 2 \times 10^3$ K), el gas no posee suficiente energía para escapar, siendo acretado por el agujero negro y alcanzando la velocidad del sonido en $\xi_{\text{son}}^{\text{int}}$.

Por otro lado, algo similar ocurre en la región externa a r_{est} : solo para temperaturas $T \gtrsim 30000 K$ el gas posee suficiente energía para alcanzar la velocidad del sonido o alcanzar el máxima local que define una brisa, y satisfacer la condición $f_s(\xi) = 0$ para $\xi < \xi_{tidal}$. De esta manera, a bajas temperaturas no existen puntos críticos dentro del cúmulo. Resta, aún, explorar la posibilidad que $f_s(\xi) = 0$ fuera del cúmulo. Si se analiza la función que define los radios sónicos fuera del cúmulo, considerando que la entalpía h debe ser constante y que la densidad de estrellas es nula ($\rho^* \equiv 0$), se obtiene

$$f_s(\xi) = -\frac{d\phi^{ad}}{d\xi} + \frac{(h_{tidal}^{ad} - \phi^{ad})}{\xi}, \quad (4.28)$$

donde se ha utilizado la expresión para la velocidad del sonido $c_s^2 = (h_t^{ad} - \phi^{ad})/2$. Dado que fuera del cúmulo se cumple la igualdad $d\phi^{ad}/dr = -\phi^{ad}/r$, resulta

$$\frac{h_t^{ad}}{\xi} = 0. \quad (4.29)$$

Esta igualdad se satisface para todo ξ en el caso de las brisas (pues $h_t = 0$) y, entonces, la velocidad u resulta constante fuera del cúmulo, pues $d\psi/d\xi = 0$ para todo $\xi > \xi_{marea}$. Esto viola la condición $u_\infty = 0$. En el caso transónico, la ecuación 4.29 no se satisface para ningún valor de ξ . Entonces puede concluirse que no es posible describir el fenómeno de acreción sobre un IMBH con un flujo adiabático, para ninguna condición de contorno.

4.7. CONCLUSIONES PARTICULARES

En este capítulo se presentó, en primer lugar, un modelo isotérmico para la acreción del medio interestelar de un cúmulo globular sobre un agujero negro de masa intermedia ubicado en su centro. Se consideraron distintos tipos de condiciones de contorno que dan lugar a

diferentes curvas de velocidad en la región exterior del cúmulo; vientos y brisas. A partir de dichos modelos, se ha estimado la tasa de acreción y, a partir de ésta, la luminosidad en rayos X para ser comparada con las observaciones disponibles. Se encontró que, suponiendo valores estándar⁹ para la eficiencia de emisión, los modelos aquí presentados reproducen adecuadamente los valores de la luminosidad en rayos X observada en el centro de NGC 6388 reportada tanto por [Nucita et al. \(2008\)](#) como por [Cseh et al. \(2010\)](#). Asimismo, si se suponen valores de la tasa de inyección de masa por parte de las gigantes rojas del cúmulo levemente menores, pero aún en acuerdo con estimaciones teóricas y observacionales de dicho parámetro, el valor estimado de la luminosidad producida por acreción sobre un IMBH resulta menor a las cotas superiores estimadas para otros cúmulos, donde no se han detectado fuentes centrales. Esta última estimación explicaría la dificultad en detectar estos elusivos agujeros negros. Por último, se exploró la posibilidad de describir el proceso de acreción sobre un IMBH con un flujo cuasi-adiabático. En este caso, no es posible satisfacer todas las condiciones de contorno simultáneamente, bajo las hipótesis básicas de este modelo. Entonces, debe considerarse la posibilidad de proponer futuras mejoras a dicho modelo con el fin de obtener una descripción que complemente al modelo isotérmico presentado al comienzo del capítulo.

⁹Se entiende por estándar aquellos valores reportados en la literatura.

5

Efectos del IMBH sobre el medio intracúmulo. Aspectos observacionales.

En capítulos anteriores se ha estudiado la dinámica del gas intracúmulo en presencia de un IMBH acretante y se han obtenido cotas para la luminosidad consecuente del proceso de acreción en distintos escenarios termodinámicos. Sin embargo, en algunos casos el límite inferior del rango obtenido se encuentra por debajo del límite de observación de los instrumentos actuales. Si bien este hecho resulta compatible con las observaciones realizadas en cúmulos globulares, impide la necesaria comparación entre los resultados extraídos de modelos numéricos con las observaciones disponibles. Surge, entonces, la necesidad de encon-

trar otros mecanismos de contraste.

En este capítulo se presentan distintas aplicaciones de los modelos desarrollados en el Capítulo 4, en las cuales se realizan predicciones de distintos observables, que permiten discriminar entre la existencia o no de un IMBH. Estas predicciones se basan en las diferencias encontradas en los perfiles de densidad del medio interestelar cerca del centro de los cúmulos (sección 4.2.3). Por un lado, se confeccionan mapas del enrojecimiento debido a la absorción de la luz estelar del cúmulo producida por el polvo del medio intracúmulo. Dado que nuestros modelos predicen la densidad del medio, es posible obtener a partir de ellos la profundidad óptica del polvo y usarla para calcular el enrojecimiento producido por el mismo. Éstos resultados son comparados con mapas observacionales realizados para una muestra de 25 cúmulos por [Alonso-García et al. \(2012\)](#). Por otro lado, se comparan las predicciones del modelo del capítulo 4 para la densidad del gas con las observaciones de la medida de dispersión, obtenidas a partir de las soluciones temporales de púlsares de milisegundo.

Este Capítulo se encuentra dividido en dos grandes secciones. En la primera (sección 5.1) se discuten las consecuencias observacionales de la presencia de polvo en el medio intracúmulo y se detallan los fundamentos teóricos asociados al fenómeno de extinción por el polvo. Asimismo, en la sección 5.1.3 se explica el algoritmo desarrollado para la confección de los mapas de enrojecimiento, se presentan los resultados y se discute el impacto de los mismos. La segunda sección es dedicada al ajuste de las predicciones de los modelos hidrodinámicos presentados en el capítulo 4 a las medidas de dispersión (DM, de su nombre en inglés *dispersion measure*) de púlsares de milisegundo (MSPs, de su nombre en inglés *millisecond pulsars*). La sección comienza con una breve reseña sobre la búsqueda y detección de púlsares de milisegundo en cúmulos

globulares. Luego, en la sección 5.2.1 se discute, desde un punto de vista dinámico, la posibilidad de identificar la presencia de un IMBH analizando las observaciones de MSPs. Por último, en la sección 5.2.2 se expone el modelo que permite estimar el valor de DM a partir de las soluciones temporales de los MSPs, junto al método de ajuste y los resultados obtenidos.

5.1. EFECTOS DEL POLVO EN LAS OBSERVACIONES

Estudios sobre la extinción¹ de la luz por parte del medio que ésta atraviesa han sido realizados desde los años 30. En particular, la evidencia clara de la existencia del oscurecimiento interestelar fue provista por [Trumpler \(1930\)](#), quien realizó un estudio estadístico en cúmulos abiertos. Éstos, a diferencia de los cúmulos globulares, están ubicados principalmente en el disco de la Galaxia. [Trumpler \(1930\)](#) encontró que las estrellas en los cúmulos más lejanos lucían más débiles que lo que se espera de la ley de decaimiento para la intensidad en el vacío, indicando claramente que la luz proveniente de cúmulos distantes había experimentado algún tipo de atenuación. Observó que la absorción de la luz crece con la distancia y es más intenso para longitudes de onda más cortas en el rango del visible. Esta dependencia hace que la luz de longitud de onda larga (rojo) sea menos atenuada que la de onda corta (azul), produciendo un aumento del índice de color (enrojecimiento) de las fuentes. La interpretación de estos primeros resultados ya había llevado, por áquel entonces, a la conclusión que la causa de este fenómeno involucraba pequeñas partículas sólidas, con diámetros del orden de magnitud de la longitud de onda de la luz, i.e, polvo.

La extinción se define como la diferencia entre la magnitud observada de la fuente (m_λ) y la que tendría la misma si el medio entre ella y el

¹Se entiende por extinción, absorción y *scattering*.

observador estuviera vacío (m_{λ_0}). Usualmente, se expresa la extinción en la banda visual

$$A_V = V - V_0. \quad (5.1)$$

Como se expresó anteriormente, este fenómeno depende, además, de la longitud de onda, observándose que se acentúa para las longitudes de onda más cortas (verde, azul, violeta). Esto hace que las estrellas presenten índices de color² más grandes que los intrínsecos de su tipo, es decir, se observa un exceso de color positivo. Para las bandas B y V se escribe, entonces

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0. \quad (5.2)$$

El exceso de color también puede expresarse en función de la extinción para cada una de las longitudes de onda $A_\lambda = \Delta m_\lambda$, en este caso

$$E_{B-V} = (B - B_0) - (V - V_0) = A_B - A_V. \quad (5.3)$$

La *ley de enrojecimiento* determina cómo la extinción monocromática A_λ cambia con la longitud de onda λ . Usualmente, esta ley es descrita por los coeficientes de extinción R_λ definidos como

$$R_\lambda = A_\lambda / E(B - V). \quad (5.4)$$

La normalización $E(B - V)$ es elegida con el fin de obtener valores representativos de las propiedades del polvo a lo largo de la línea de la visual pero independiente de la cantidad de polvo que se encuentra en ese camino.

De qué manera R_λ varía con la longitud de onda está determinado

²Éstos son calculados como la diferencia entre dos magnitudes, restando la de longitud de onda más larga a la de longitud de onda más corta.

por la naturaleza del polvo interestelar. Por ejemplo, en todas las direcciones de la Vía Láctea, R_λ crece hacia el ultravioleta. En el caso de polvo interestelar difuso, que es el responsable de la extinción a lo largo de la mayoría de las líneas de visión, la ley de enrojecimiento producida por este polvo se la llama normal. El valor de R_V se ha estimado, a partir de observaciones en $R_V \sim 3,1$ (Cardelli et al., 1989, Savage & Mathis, 1979). Sin embargo, este valor no es universal. Por ejemplo, el mismo alcanza valores en el rango 4–5 en el caso de nubes moleculares densas (Larson et al., 1996, Mathis, 1990, Whittet et al., 2001) mientras que existen indicaciones que nubes cirrus en altas latitudes pueden tener valores de R_V tan bajos como 2 (Fitzpatrick & Massa, 1990, Larson et al., 1996, Szomoru & Guhathakurta, 1999). Estudios basados en fotometría estelar obtenida de *Optical Gravitational Lens Experiment* (OGLE) y *Massive Compact Halo Objects* (MACHO) sugieren que R_V es considerablemente menor que 3 en la dirección del bulbo Galáctico (Popowski, 2000, Sumi, 2004, Udalski, 2003). Cabe destacar que los estudios mencionados muestrean el polvo en un amplio rango de distancias al Sol: algunos estudian el medio interestelar difuso en sus alrededores, mientras otros, especialmente aquellos realizados a bajas latitudes Galácticas, pueden estudiar el polvo a distancias mucho más grandes.

5.1.1. TRANSPORTE RADIATIVO

Para calcular la extinción producida por el polvo del medio interestelar en un cúmulo globular es necesario integrar la ecuación de transporte radiativo en el mismo. Para obtener tal ecuación de transporte radiativo seguimos un rayo de frecuencia ν en la línea de la visual del observador. El coeficiente de emisión es ϵ_ν de manera que $\epsilon_\nu d\omega$ es la energía de radiación emitida por unidad de volumen, tiempo y frecuencia

en el elemento de ángulo sólido $d\omega$ (orientado de frente al observador). La intensidad de la radiación es I_ν , de manera que $I_\nu d\omega$ es la energía por unidad de tiempo y frecuencia atravesando un área unidad perpendicular a la línea de visión, en un ángulo sólido $d\omega$. A lo largo del elemento de camino entre ℓ y $\ell + d\ell$ la intensidad crece $\epsilon_\nu d\omega d\ell$. Pero, por el otro lado, también sufre una atenuación proporcional a I_ν (cuanto más energía hay disponible, más energía se absorbe) que se escribe como $\kappa_\nu I_\nu d\omega ds$, donde κ es el coeficiente de extinción y, en general, depende de la frecuencia. Balanceando emisión y absorción se obtiene la ecuación de transporte radiativo

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu. \quad (5.5)$$

En el caso de extinción pura $\epsilon_\nu = 0$ y para una intensidad incidente $I_{\nu,0}$, la integración de la ec. 5.5 lleva a la ley de absorción

$$I_\nu(s^*) = I_{\nu,0} \exp\left(-\int_0^{s^*} \kappa_\nu ds\right), \quad (5.6)$$

donde s^* es la distancia recorrida por la luz. El valor de la integral del coeficiente de absorción que aparece en la exponencial de la ecuación 5.6 es la profundidad óptica del medio T_ν y está relacionada con la extinción, como se verá en la sección siguiente.

Resta, entonces, modelar apropiadamente los términos de emisión y absorción de la ecuación de transporte en nuestro problema. Si se estudia la intensidad emitida por cada estrella por separado se obtiene una ley de absorción como la ecuación 5.6, debido a la ausencia de fuentes en el camino. De esta manera, la ecuación de transporte tiene solución analítica y la complejidad numérica se debe estrictamente a la integración del coeficiente de absorción.

El coeficiente de extinción en la ecuación 5.5 puede estimarse como

$$\kappa_\nu = n\sigma_e, \quad (5.7)$$

donde σ_e es la sección eficaz para el proceso de extinción y $n = \rho_{\text{polvo}}/m_{\text{polvo}}$ es la densidad de partículas de polvo. Ésta puede estimarse en $\sim 10^{-3} \rho_{\text{gas}}$ (Roberts, 1989), donde ρ_{gas} es densidad del gas y puede obtenerse de los modelos presentados en el Capítulo 4. La sección eficaz de la extinción es calculada como la sección eficaz geométrica de las partículas de polvo (de radio a), pesada por un factor q que determina la eficiencia de la absorción,

$$\sigma_e = q\pi a^2. \quad (5.8)$$

Vale aclarar que solo los efectos de absorción por el polvo son tenidos en cuenta, despreciando los efectos de *scattering* (Kaplan, 1970). De este modo, el radio de la partícula³ y la eficiencia del proceso resultan parámetros libres del modelo y la ley de absorción está dada por

$$I_\nu = I_{\nu,0} \exp^{-\sigma_e \int_0^{s^*} n(s) ds}. \quad (5.9)$$

5.1.2. ESTIMACIÓN DEL EXCESO DE COLOR

En la sección precedente se modeló la intensidad de radiación proveniente de una estrella en presencia de polvo. A partir de ésta resulta posible estimar el exceso de color y, en consecuencia, el enrojecimiento de la radiación emitida por la estrella.

La intensidad de radiación I_ν y la magnitud observada m se relacionan según $m = -2,5 \log I_\nu + \text{cte}$. Utilizando la ecuación 5.9, la absorción

³Se suponen tamaños característicos de $\sim 1 \mu m$

en la banda X puede escribirse

$$m - m_0 = X - X_0 = -2,5 \log \left(\frac{I_{X0} \times \exp^{-\int_0^{s^*} \kappa_X(s) \rho(r) ds}}{I_{X0}} \right) \quad (5.10)$$

$$= -2,5 \log(\exp -\kappa_X \int_0^{s^*} \rho(r) ds) \quad (5.11)$$

$$= -2,5 \log(\exp -\sigma_{e,X} \int_0^{s^*} n(r) ds) \quad (5.12)$$

$$(5.13)$$

donde m_0 es la magnitud observada sin extinción y se escribió explícitamente la dependencia de la sección eficaz σ con la longitud de onda. La absorción A_λ , resulta entonces

$$A_\lambda = 1,08 \sigma_e^\lambda \int_0^{s^*} n(r) ds. \quad (5.14)$$

De este modo, el cociente entre la extinción absoluta en cierta banda y la extinción absoluta en el visual A_V , resulta

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = \frac{\sigma_{e,\lambda}}{\sigma_{e,V}}. \quad (5.15)$$

De acuerdo a las definiciones previas, el exceso de color 5.3 puede escribirse, entonces,

$$E_{\lambda-V} = 1,08 \sigma_{e,\lambda} \int_0^{s^*} n(s) ds - 1,08 \sigma_{e,V} \int_0^{s^*} n(s) ds \quad (5.16)$$

$$= 1,08 \int_0^{s^*} n(s) ds (\sigma_{e,\lambda} - \sigma_{e,V}) \quad (5.17)$$

$$= 1,08 \int_0^{s^*} n(s) ds \sigma_{e,V} \left(\frac{\sigma_{e,\lambda}}{\sigma_{e,V}} - 1 \right) \quad (5.18)$$

$$= 1,08 \int_0^{s^*} n(s) ds \sigma_{e,V} \left(\frac{A_\lambda}{A_V} - 1 \right). \quad (5.19)$$

Cardelli et al. (1989) encontraron una correlación entre la ley de enrojecimiento, A_λ/A_V , y el parámetro R_V . Detallan, además, una fórmula analítica que permite calcular el exceso de color. La ley de extinción planteada es de la forma

$$|A_\lambda/A_V| = a(x) + b(x)/R_V, \quad (5.20)$$

donde $x = \lambda^{-1}$ y la longitud de onda λ está dada en μm^{-1} .

Los coeficientes $a(x)$ y $b(x)$ de Cardelli et al. (1989) permiten reemplazar el valor de A_λ/A_V en la ecuación 5.19 según la banda del espectro en la que se esté trabajando. En nuestro caso, elegimos la banda B pues los mapas observacionales de Alonso-García et al. (2012) fueron confeccionados mediante $E(B - V)$.

5.1.3. MAPAS DE ENROJECIMIENTO

Para construir el mapa de enrojecimiento, el cúmulo se divide en celdas de tamaño $\sim 0,1 r_0$. El enrojecimiento es calculado para una ventana de $4 r_0 \times 4 r_0$ centrado en el cúmulo de modo que el gráfico corresponde a la imagen del cúmulo en el plano del cielo. Se suponen valores estandar para el tamaño y la masa de las partículas de polvo ($r_p \sim 1\mu\text{m}$, $m_p \sim 10^{-14}\text{g}$) y un valor $q = 0,1$ para la eficiencia del proceso de absorción.

El método desarrollado se basa en el cálculo de la integral en la ecuación 5.19 hasta la posición de la estrella s^* . Por esta razón, resulta absolutamente necesario conocer las posiciones de las estrellas en el cúmulo. Con un método de Monte Carlo se genera una distribución estelar sintética, utilizando para la distribución de las coordenadas radiales la densidad estelar resultante del modelo de Miocchi (2007) presentado en el Capítulo 2 (ver ecuación 2.6). Para la coordenada polar se utiliza una

distribución uniforme, mientras que la coordenada azimutal responde a una distribución $\sim \sin\theta$. Una vez obtenida la posición tridimensional de la estrella se realiza una proyección de la misma sobre la línea de la visual y se obtiene una profundidad p que indica si la estrella se encuentra en la mitad cercana o lejana del cúmulo⁴. La integral de la ecuación 5.19 debe realizarse hasta el valor p correspondiente para cada estrella. El exceso de color de todas las estrellas de cada celda se promedia para obtener el mapa de enrojecimiento final en cada celda de tamaño ΔR_t y Δz ⁵.

En las figuras 5.1.1, 5.1.3 y 5.1.5 se presentan los mapas obtenidos para el cúmulo M 15 para distintas temperaturas del gas ($T = 5000, 9976$ y $12559 K$, respectivamente) y, en cada uno de los casos para distintos valores de la masa del IMBH ($M_{BH} = 0, 398, 1000$ y $3981 M_{\odot}$). La escala de colores representa el logaritmo del exceso de color $E(B - V)$. Un resultado notable es el valor que alcanza el exceso de color $E(B - V)$ en el caso *sin* agujero negro para la temperatura más baja ($T = 5000 K$). Estos valores resultan órdenes de magnitud por encima de las estimaciones observacionales, lo que permite descartar esta combinación de parámetros. No obstante, dichos valores pueden reconciliarse con las observaciones, si la temperatura del gas es mayor. Esta característica es consecuencia del alto valor de la densidad que surge de los modelos del capítulo 4 cuando no se considera al agujero negro en el centro del cúmulo. Es decir, el escenario sin IMBH solo puede ser compatible con las observaciones si la temperatura del gas intracúmulo es $T \gtrsim 10000 K$, que permite expulsar la mayor parte del medio del cúmulo. El análisis

⁴Se entiende por mitad cercana a la mitad del cúmulo que se encuentra entre el centro del mismo y el observador en la Tierra.

⁵ R_t y z son coordenadas proyectadas en el plano del cielo.

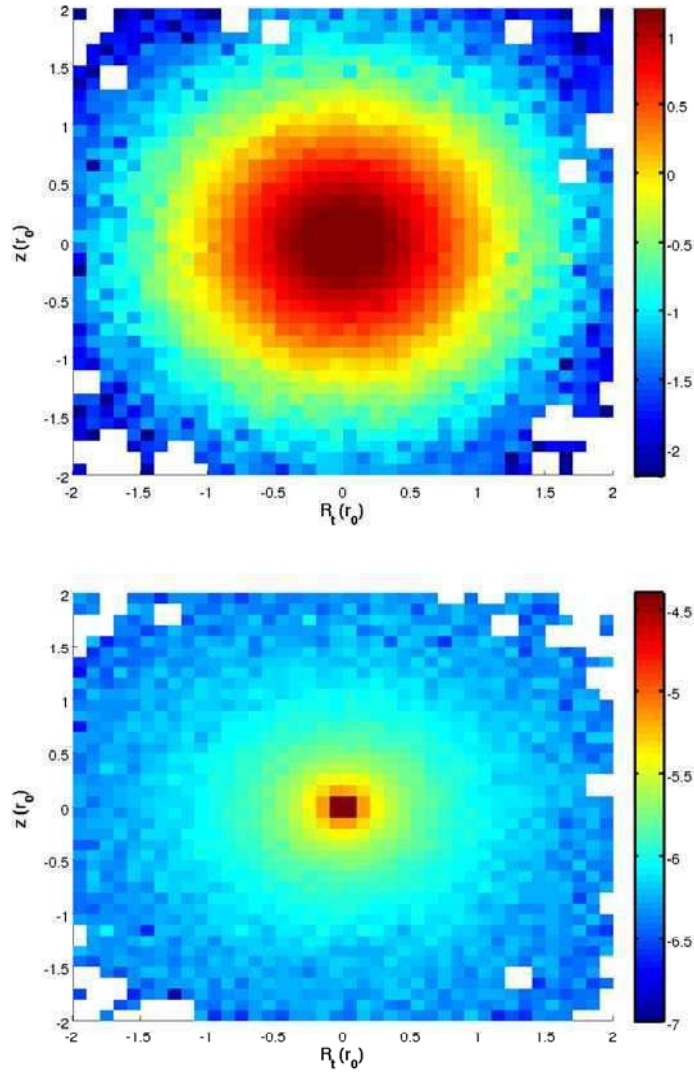


Figura 5.1.1: Mapas del exceso de color $E(B - V)$ para M 15, considerando una temperatura de $5000 K$ para el gas. El primer mapa (arriba) corresponde al caso *sin* agujero negro mientras que los mapas restantes corresponden a los casos $M = 398$ (abajo), 1000 (figura siguiente, arriba) y $3981 M_\odot$ (figura siguiente, abajo), respectivamente. El nivel de enrojecimiento predicho en el caso sin IMBH permite descartar dicha posibilidad mientras que, en el resto de los casos, la predicción se encuentra por debajo del límite de observación actual.

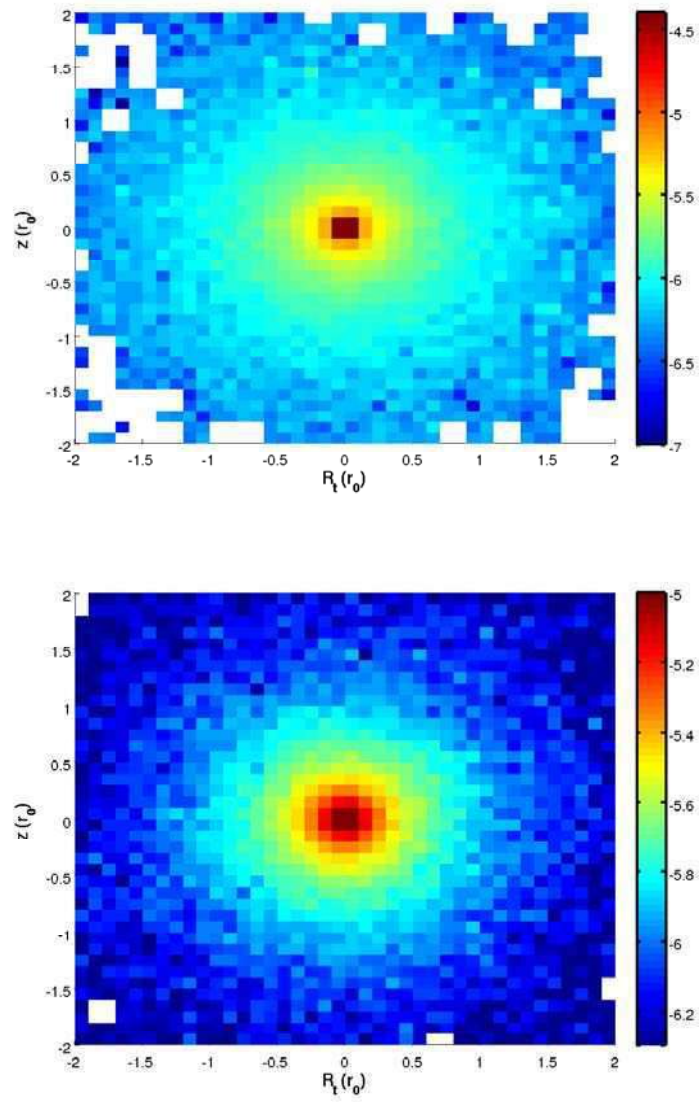


Figura 5.1.2: Continuación figura 5.1.1. Arriba: $M_{\text{BH}} = 1000 M_{\odot}$. Abajo: $M_{\text{BH}} = 3981 M_{\odot}$.

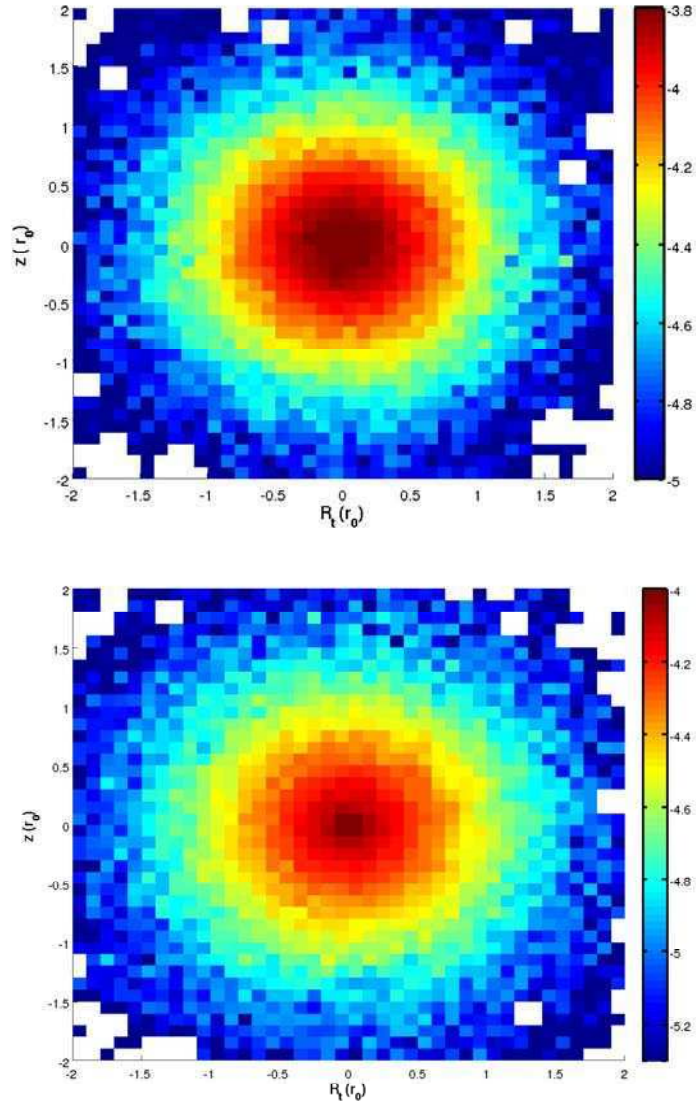


Figura 5.1.3: Mapas del exceso de color $E(B - V)$ para M 15, considerando una temperatura de $9976 K$ para el gas. El primer mapa (arriba) corresponde al caso *sin* agujero negro mientras que los mapas restantes corresponden a los casos $M = 398$ (abajo), 1000 (figura siguiente, arriba) y $3981 M_{\odot}$ (figura siguiente, abajo), respectivamente. A diferencia de los mapas para $T = 5000 K$, el nivel de enrojecimiento predicho en *todos* los casos se encuentra por debajo del límite de observación actual.

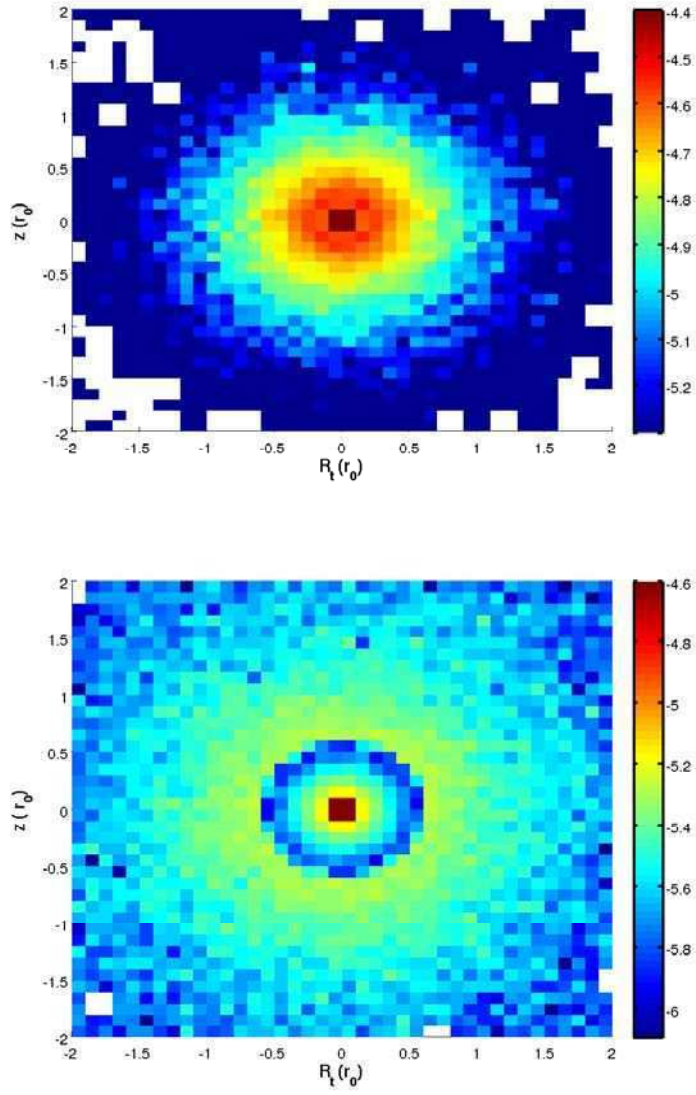


Figura 5.1.4: Continuación de la figura 5.1.3. Arriba: $M_{\text{BH}} = 1000 M_{\odot}$. Abajo: $M_{\text{BH}} = 3981 M_{\odot}$.

que sigue se refiere exclusivamente a los modelos que suponen un IMBH en el centro del cúmulo.

En primer lugar, se observa que el exceso de color producido por la absorción por el polvo se encuentra muy por debajo del límite para la sensibilidad, según las técnicas observacionales actuales ($\sim 10^{-2}$, [Alonso-García et al., 2012](#)). Además, se reproduce la simetría esférica de los modelos hidrodinámicos desarrollados para el gas en el capítulo 4. Por otro lado, a partir de los mapas confeccionados para M 15, no se observa un comportamiento claro frente a variaciones de la temperatura del gas. Sin embargo, se encuentra que al incrementar la masa del IMBH, la pendiente del perfil de enrojecimiento aumenta. Asimismo, el valor máximo del exceso de color decrece con la masa del IMBH. Ambas características pueden explicarse en términos de los perfiles de densidad obtenidos: al aumentar la masa del IMBH, la pendiente del perfil de densidad resulta más pronunciada y, además, decrece el valor de la densidad de masa en las regiones centrales. Si se supone que la distribución de polvo sigue a la del gas⁶, dicha disminución en el valor de la densidad implica directamente un valor menor de la absorción por el polvo. Además, pendientes más pronunciadas implican un más rápido decaimiento de la densidad de polvo, de modo que la pendiente del mapa de enrojecimiento aumenta si se aumenta el valor de M_{BH} . En principio, estas dos magnitudes podrían definir observables para la determinación de las masas de los IMBHs. Sin embargo, el orden de magnitud de los valores obtenidos impide cualquier determinación observacional de los mismos en el futuro cercano. Dado que la diferencia entre los valores estimados con este método y los valores obtenidos por [Alonso-García et al. \(2012\)](#) es excesiva, en la tabla 5.1.1 se listan los cúmulos cuyos mapas observacionales sugieren cierta simetría de la

⁶Esta suposición es válida aún siendo que la densidad de polvo resulta 10^{-3} veces más chica que la de gas.

Cúmulo	$max\{E(B - V)\}$
NGC 6626	$1,32 \times 10^{-6}$
NGC 6637	$1,13 \times 10^{-7}$
NGC 6266	$5,52 \times 10^{-5}$
NGC 6681	$1,38 \times 10^{-7}$

Cuadro 5.1.1: Valores máximos del exceso de color $E(B - V)$ para un subconjunto de la lista de cúmulos de [Alonso-García et al. \(2012\)](#). Todos se encuentran por debajo de los límites de observación.

distribución de polvo, junto al valor máximo obtenido con este método para un valor conservador de $1000 M_{\odot}$ para la masa del IMBH y $T = 9976 K$ para la temperatura del gas, excepto NGC 6681 que se supuso un IMBH de $100 M_{\odot}$ ⁷. En todos los casos dicho máximo es 2-3 órdenes de magnitud menor que la resolución de [Alonso-García et al. \(2012\)](#). Sin embargo, la simetría de los mapas sugiere que podría haber algún tipo de flujo global, por lo que estos cúmulos serían candidatos más adecuados para llevar a cabo posteriores investigaciones.

En esta sección se desarrolló un método para construir mapas de enrojecimiento, a partir de una distribución de gas dada. Suponiendo una ley de enrojecimiento estándar, se encontró que el exceso de color estimado se encuentra por debajo de la sensibilidad de las observaciones⁸, lo que impide el necesario contraste con los mapas realizados por [Alonso-García et al. \(2012\)](#). Los parámetros libres del modelo no permiten mejorar esta situación, pues se requeriría de partículas de polvo con tamaños y eficiencias de absorción excesivamente grandes. De todas maneras, se encontró que la pendiente del perfil de enrojecimien-

⁷En este cúmulo el modelo de [Miocchi \(2007\)](#) presenta inestabilidades si $M_{BH} \gtrsim 600 M_{\odot}$ y no describe adecuadamente la distribución estelar del mismo.

⁸Puede, entonces, resultar relevante investigar sobre el impacto que tal ley de enrojecimiento tiene sobre las estimaciones realizadas.

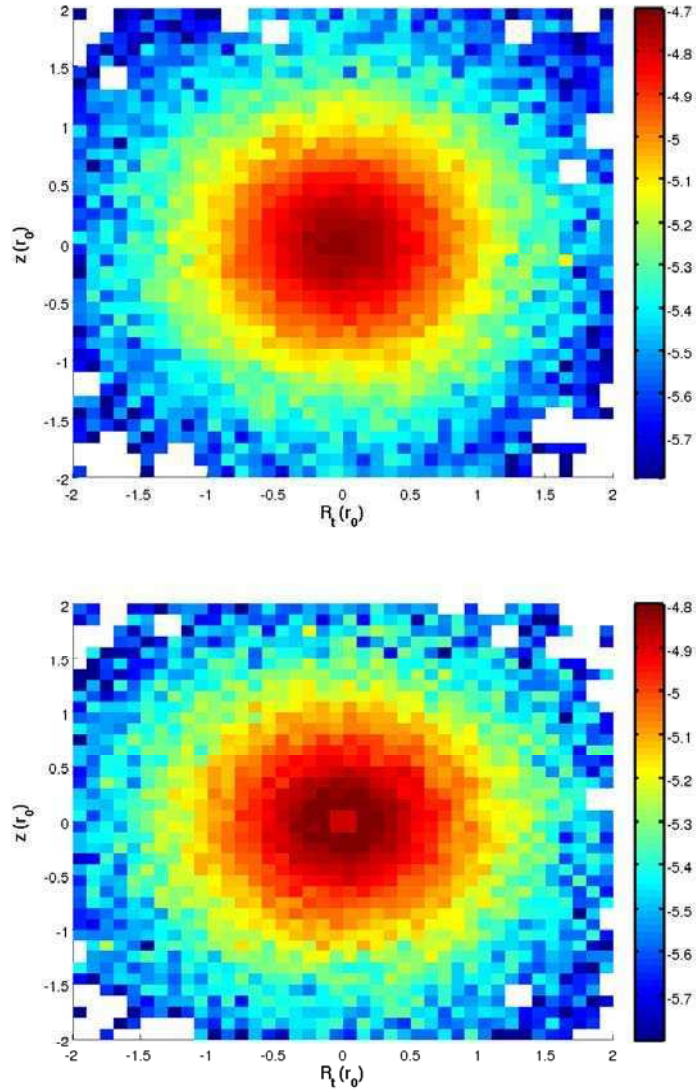


Figura 5.1.5: Mapas del exceso de color $E(B - V)$ para M 15, considerando una temperatura de $12556 K$ para el gas. El primer mapa (arriba) corresponde al caso *sin* agujero negro mientras que los mapas restantes corresponden a los casos $M = 398$ (abajo), 1000 (figura siguiente, arriba) y $3981 M_{\odot}$ (figura siguiente, abajo), respectivamente. A diferencia de los mapas para $T = 5000 K$, el nivel de enrojecimiento predicho en *todos* los casos se encuentra por debajo del límite de observación actual.

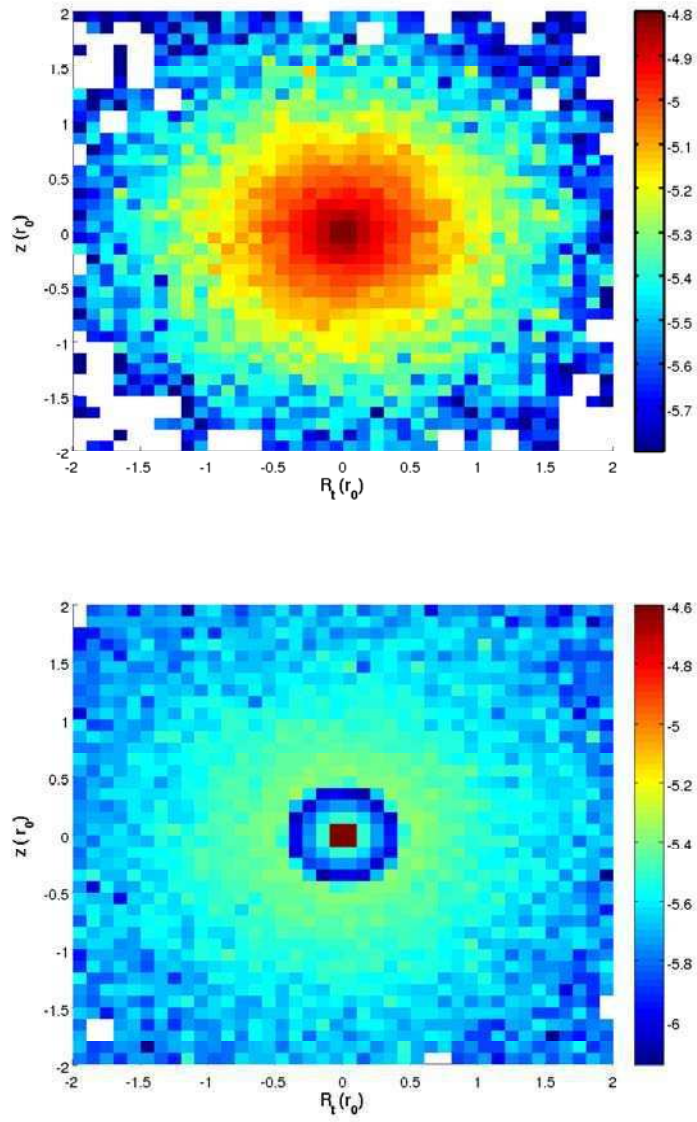


Figura 5.1.6: Continuación figura 5.1.5. Arriba: $M_{\text{BH}} = 1000 M_{\odot}$. Abajo: $M_{\text{BH}} = 3981 M_{\odot}$

to por el polvo depende de la masa del IMBH, lo que establece a dicho parámetro como un posible observable para observaciones futuras, en caso de mejorarse las técnicas de medición.

5.2. PÚLSARES EN CÚMULOS GLOBULARES

Las estrellas de neutrones no son más que uno de los posibles finales de la evolución natural de una estrella masiva. Una vez agotado el combustible nuclear de la estrella, la misma empieza a contraerse salvo que una fuente extra de presión detenga este colapso. Tal es el caso en las estrellas de neutrones. Las densidades alcanzadas son altísimas ($\sim 10^{17} \text{kg m}^{-3}$), de modo tal que los electrones se combinan con los protones, dando lugar a la formación de neutrones a través de la reacción



De esta manera, cuando la densidad alcanza valores por encima del valor crítico ($\rho_c = 3,2 \cdot 10^{14} \text{kg m}^{-3}$), la materia estelar se encuentra formada principalmente de neutrones. Éstos, al igual que los electrones, son fermiones que obedecen el Principio de Exclusión de Pauli y, a estas altas densidades, se encuentran degenerados⁹. Este gas degenerado de Fermi es el que ejerce una *presión de degeneración* y detiene el colapso gravitatorio de la estrella cuando ésta alcanza un radio $R \sim 10^6$ cm.

Sin embargo, no fue sino hasta 1968 que se obtuvo la primer y definitiva evidencia observacional de la existencia de las estrellas de neutrones. Hewish et al. (1968) descubrieron fuentes de radio que emitían pulsos cada, aproximadamente, un segundo. A la fuente de esa señal pulsada se le dio el nombre de *púlsar*. Si el período del pulsar debía ser iden-

⁹El límite teórico de dos partículas por nivel de energía es prácticamente alcanzado.

tificado con el período de rotación de algún objeto, éste debía tener una densidad tal que no fuese destruído por la fuerza centrífuga de la rotación ($\rho > 10^{11} \text{ kg m}^{-3}$). De esta manera, no quedaban dudas: los pulsars son estrellas de neutrones rotantes.

La energía rotacional de la estrella de neutrones es la fuente de energía radiada por el objeto. A medida que esta energía es consumida, la velocidad de rotación decrece. En consecuencia, el período de todos los púlsares crece lentamente, siendo la variación típica $\dot{P} \sim 10^{-15} \text{ s}^{-1}$. Así, puede estimarse la edad de los púlsares en $P/\dot{P} \sim 10^7 \text{ yr}$; después de este tiempo, probablemente la rotación de la estrella sea tan lenta que no pueda ya emitir como un púlsar.

Años después del trabajo de Hewish et al. (1968), se reportaron descubrimientos asociados a los púlsares. Hulse & Taylor (1975) encontraron un púlsar de período 0.059 s. Más tarde, Backer et al. (1982), descubrieron un púlsar con un período de 1.56 ms, considerablemente menor que el período de cualquier púlsar detectado hasta aquel momento. Poco a poco, fueron descubriéndose otros púlsares con períodos menores a 10 ms, la mayoría de ellos encontrados en sistemas binarios. Poco tiempo después del descubrimiento de Backer et al. (1982), Alpar et al. (1982) sugirieron que los púlsares de milisegundo (MSPs, de su nombre en inglés *millisecond pulsars*) no son más que los estadios finales de binarias de rayos X de baja masa (LMXBs, de su nombre en inglés *low-mass X-ray binaries*). Sin embargo, al día de hoy, no hay explicación satisfactoria para los MSPs aislados.

A comienzos de la década del 70, los satélites de rayos X Uhuru y OSO-7, detectaron varias fuentes de rayos X en cúmulos globulares (Giacconi et al., 1974). En 1975, uno de los coautores, G. Clark, sugirió que, dadas las altas densidades estelares en el centro de al-

gunos cúmulos globulares, resulta esperable que algunas estrellas de neutrones viejas colisionen con una binaria, rompiéndola y adquiriendo, entonces, una nueva compañera. Ésta evoluciona, y al llenar su lóbulo de Roche comienza a transferir materia a la estrella de neutrones, formando así una LMXB. Si los MSPs realmente surgen de la evolución de las LMXBs, entonces los cúmulos globulares con su alta abundancia de LMXBs, deberían también albergar un gran número de MSPs.

La detección de MSPs en cúmulos globulares resulta difícil como consecuencia de las grandes distancias a las que se encuentran estos sistemas estelares. Aunque esto deviene en limitaciones relacionadas a la sensibilidad de los radiotelescopios, este hecho es compensado por el hecho que la mayoría de los púlsares se encuentran ubicados en una pequeña región cerca del centro del cúmulo (como consecuencia de la segregación de masa) que, en general, cae en un único haz aún para los telescopios más grandes. Esto permite realizar observaciones profundas. Es por esta razón que en los últimos 20 años se han encontrado más MSPs en cúmulos globulares que en el disco galáctico.

El primer cúmulo en el que se realizaron detecciones de MSPs fue 47 Tucanae que, al día de hoy, cuenta con 23 púlsares reportados. Las soluciones temporales de estos púlsares permitieron realizar estudios sobre la dinámica del cúmulo (Freire et al., 2003) y la primera detección del medio intracúmulo, a través del estudio de la medida de dispersión (DM) de los mismos, después de casi 60 años de búsquedas (Freire et al., 2001). Por otro lado, mapas de la emisión en radio de cúmulos sugirieron que Terzan 5 debía contener una gran población de MSPs. Desde entonces, 32 MSPs han sido reportados para este cúmulo (Hessels et al., 2006, Ransom et al., 2005). Usando el mismo sistema de observación, se detectaron 8 nuevos púlsares en NGC 6440 y NGC 6441 y 11

en M28 (ver el review de Freire (2013) por una discusión detallada). En la Fig. 5.2.1 se muestra la distribución de MSPs por cúmulo globular y por año de descubrimiento. Las observaciones completas de MSPs en cúmulos globulares se encuentran compiladas en el catálogo online de P. Freire (<http://www.naic.edu/pfreire/GCpsr.html>).

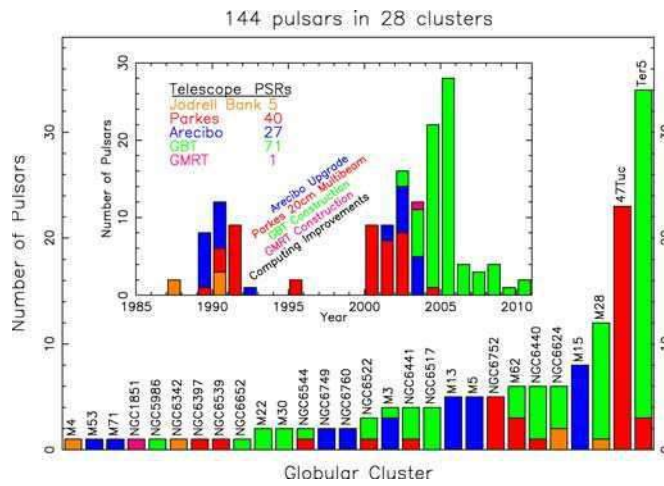


Figura 5.2.1: Distribución por cúmulo y año de descubrimiento de MSPs, tomada de Ransom (2005).

En esta Tesis se aprovecha la existencia de MSPs en los cúmulos globulares para poner a prueba el modelo desarrollado en el capítulo 4. Dado que éstos predicen diferentes perfiles de densidad en la zona central del cúmulo, y que las DMs observadas en los MSPs dependen de la densidad a lo largo de la visual, es posible usar estas observaciones para contrastar los modelos. Sin embargo, esto requiere del conocimiento de las posiciones de los MSPs a lo largo de la visual, lo que puede hallarse a partir de consideraciones dinámicas y observaciones de la variación del período de los mismos MSPs. Es por ello que, en la siguiente sección, se analiza dicho aspecto dinámico para luego (5.2.2) investigar la

concordancia entre las predicciones de los modelos y la observaciones de la medida de dispersión.

5.2.1. ASPECTOS DINÁMICOS

Se han detectado variaciones del período negativas ($\dot{P} < 0$) para muchos de los MSPs en cúmulos globulares. Éstas son causadas por la aceleración del púlsar hacia la Tierra, generada por el potencial gravitatorio del cúmulo. De esta manera, las variaciones en el período de los púlsares de milisegundo (MSPs) pueden ser utilizadas como trazadores del campo gravitacional del cúmulo globular (Freire et al., 2001) y, por lo tanto, de sus propias posiciones en el cúmulo. Si bien se han obtenido estimaciones observacionales de dicho parámetro para los púlsares de distintos cúmulos globulares, solo 7 de ellos cuentan con datos para 4 o más púlsares. Solo dicho cúmulos son considerados en esta sección. Además, se consideran sólo aquellos púlsares que se encuentran en la región central del cúmulo ($r \lesssim 3 r_0$), allí donde los perfiles de densidad presentan diferencias entre los casos con y sin IMBH, pues contrastar el modelo desarrollado es el objetivo último de este análisis.

La variación del período observada \dot{P} es la suma de la variación intrínseca \dot{P}_{int} (*spin-down*) y el efecto de la aceleración a lo largo de la línea de la visual, a_l . Esta suma será negativa si una aceleración a_l negativa no es superada por una contribución \dot{P}_{int} positiva (ver Fig. 5.2.2).

La aceleración a lo largo de la línea de la visual se compone de una aceleración centrífuga (a_s), la diferencia entre la aceleración Galáctica a lo largo de la visual entre cierto objeto y el baricentro del sistema solar (a_G) y, finalmente, la aceleración debida al campo gravitacional

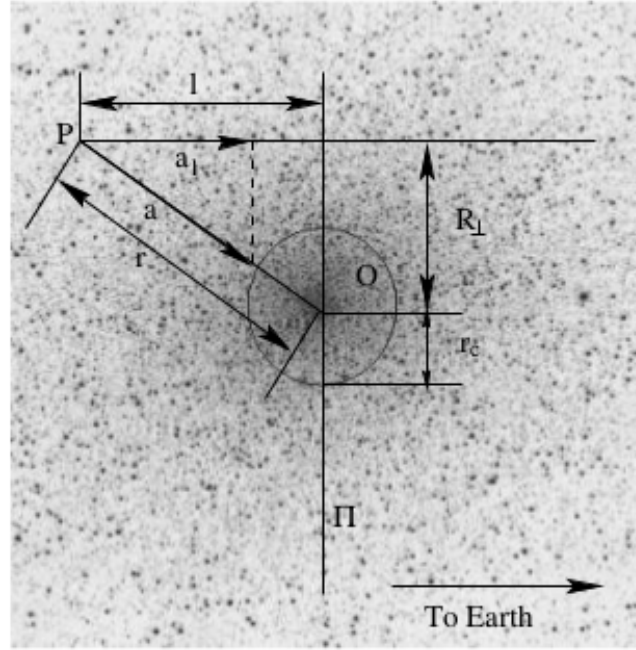


Figura 5.2.2: Parámetros geométricos del modelo. π es un plano perpendicular a la línea de la visual que pasa a través del centro del cúmulo, en el punto o , con radio del núcleo r_c . Para un púlsar en P , R_{\perp} es la distancia a la Tierra proyectada y a es la aceleración del púlsar hacia la Tierra. La componente en la línea de la visual de la aceleración a_l es la única detectable desde la Tierra (tomado de Freire et al., 2003).

del cúmulo globular (a_c),

$$(\dot{P}/P)_{\text{obs}} = \frac{a_s}{c} + \frac{a_G}{c} + \frac{a_c}{c} + \langle (\dot{P}/P)_{\text{int}} \rangle, \quad (5.22)$$

donde P es el período del púlsar. a_s está dada por (Shkloskii, 1970)

$$\frac{a_s}{c} = \frac{\mu^2 D}{c}, \quad (5.23)$$

donde D es la distancia al cúmulo, c es la velocidad de la luz y μ es el movimiento propio.

La aceleración a_G es función de la posición del cúmulo. Para estimar este valor se utiliza el modelo de Paczynsky (1990) que describe el potencial gravitatorio Galáctico como la suma de tres componentes

$$\phi_1(R, z) = \frac{G M_1}{\{R^2 + [a_1 + (z^2 + b_1^2)^{1/2}]^2\}^{1/2}}, \quad (5.24)$$

$$\phi_2(R, z) = \frac{G M_2}{\{R^2 + [a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2}]^2\}^{1/2}}, \quad (5.25)$$

$$\phi_3(r) = -\frac{G M_c}{r_c} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right) + \frac{r}{r_c} \arctan \left(\frac{r}{r_c} \right) \right], \quad (5.26)$$

donde las componentes 1, 2 y 3 corresponden al bulbo, disco y halo de la Galaxia, respectivamente, y R y r son las coordenadas galactocéntricas cilíndrica y esférica, respectivamente.

Las contribuciones de a_s y a_G a la variación observada pueden estimarse para cada cúmulo, de modo que $(\dot{P}/P)_{\text{obs}}$ indica el valor medido de (\dot{P}/P) menos esas contribuciones y a_l se refiere únicamente a a_c . Ésta es la contribución más interesante desde el punto de vista de esta Tesis. Cabe aclarar que aquellos púlsares ubicados en la mitad lejana del cúmulo experimentarán una aceleración en dirección hacia la Tierra (negativa), que en general supera la variación intrínseca, resultando en un valor negativo de la variación observada del período.

El objetivo de esta sección es conseguir una estimación aproximada de la variación intrínseca del período de cada púlsar, a partir del cálculo de la aceleración obtenida de modelos dinámicos estacionarios desarrollados por otros autores (King, 1966, Miocchi, 2007, por ejemplo). Así, se puede investigar la compatibilidad de las observaciones con la presencia de un IMBH en el centro del cúmulo en cuestión. Además, tal estimación es luego comparada con el valor predicho teóricamente. En particular, existe una relación entre el *spin-down* del púlsar y la edad

τ del cúmulo que lo alberga dada por (Lynch et al., 2011)

$$(\dot{P}/P)_{\text{int}} = P/(2 \tau). \quad (5.27)$$

Además, la determinación de $(\dot{P}/P)_{\text{int}}$ permite hallar, usando los mismos modelos, la posición del MSP sobre la línea de la visual que servirá para investigar la densidad del medio interestelar. El potencial gravitatorio del cúmulo con un IMBH en su centro es obtenido, como en Capítulos anteriores, del modelo desarrollado por Miocchi (2007). En el caso que se desee estudiar la aceleración de un púlsar en el caso de un cúmulo *sin* IMBH, se utiliza el modelo tradicional de King (1966) para la distribución estelar. Ambos modelos permiten obtener una aceleración radial $a(r)$ a partir de la cual, se estima la correspondiente componente normal a_l a partir de

$$a_l = a \cos \theta = a_r \cos(\arcsen(R_T/r)), \quad (5.28)$$

donde R_T es una magnitud medida para cada MSP.

En la figura 5.2.3 se muestran curvas típicas de $a_l(r)$ para el cúmulo M 15, suponiendo un IMBH de $M_{\text{BH}} = 1000 M_{\odot}$ en el centro del mismo. Dado que para cada una de estas curvas la distancia transversal R_T está fija, cada valor de r corresponde a un valor de la coordenada z diferente del MSP. Puede observarse que la curva alcanza un valor extremo; éste será un máximo o un mínimo dependiendo del signo de la posición z , todavía desconocida. Este valor puede ser utilizado para estimar el rango de valores de la variación intrínseca $(\dot{P}/P)_{\text{int}}$, pues

$$(\dot{P}/P)_{\text{int}}^{\text{max}} = (\dot{P}/P)_{\text{obs}} - \frac{a_{\text{min}}}{c} \quad (5.29)$$

y

$$(\dot{P}/P)_{\text{int}}^{\text{min}} = (\dot{P}/P)_{\text{obs}} - \frac{a_{\text{max}}}{c}, \quad (5.30)$$

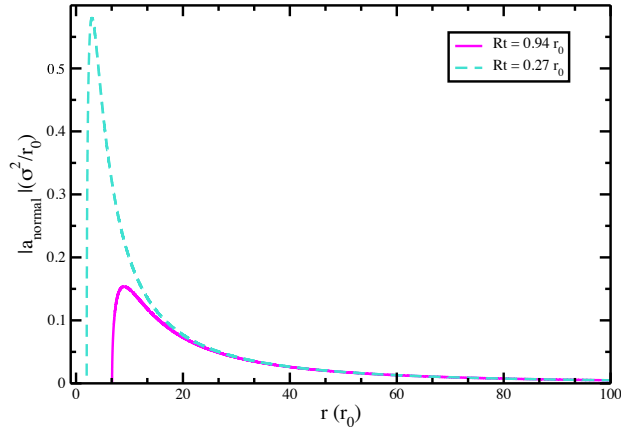


Figura 5.2.3: Módulo de la aceleración normal en función de la distancia al plano del cielo para el cúmulo M 15 en la posición transversal de dos de sus púlsares. Se supone un IMBH de $1000 M_{\odot}$ en su centro. Se observa la presencia de un extremo en todos los casos.

con $(\dot{P}/P)_{\text{int}}^{\text{min}} < (\dot{P}/P)_{\text{int}} < (\dot{P}/P)_{\text{int}}^{\text{max}}$. En las figuras 5.2.4 y 5.2.5 se comparan entonces los rangos de valores obtenidos con modelos para la distribución que incluyen un IMBH en su centro (Miocchi, 2007) con aquellos obtenidos con modelos *sin* IMBH (King, 1966). Se observa que para los cúmulos globulares de la figura 5.2.5 (M 62, NGC 6752 y M 15) es necesario invocar la presencia de un IMBH para poder explicar las variaciones del período observadas. Caso contrario, las aceleraciones no son suficientes para explicar las variaciones observadas y la variación intrínseca resultaría negativa. Además, los intervalos de $(\dot{P}/P)_{\text{int}}$ estimados para la mayoría de los púlsares están en acuerdo con el valor estimado según el modelo de Lynch et al. (2011), suponiendo edades promedio para los cúmulos tomadas de Santos & Piatti (2004). Los resultados se detallan en la tabla 5.2.1. Sin embargo, existen algunos púlsares a los que no se les puede asignar dicho valor promedio. Estos podrían ser púlsares más jóvenes cuyas edades difieren de la edad

Cúmulo	$\langle \dot{P}/P \rangle_{int} (s^{-1})$
47 Tuc	$1,4 \times 10^{-18}$
M 62	$1,43 \times 10^{-18}$
NGC 6440	$1,66 \times 10^{-18}$
NGC 6441	$1,47 \times 10^{-18}$
NGC 6517	$1,33 \times 10^{-18}$
NGC 6752	$1,41 \times 10^{-18}$
M 15	$1,29 \times 10^{-18}$

Cuadro 5.2.1: $\langle \dot{P}/P \rangle_{int}$ para cada cúmulo según el modelo de Lynch et al. (2011). Los valores se encuentran dentro de los rangos estimados a partir de los modelos de King (1966) o Miocchi (2007), según sea o no necesario considerar un IMBH en el centro del cúmulo.

del cúmulo. Solo aquellos púlsares cuyas edades son consistentes con la edad del cúmulo son considerados en lo que sigue.

5.2.2. ESTIMACIÓN DE DM

En el presente existen, como se dijo previamente, diversos trabajos en los que los autores obtienen las soluciones temporales de los MSPs en algunos cúmulos globulares. En ellos, también estiman la medida de dispersión (DM; de su nombre en inglés *dispersion measure*) para cada púlsar que no es más que la integral de la columna de densidad de electrones a lo largo de la línea de la visual, desde la Tierra hasta el púlsar. Si se supone una distribución de gas en el cúmulo, la DM puede ser el observable a ajustar que determine la plausibilidad de la distribución supuesta. Freire et al. (2003) supusieron un perfil de densidad constante en 47 Tuc. Sin embargo, sus resultados se encuentran principalmente determinados por los púlsares que se encuentran fuera del radio del núcleo, perdiendo la información proporcionada por aquellos que se encuentran dentro de él que es donde los modelos predicen

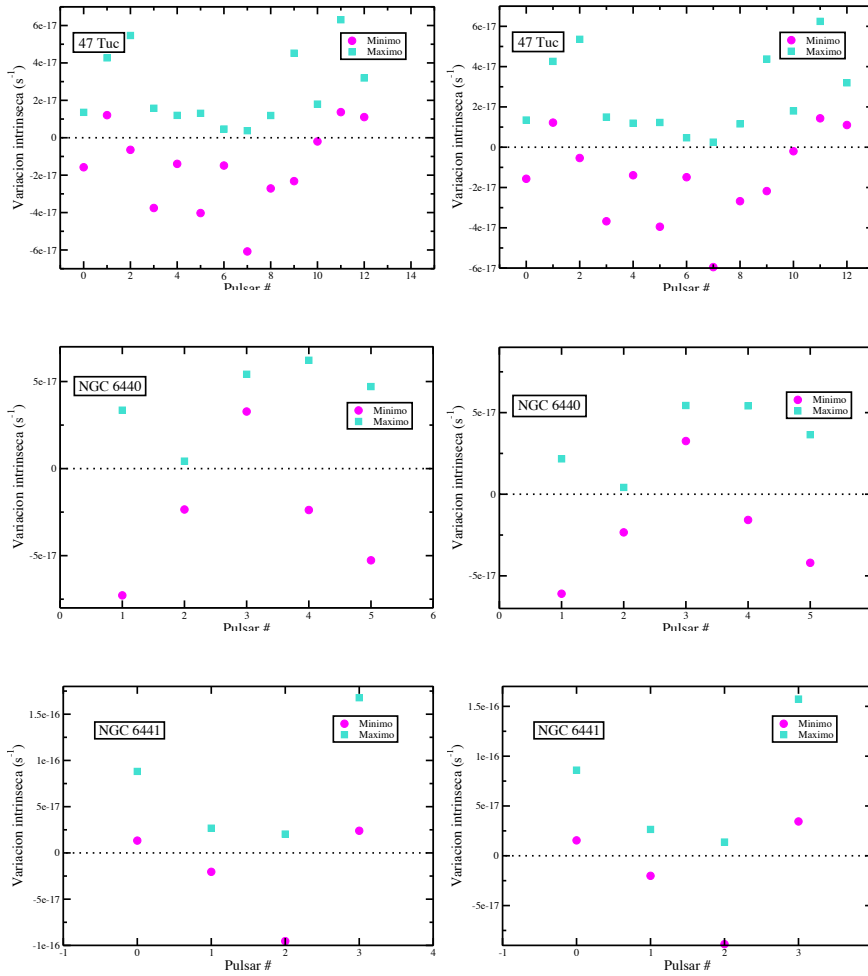


Figura 5.2.4: Estimación del rango de $(\dot{P}/P)_{int}$ de los MSPs en aquellos cúmulos donde tanto los modelos *sin* IMBH (izquierda) como los que *sí* contienen al IMBH (derecha) reproducen las aceleraciones máximas necesarias alcanzan para explicar las observaciones de \dot{P}/P .

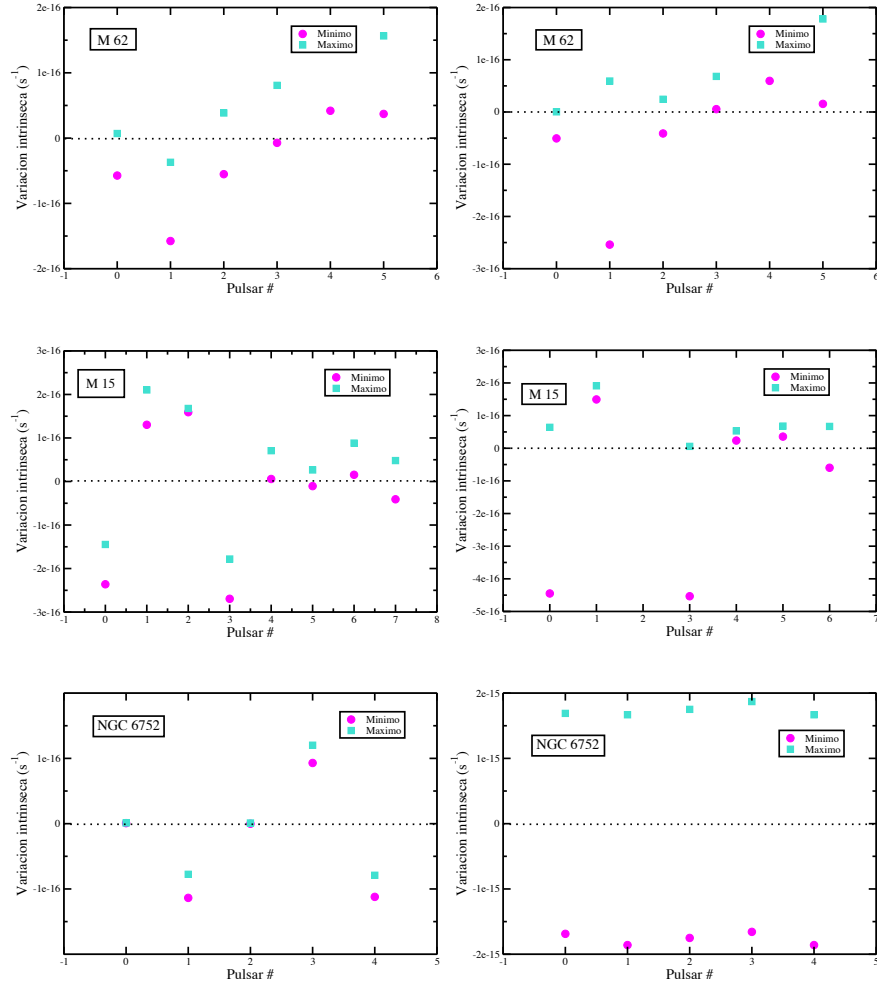


Figura 5.2.5: Estimación del rango de $(\dot{P}/P)_{int}$ de los MSPs en aquellos cúmulos donde solo el modelo con IMBH (derecha) reproduce las aceleraciones máximas necesarias para explicar las observaciones de \dot{P}/P . El modelo sin IMBH (izquierda) requiere $(\dot{P}/P)_{int} < 0$ para algunos MSPs.

las diferencias según la presencia o no de un IMBH. En esta sección se presenta un modelo que incluye tal información y cuyo objetivo es reproducir las observaciones de la medida de dispersión DM de los púlsares de distintos cúmulos globulares a partir de los perfiles de densidad modelados en el capítulo 4. Se investiga, entonces, sobre la factibilidad de perfiles de densidad que varían radialmente.

Según lo expuesto en la sección previa, si se supone un valor promedio para la variación intrínseca del período de un púlsar¹⁰, se puede obtener, a partir de un modelo dinámico estacionario para la distribución estelar, la distancia del púlsar al plano del cielo. En esta sección se adoptan los valores promedio de la variación intrínseca presentados en la tabla 5.2.1.

Una vez obtenida la distancia z al plano del cielo que pasa por el centro del cúmulo, a lo largo de la línea de la visual para cada púlsar, y dado los perfiles de densidad obtenidos de los modelos hidrodinámicos presentados en el Capítulo 4, es posible integrar la función $\rho(r)$ hasta la posición z de cada púlsar y, asumiendo un valor para la medida de dispersión que ocurre fuera del cúmulo DM_{cum} , obtener un valor estimado para la DM de cada púlsar, según

$$DM = DM_{cum} + \int_{z_{min}}^{z_{max}} n_e(r(z')) dz'. \quad (5.31)$$

De esta manera, los parámetros del modelo (α , DM_{cum} y $(\dot{P}/P)_{int}$)¹¹ se determinan minimizando

$$\chi^2 = \sum_1^{N_P} \frac{(DM_{obs} - DM)^2}{\Delta DM^2}, \quad (5.32)$$

¹⁰Freire et al. (2001) mostraron que considerar una distribución de $(\dot{P}/P)_{int}$ para cada púlsar, no cambia significativamente los resultados.

¹¹Recordar que es necesario el valor de α para recuperar la densidad.

donde P es la cantidad de púlsares en el cúmulo, DM_{obs} es la medida de dispersión observada y ΔDM su error asociado. Dado que los tres parámetros libres poseen estimaciones observacionales, el valor de χ^2 es calculado para una grilla de valores de los parámetros, cuyos rangos se encuentran centrados en las estimaciones existentes.

En primer lugar se analizan los ajustes para aquellos cúmulos donde tanto las aceleraciones generadas por los modelos de King (1966) como los de Miocchi (2007) resultan suficientes para explicar las observaciones de la variación del período. Ya que 2 de los 4 púlsares de NGC 6441 requieren de edades diferentes a la edad promedio, este cúmulo es descartado en el análisis que sigue debido a la falta de 3 o más pulsares dentro del radio del núcleo. El ajuste correspondiente a NGC 6440 se muestra en la figura 5.2.6. NGC 6440 resulta un caso particular pues el perfil de la medida de dispersión crece con la distancia transversal al centro del cúmulo. Si se supone que no existe una correlación directa entre la posición transversal R_T y la distancia al plano del cielo z para los púlsares¹², esto implica un perfil de densidad creciente hacia afuera del cúmulo. Cabe recordar que mientras que los perfiles de densidad sin IMBH presentan un perfil plano en la región central, aquellos que incluyen al IMBH presentan un perfil decreciente con la distancia al centro del cúmulo. De esta manera, los perfiles de densidad obtenidos en el capítulo 4 no resultan adecuados para reproducir las observaciones de DM en NGC 6440. Por esta razón, el ajuste arroja como mejor valor al promedio de las DMs observadas y no permite sacar conclusiones sobre la presencia de un agujero negro en el centro de este cúmulo. Tal es el caso, también de 47 Tuc. En la figura 5.2.7 se muestran las observaciones de la DM para los púlsares que se encuentran dentro del radio nuclear del cúmulo. .

¹²Esto fue comprobado para las posiciones z obtenidas del análisis de la dinámica del cúmulo.

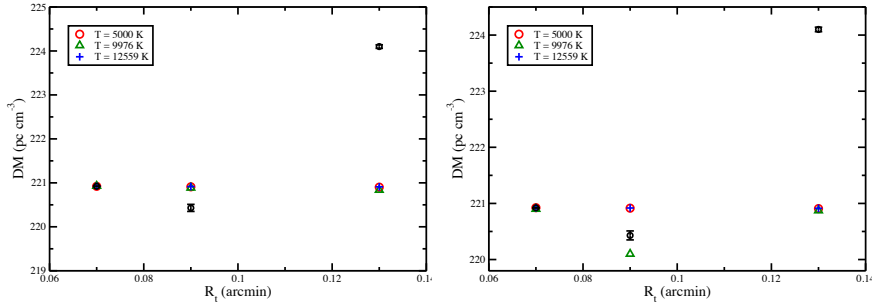


Figura 5.2.6: DM observado (círculos negros) y modelado (círculos, triángulos y cruces) para el cúmulo NGC 6440 *sin* IMBH (izquierda) y con un IMBH de $100 M_{\odot}$ (derecha). Se observa que el modelo desarrollado en el capítulo 4 no reproduce adecuadamente las observaciones (círculos) de DM en este cúmulo. Este perfil de DM implica, suponiendo que no existe correlación entre las posiciones R_t y z de un dado púlsar, un perfil de densidad creciente hacia afuera.

En las figuras 5.2.8, 5.2.9 y 5.2.10 se muestran los ajustes obtenidos para los cúmulos que dinámicamente sí requieren de un IMBH en su centro para explicar las observaciones de las variaciones del período (M 62, M 15 y NGC 6752). M 62, al igual que NGC 6440 en el párrafo anterior, posee un perfil de DM creciente con la distancia transversal del púlsar. Entonces, no es posible a partir de este método sacar conclusiones sobre la presencia y tamaño de un posible IMBH. A diferencia de M 62, M 15 y NGC 6752 poseen perfiles de la DM decrecientes con la distancia transversal del púlsar al centro del cúmulo. En ambos casos, no sólo el modelo permite ajustar las observaciones sino que, además, se observa cierta dependencia con la masa. En el caso de NGC 6752 se exploran los resultados obtenidos para dos valores distintos de la masa del

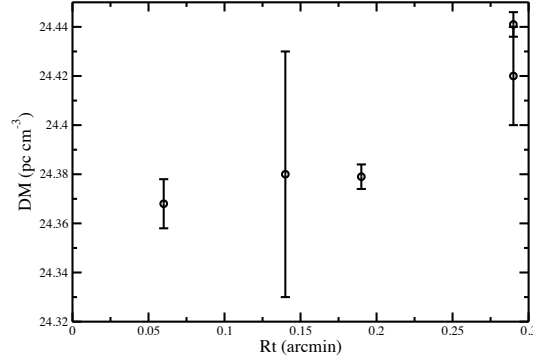


Figura 5.2.7: DM observado para el cúmulo 47 Tuc. Igual que el caso de NGC 6440, los modelos no permiten ajustar perfiles de DM crecientes hacia afuera.

IMBH (100 y $1000 M_{\odot}$)¹³. Se encuentra que, para masas más altas, los datos observacionales requieren de temperaturas más bajas, escenario en el cual, según lo discutido en el capítulo 4, la acreción es mayor y la emisión por acreción sería fácilmente detectable. Contrariamente, para masas más bajas ($M_{BH} \lesssim 100 M_{\odot}$), los datos observacionales pueden ser ajustados aún para temperaturas altas. Dada la falta de detección de fuentes X en el centro de NGC 6752, esto permite poner una cota a la masa de un hipotético IMBH en el centro de este cúmulo. Contrariamente, en el caso de M 15, un valor intermedio de la masa ($M \sim 6000 M_{\odot}$) es compatible con las temperaturas más altas, i.e., un estado de acreción baja. Para este cúmulo se exploran los 3 valores más altos en el rango de masas del IMBH disponibles (3981 , 6309 y $10000 M_{\odot}$). Esta estimación de la masa es mayor a aquellas citadas al comienzo del capítulo. Vale aclarar que en todos los casos, el valor estimado de α se encuentra en el rango $[10^{-14} - 8 \times 10^{-12}] \text{yr}^{-1}$, en acuerdo con las estimaciones observacionales de este parámetro.

¹³Para masas del IMBH mayores a $1000 M_{\odot}$ el modelo de [Miocchi \(2007\)](#) presenta inestabilidades y no representa adecuadamente la distribución estelar del cúmulo.

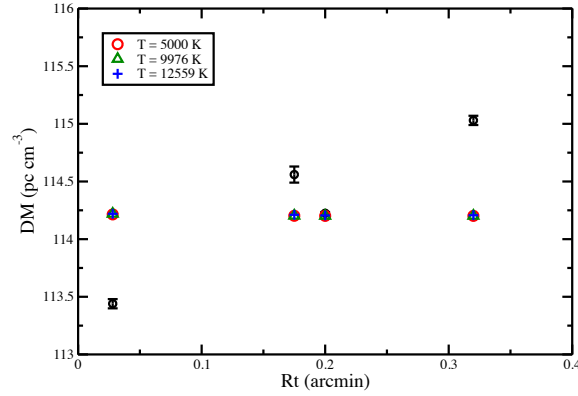


Figura 5.2.8: DM observado (círculos negros) y modelado (círculos, triángulos y cruces) para el cúmulo M 62 suponiendo un IMBH de $2511 M_{\odot}$. Se observa que el modelo desarrollado en el capítulo 4 no reproduce adecuadamente las observaciones de DM que presentan un perfil creciente hacia afuera. Este perfil de DM implica, suponiendo que no existe correlación entre las posiciones R_t y z de un dado púlsar, un perfil de densidad creciente hacia afuera.

En esta sección se presentó un método que permite investigar la plausibilidad de los perfiles de densidad obtenidos a partir de los modelos desarrollados en el capítulo 4. A partir de consideraciones dinámicas sobre la distribución estelar del cúmulo y las observaciones disponibles para los MSPs, se encontró que algunos de estos cúmulos *requieren* de un IMBH en su centro para explicar tales observaciones. Además, se ha mostrado que los perfiles de densidad del capítulo 4 ajustan adecuadamente las observaciones en algunos de estos cúmulos e, incluso, permiten realizar estimaciones¹⁴ de la masa del hipotético agujero negro. Vale aclarar que el método presentado puede ser utilizado con

¹⁴En órdenes de magnitud.

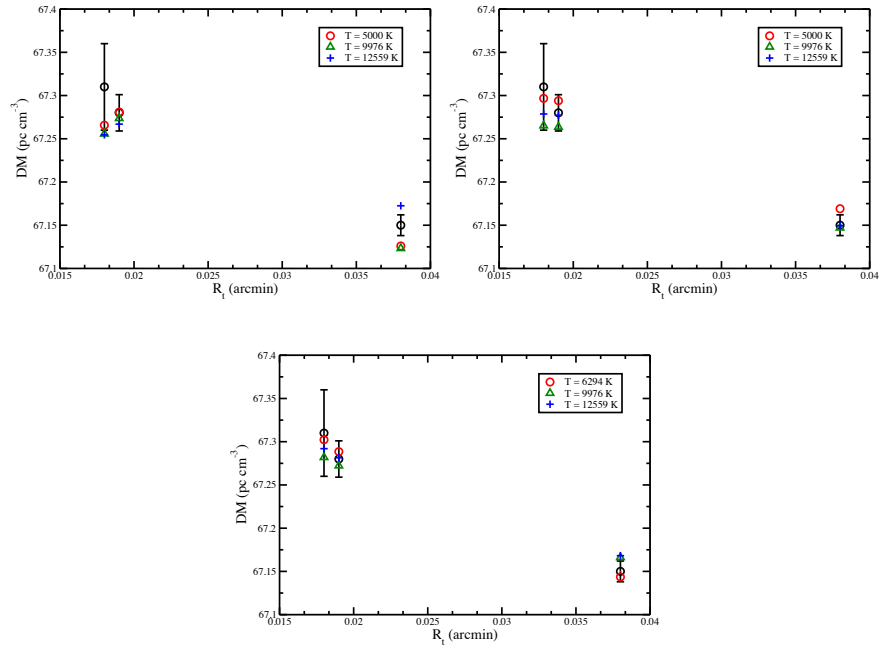


Figura 5.2.9: DM observado (círculos negros) y modelado (círculos, triángulos y cruces) para el cúmulo M 15 suponiendo un IMBH de $3981 M_\odot$, $6309 M_\odot$ y $10000 M_\odot$, respectivamente. Se observa que el modelo desarrollado en el capítulo 4 reproduce adecuadamente las observaciones de DM en este cúmulo. Se observa cierta preferencia por las masas más altas ($M \gtrsim 6000 M_\odot$).

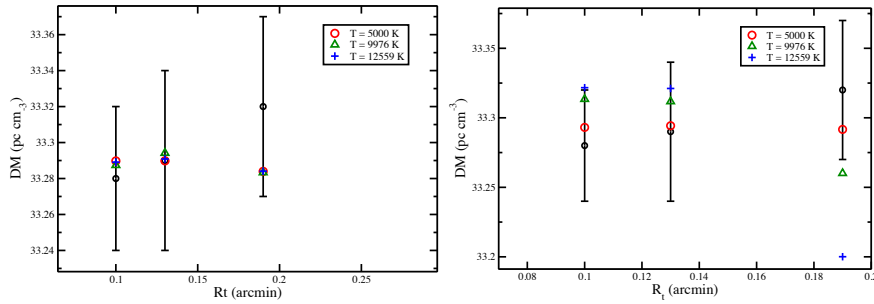


Figura 5.2.10: DM observado (círculos negros) y modelado (círculos, triángulos y cruces) para el cúmulo NGC 6752 suponiendo un IMBH de $100 M_{\odot}$ y $1000 M_{\odot}$, respectivamente. Se observa que el modelo desarrollado en el capítulo 4 reproduce adecuadamente las observaciones de DM en este cúmulo. Además, el ajuste sugiere masas bajas ($M_{BH} \lesssim 100 M_{\odot}$) según lo discutido en el texto.

cualquier perfil de densidad y se ha demostrado que resulta útil para definir la bondad de tal perfil de densidad.

6

Conclusiones

*I almost wish I hadn't gone down the rabbit-hole
- and yet - and yet -
it's rather curious, you know, this sort of life!*

Alice in Wonderland

En la última década hubo un gran crecimiento de la cantidad de trabajos observacionales que buscan agujeros negros de masa intermedia, en particular en cúmulos globulares. Al día de hoy, al menos 27 cúmulos cuentan con estimaciones observacionales de la masa de un hipotético IMBH e, incluso, en algunos de ellos, se han complementado búsquedas de fuentes X o de radio con estudios de la cinemática central de sus estrellas. Tal volumen de información requiere del desarrollo de modelos que expliquen la emisión observada, aún cuando ésta sugiera *a priori*

que no existe un IMBH en el centro del cúmulo. Ésta ha sido la principal motivación de esta Tesis.

En este trabajo he desarrollado modelos hidrodinámicos que describen la acreción del medio interestelar de un cúmulo globular por parte de un IMBH. He considerado tanto la acreción de materia bariónica, como de materia y energía oscura. En ambos casos, el propósito principal fue obtener una extensión de los modelos actuales que estiman la tasa de acreción (Babichev et al., 2004, Bondi & Hoyle, 1944, respectivamente), a partir de proponer hipótesis que describan más adecuadamente la física del problema. Los modelos desarrollados contienen cierta cantidad de parámetros que determinan las condiciones físicas del problema. Para dichos parámetros se tomaron, cuando fue posible, estimaciones inferidas de las observaciones, de lo contrario, se exploraron rangos de valores consistentes con lo esperado para el escenario astrofísico de interés.

Los modelos fueron desarrollados en orden creciente de complejidad. En primer lugar, se investigó la acreción de materia y energía oscura. En este caso, y desde un formalismo relativista, se incluyó en el modelo el potencial gravitatorio de las estrellas del cúmulo. A continuación se resumen los resultados obtenidos a partir de dicha modificación (Pepe, Pellizza & Romero, 2012):

1. La tasa de acreción de un fluido relativista depende cuadráticamente de la masa contenida dentro de un determinado radio crítico, a diferencia de lo establecido por el modelo de Babichev et al. (2004), según el cual sólo depende de la masa del agujero negro. Este radio crítico depende a su vez del parámetro de la ecuación de estado del fluido, y puede ser mucho mayor al radio de influencia del IMBH si este parámetro es mucho menor a la unidad. En consecuencia, la tasa de acreción para este caso

depende de la masa total del cúmulo.

2. La acreción de radiación cósmica de fondo y de energía oscura no genera cambios significativos en la masa del agujero negro acrecante durante toda su evolución, si éste es un IMBH. En el caso de la energía oscura, la tasa de acreción puede resultar negativa, en concordancia con el resultado de Babichev et al. (2004).
3. El valor de la tasa de acreción de materia oscura crece abruptamente si el parámetro de su ecuación de estado es $\omega \lesssim 10^{-9}$, de modo que la masa acretada por el IMBH es órdenes de magnitud mayor que los límites superiores obtenidos observacionalmente para estos objetos. Esto pone una cota al valor del parámetro de estado, sugiriendo que, si los IMBHs existen en el centro de los cúmulos globulares, la materia oscura es colisional. Este resultado es consistente con lo hallado por Guzmán & Lora-Clavijo (2011) investigando SMBHs, y es relevante pues la mayoría de los trabajos que suponen que la materia es no colisional.
4. Al utilizar el mismo modelo para estudiar la acreción de materia oscura sobre un agujero negro de masa estelar, que tiene la ventaja de que su existencia no está en duda y su masa está bien determinada, se encontró que la masa del mismo no cambia de manera significativa debido a la acreción de este fluido, independientemente del valor de ω . Esto refuerza la necesidad de determinar la presencia de los IMBHs en cúmulos globulares para concluir sobre las propiedades de la materia oscura.

He desarrollado un modelo similar para estudiar la acreción del gas interestelar de los cúmulos globulares. En este modelo no solo incluí el potencial gravitatorio de las estrellas, sino también la constante inyección de materia debida a los vientos de las estrellas más evolucionadas. En primer lugar, la energía del gas fue descrita de una manera sencilla

pero efectiva, suponiendo como hipótesis que la temperatura del mismo es constante. Esta descripción termodinámica puede ser asociada a un caso de enfriamiento eficiente del gas. Luego, se eligió el extremo termodinámico opuesto: el gas evoluciona cuasi-adiabáticamente y no intercambia calor con su entorno, excepto porque el material depositado por las estrellas sí inyecta energía al medio. En ambos casos, se consideraron distintas condiciones de contorno que dan lugar a distintos tipos de soluciones en la región externa del cúmulo, llamadas de vientos o brisas. Los principales resultados de estos modelos pueden ser resumidos como sigue (Pepe & Pellizza, 2013):

1. Los modelos que investigan la acreción de materia bariónica indican un cambio cualitativo respecto de los resultados de Bondi & Hoyle (1944): existe un radio de estancamiento en el cual la velocidad se anula y separa una región interna donde se desarrolla un flujo de acreción, de una externa donde el material es expulsado fuera del cúmulo en forma de brisa o viento.
2. Las soluciones de viento del modelo isotérmico pueden serpararse en dos regímenes: un régimen de tasa de acreción baja (TAB) en el que el radio de estancamiento se encuentra en las regiones centrales del cúmulo, y un régimen de tasa de acreción alta (TAA), en el que el radio de estancamiento se encuentra en las regiones más externas del mismo. La separación entre ambos regímenes está dada por la relación entre la energía del gas y la profundidad del pozo de potencial del cúmulo.
3. En el régimen TAA la tasa de acreción depende de la masa del cúmulo y no de la del IMBH. A partir de las soluciones para este régimen, los modelos predicen valores de la tasa de acreción que conllevan una luminosidad¹ del orden de las de las ULXs. Este

¹Suponiendo una relación proporcional entre la tasa de acreción y la luminosidad.

resultado es notable pues si bien se ha propuesto la asociación ULXs – IMBHs (Feng & Soria, 2011), el mecanismo que provee la tasa de acreción necesaria para generar su luminosidad no había sido descrito hasta el momento.

4. Las luminosidades estimadas a partir de las soluciones del régimen TAB se encuentran aún por encima de los límites observacionales. Sin embargo, si se consideran modelos más complejos para la eficiencia radiativa (ADAFs, JDAFs, etc.), las predicciones sobre la luminosidad resultan compatibles con las cotas observacionales actuales. Por lo tanto es posible que la no detección de la emisión X en el centro de los cúmulos globulares, se deba a que la temperatura del gas los sitúa en este régimen de acreción. Un punto interesante es que en este caso la tasa de acreción escala con la masa del IMBH igual que en el modelo de Bondi & Hoyle (1944). Esto permitiría desarrollar un método para la estimación de las masas de los IMBHs.
5. Las soluciones de brisas del modelo isotérmico son consistentes con radios de estancamiento pequeños, $r_{\text{est}} \lesssim r_0$, a partir de las cuales se estiman luminosidades similares a los límites actuales observados. En algunos casos, incluso, la predicción es menor a las cotas superiores, lo que explicaría la dificultad para detectar la acreción sobre un IMBH. Además, suponiendo valores razonables de los parámetros del modelo, es posible reproducir la luminosidad X observada en NGC 6388. Esto hace más robusta la conclusión anterior.
6. Los modelos que suponen la existencia de un IMBH en el centro del cúmulo, predicen perfiles de densidad con pendientes empinadas en el centro, contrariamente al caso en el que no hay un IMBH. Esto da, en caso de poder medirse la variación radial de

densidad, una forma de determinar la existencia o no, del agujero negro (Pepe & Pellizza, 2009).

7. En el caso de las brisas, la velocidad máxima de las mismas es sensible a la masa del IMBH. Sin embargo, actualmente no existe forma de medir esta velocidad por lo que no se espera que este efecto pueda ser aplicado a la determinación de la masa de los IMBHs en el futuro cercano.
8. Los modelos cuasi-adiabáticos no resultan apropiados para describir el flujo de acreción sobre un IMBH. Para que exista la acreción, se requiere de una inyección de energía excesivamente bajas para el escenario astrofísico en cuestión. Esto sugiere, junto con los resultados anteriores, la necesidad de incluir en el futuro una descripción más realista del enfriamiento del gas, que sea particularmente efectiva en las regiones centrales del cúmulo.

No obstante, es necesario mencionar que el modelado del flujo no se encuentra, en absoluto, libre de limitaciones. Un primer punto, mencionado arriba, es el relacionado a la función de enfriamiento. Por otro lado, en esta Tesis se investigan flujos estacionarios, lo que implica una constante caída de material sobre el IMBH. Sin embargo, la acreción podría estar dominada por efectos transitorios (*flares*) debidos a los pasajes cercanos de las estrellas cuyas órbitas son más próximas al IMBH. Finalmente, también es posible que haya efectos debido al momento angular del flujo, produciendo una acreción no esférica.

Partiendo del resultado 6, se realizaron dos aplicaciones del modelo isotérmico con el fin de investigar observables que permitan contrastar sus predicciones. Por un lado, se desarrolló un método para confeccionar mapas del exceso de color debido a la absorción por el polvo que acompaña el gas interestelar. Por otro, se ajustan las predicciones

de la densidad del gas a las observaciones de la medida de dispersión de púlsares de milisegundo. Ambos métodos pueden ser utilizados con los perfiles de densidad que surjan de futuros modelos. Los principales resultados se resumen a continuación:

1. Los valores máximos del exceso de color $E(B - V)$ se encuentran varios órdenes de magnitud por encima del valor observado, si no se considera un IMBH en el centro del cúmulo, excepto para temperaturas muy altas. Esto es consecuencia del valor de la densidad en este escenario.
2. Al considerar al IMBH, los valores máximos del exceso de color se encuentran muy por debajo de la sensibilidad de las técnicas actuales. Esto impide, por el momento, una estricta comparación con los mapas observacionales de [Alonso-García et al. \(2012\)](#). Sin embargo, la existencia en estos mapas de estructuras con reminiscencias de simetría esférica sugiere la presencia de flujos globales en los cúmulos (Pepe & Pellizza, en prep.).
3. Se encontró que la pendiente de los perfiles y el exceso de color central correlacionan con la masa del IMBH, aunque la imposibilidad de medirlos hace que constituyan apenas un resultado teórico.
4. A partir de consideraciones estrictamente dinámicas, y analizando observaciones en el cambio del período de sus púlsares, fue posible discriminar cuáles cúmulos con MSPs son candidatos a albergar un IMBH. Algunos de estos cúmulos presentan una medida de dispersión creciente hacia afuera, que no puede ser reproducida por los modelos, ya que en todos ellos la densidad decrece hacia afuera.
5. Sin embargo, se obtienen buenos ajustes en aquellos que presentan un perfil decreciente de la medida de dispersión. Esto sugiere la

existencia de flujos de acreción globales con perfiles de densidad que varían radialmente con la distancia al centro (Pepe & Pellizza, en prep.). Asimismo, se observa cierta preferencia del ajuste por aquellos modelos para temperaturas más altas, para las que el sistema se encuentra en un régimen de tasa de acreción baja. Esto es consistente con las bajas luminosidades reportadas en la literatura. En este caso he podido, también, obtener estimaciones para las masas de los IMBHs de algunos cúmulos, lo que muestra que el método es aplicable a las observaciones actuales.

Si bien, al día de hoy, existen numerosas observaciones realizadas en la búsqueda de agujeros negros de masa intermedia, muchas de ellas han arrojado resultados contradictorios, aún para un mismo cúmulo. Si bien aún no puede confirmarse ni descartarse la presencia de los IMBHs en ningún caso individual, los modelos desarrollados en esta Tesis han contribuido a la interpretación de dichas observaciones, incluyendo los procesos físicos más relevantes. Como todo modelo, aún tiene limitaciones asociadas a las hipótesis y simplificaciones usadas para describir el fenómeno e integrar las ecuaciones. En el futuro, planeo introducir mejoras en estos aspectos. Además, espero que la obtención de nuevas observaciones por parte de otros autores permita realizar una contrastación más precisa de los modelos para finalmente determinar la existencia de estos elusivos agujeros negros.

Bibliografía

- Alonso-García, J., Mateo, M., Sen, B., Banerjee, M., Catelan, M., Minniti, D. & von Braun, K., 2012, *AJ*, 143, 70
- Alpar M. A., Cheng A. F., Ruderman M. A., & Shaham, J. 1982, *Nature*, 300, 728
- Alpher, R. A. & Herman, R. C. 1948, *Nature* 162, 774.
- Amaro-Seoane P., Freitag M., Spurzem R., 2004, *MNRAS*, 352, 655
- Angelini, L., et al., 2001, *ApJ*, 557, 35
- Babichev E., Dokuchaev V. & Eroshenko Yu., 2004, *PhRvL*, 93, 21102
- Backer D. C., Kulkarni S. R., Heiles C., Davis M. M. & Goss, W. M., 1982, *Nature*, 300, 615
- Bahcall J.N., Wolf R.A, 1976, *ApJ*, 209, 214
- Battaner E., 1995, “Astrophysical Fluid Dynamics”, Cambridge Univ. Press.
- Barmby P., et al., 2009, *AJ*, 137, 207
- Barth, A. J., Ho, L. C., Rutledge, R. E., & Sargent, W. L. W. 2004, *ApJ*, 607, 90
- Bash F. N., Gebhardt K., Goss W. M. & Vanden Bout, P. A., 2008, *AJ*, 135, 182
- Baumgardt H., Makino J. & Ebisuzaki T., 2004, *ApJ*, 613, 1133
- Baumgardt H., Makino J. & Ebisuzaki T., 2004, *ApJ*, 613, 1143

- Baumgardt, H., Makino, J., & Hut, P., 2005, *ApJ*, 620, 238
- Binney J. & Tremaine S., 1987, “Galactic dynamics”, Princeton University Press
- Binney J. & Tremaine S., 1998, “Galactic astronomy”, Princeton University Press
- Bondi, H. & Hoyle, F., 1944, *MNRAS*, 104, 273
- Boyer M. L., et al., 2006, *AJ*, 132, 1415
- Boyer M. L., et al., 2008, *AJ*, 135, 1395
- Bozzo E., Ferrigno C., Stevens, J., et al., 2011, *A&A*, 535, L1
- Caloi, V. , & D’Antona, F. 2008, *ApJ* , 673, 847
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C. & Mathis, J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Cohen N. L & Malcan M. A., 1979, *AJ*, 84, 74
- Cohn H., Kulsrud R.M., 1978, *ApJ*, 226, 1087
- Cole S., Percival W. J., Peacock J. A., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 505
- Copeland E. J., Sami M., Tsujikawa S., 2006, *International Journal of Modern Physics D*, 15, 1753
- Cseh D., Kaaret P., Corbel S., Kording E., Coriat M., Tzioumis A., Lanzoni B., 2010, *MNRAS*, 406, 1049C
- De Rijcke S., Buyle P. & Dejonghe H., 2006, *MNRAS*, 368, L43
- Dupree A. K., Hartmann L., Smith G. H, et al., 1994, *ApJ*, 421, 542
- Ebisuzaki T., et al., 2001, *ApJ*, 562, L19
- Einasto J., 2009, arXiv:0901.0632
- Evans A., et al., 2003, *A&A*, 408, L9
- Fabbiano, G., 2006, *ARA&A*, 44, 323
- Faulkner D. J. & Freeman K. C., 1977, *ApJ*, 211, 77

- Fender R.P., Gallo E. & Jonker P. G, 2003, MNRAS, 343, 99
- Feng H. & Soria R., 2011, NewAr, 55, 166
- Filippenko, A. V. & Ho, L. C. 2003, ApJ, 588, L13
- Fitzpatrick, E. L., & Massa, D. 1990, ApJS, 72, 163
- Frail D. A. & Basley A. J., 1994, A&A, 290, 796
- Frank J., King, A., Raine D., 2002, Cambridge University Press, “Accretion Power in Astrophysics”
- Freire, P. C., Kramer, M., Lyne, A. G., Camilo F., Manchester R. N., D’Amico, N. ApJ, 557, L105
- Freire, P. C., Camilo, F., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., Manchester, R. N. & D’Amico, N., MNRAS, 2001, 326, 901
- Freire, P. C., Camilo F. & Kramer, M., MNRAS, 340, 1359
- Freire P., 2013, Proceedings of the International Astronomical Union, 291, 243
- Freitag M. & Benz W., 2002, A&A, 394, 345
- Freitag M., Gürkan M.A. & Rasio F.A., 2006, MNRAS, 368, 141
- de Freitas Pacheco J. A. & Horvath J. E., 2007, Class. Quant. Grav., 24, 5427
- Feldmeier A., Ltzgendorf N., Neumayer N., et al., 2013, A&A, 554, 63
- de Freitas Pacheco J. A., 2011, arXiv:1109.6798
- Fryer C. L., & Kalogera V., 2001, ApJ, 554, 548
- Fryer C. L., Woosley S. E. & Heger A., 2001, ApJ, 550, 372
- Fusi Pecci F., Renzini A., 1975, A&A, 39, 413
- Gallo E., Fender R. P., Pooley, G. G., 2003, MNRAS, 344, 60
- Gebhardt K., Rich R. M. & Ho L. C., 2022, ApJ, 578, 41

- Gebhardt, K., Adams, J., Richstone, D., et al. 2011, ApJ, 729, 119
- Giacconi R., Murray S., Gursky H., et al. 1974, ApJ. Supp., 27, 37
- Guzmán F.S. & Lora-Clavijo F.D., 2011, MNRAS, 415, 225
- Hannikainen D. C., Charles P. A. & van Zyl L., 2005, MNRAS, 357, 325
- Harris, W.E. 1996, AJ, 112, 1487
- Harwit M., 2006, "Astrophysical Concepts", 4 edición, Springer-Verlag
- Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., et al. 2006, Science, 311, 1901
- Hewish A. S., Bell J., Pilkington J. D. H., Scott, P. F. & Collins, R. A., 1968, Nature, 217, 709
- Ho, L. C., Terashima, Y. & Okajima, (2003) T., 2003, ApJ, 587, 35
- Hopwood M. E. L., Evans A, Penny A. & Eyres S. P. S., 1998, MNRAS, 301, L30
- Hopwood M. E. L., Eyres S. P. S., Evans A, Penny A. & Odenkirchen M., 1999, A&A, 350, 49
- Hoyle F. & Lyttleton R. A., 1939, Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 35, 405
- Hulse R. A. & Taylor, J. H. 1975, AJ Lett. , 195, L51
- Jalali B., Baumgardt H., Kissler-Patig M., et al., 2012, 538, 19
- Kaplan S. A., 1970, "The interstellar medium", Harvard University Press
- Kerr F. J., Bowers, P. F. & Knapp G. R., 1976, in Bulletin of the American Astronomical Society Vol. 8 of Bulletin of the American Astronomical Society, A search for HI and OH in Southern Globular clusters, p. 537
- King I. R., 1966, AJ, 71, 64

- Kirsten F. & Vlemmings W. H. T., 2012, *A&A*, 542, 44
- Komatsu E., Dunkley J., Nolta M. R., et al. 2009, *ApJS*, 180, 330
- Kowalski M., Rubin D., Aldering G., et al. 2008, *ApJ*, 686, 749
- Kuhlen M., Vogelsberger M. & Angulo R., 2012, *PDU*, 1, 50
- Kulkarni S. R., Goss W. M., Wolszczan A. & Middleditch J., 1990, *ApJ*, 363, L5
- Klypin A., Zhao H. & Somerville R., 2002, *ApJ*, 573, 597
- Knapp G. R. & Kerr F. J., 1973, *AJ*, 78, 458
- Knapp G. R, Gunn J. E., Bowers P. F. & Vasquez Porítz J. F, 1996, *ApJ*, 462, 231
- Knapp G. R, Gunn J. E. & Conolly A. J., 1995, *ApJ*, 448, 195
- Knapp G. R., Gunn J. E., Bowers, P. F., Vasquez Poritz Justin F., 1996, *ApJ*, 462, 231
- Kong A. K. H., Heinke C. O., di Stefano R., Cohn H. N., Lugger P. M., Barmby P., Lewin W. H. G., Primini F. A., 2010, 407, 84
- Lanzoni, B., Dalessandro, E., Ferraro, F.R., Miocchi, P., Valenti, E., Rood, R.T., 2007, *ApJ*, 668, 1395
- Larson R. B., & Starrfield S., 1971, *A&A*, 13, 190
- Larson, K. A., Whittet, D. C. B., & Hough, J. H. 1996, *ApJ*, 472, 755
- Leon S. & Combes F., 1996, *A&A*, 309, 123
- Lightman A.P., Shapiro S.L., 1977, *ApJ*, 211, 244
- Lu T. & Kong A. K. H., 2011, *AJ*, 729, L25
- Lutzgendorf N., Gualandris A., Kissler-Patig M., et al., 2011, *A&A*, 543, 82
- Lutzgendorf N., Kissler-Patig M., Noyola E., et al., 2011, *A&A*, 533, 36

- Litzgendorf N., Kissler-Patig M., Gebhardt K., et al., 2013, *A&A*, 552, 49
- Lynch R. S., Ransom S. M., Freire P. C. & Stairs I. H., *ApJ*, 734, 89
- Maccarone T. J., 2004, *MNRAS*, 351, 1049
- Maccarone T. J., Fender R. P. & Tzioumis A. K., 2005, *MNRAS*, 356, L17
- Maccarone T. J. & Servillat M., 2010, *MNRAS*, 408, 2511
- MacMillan J. D. & Henriksen R. N., 2002, *ApJ*, 569, 83
- Magorrian, J. et al., *AJ*, 115, 2285 (1998)
- Mauas P. J. D., Cacciari C., Pasquini L., 2006, *A&A*, 454, 609
- Mather, J. C. et al. 1990, *Astrophys. J. Lett.* 354, L37.
- Mathis, J. S. 1990, *ASP Conf. Ser. 12: The Evolution of the Interstellar Medium*, 63
- Matsunaga N., et al., 2008, *PASJ*, 60, 415
- McClintock J. E., Garcia M. R., Caldwell N., Falco, E. E., Garnavich, P. M. & Zhao, P., 2001, *ApJ*, 551, 147
- Mc Clintock & Remillard, 2003, “Compact Stellar X-ray Sources“ W.H.G. Lewin, W. H. G., y van der Klis, M., editores
- McConnell, N. J., Ma, C.-P., Gebhardt, K., et al. 2011, *Nature*, 480, 215
- McDonald I., van Loon J. Th., et al., *MNRAS*, 417, 20
- Misner C. W., Thorne K. S. & Wheeler J. A., 1970
- Michel F. C., 1972, *Ap&SS*, 15, 153
- Miller-Jones J. C. A. et al., 2012, 755,
- Miocchi P., 2007, *MNRAS*, 381, 103
- Miocchi P., 2010, *A&A*, 514, 52

- Mirabel I.F., Dhawan V., Mignani R.P, Rodrigues I. & Guglielmetti F., 2001, *Nat.*, 413, 139
- Munyaneza F. & Biermann P. L., 2005, *A&A*, 436, 805
- Nakamura F. & Umemura M., 2001, *ApJ*, 548, 19
- Narayan R. & Yi I., 1994, *ApJ*, 428L, 13
- Navarro J. F., Frenk C. S. & White S. D. M., 1995, *MNRAS*, 275, 720
- Navarro J. F., Frenk C. S. & White S. D. M., 1996, *ApJ*, 462, 563
- Narayan R., 2005, *NJPh*, 7, 199
- Noyola, E. & Gebhardt, G., *AJ*, 132, 447 (2006)
- Noyola E., Gebhardt K. & Bergmann M., *ApJ*, 676, 1008
- Noyola E., Gebhardt K., Kissler-Patig M., et al., 2010, *ApJ*, 719, L60
- Noyola E. & Baumgardt, H., *ApJ*, 743, 52
- Nucita A. A., De Paolis F., Ingrosso G., Carpano S., Guainazzi M., 2008, *A&A*, 478, 763
- Odenkirchen M., Brosche P., Geffert M., Tucholke H. J., 1997, *New Astronomy*, 2, 477
- Paczynsky B., 1990, *AJ*, 348, 485
- Peebles P. J. E., 1972, *ApJ*, 178, 371
- Peirani S. & de Freitas Pacheco J. A., 2008, *Phys.Rev.D*, 77, 064023
- Pepe. C & Pellizza L. J., 2009, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 266, 491
- Pepe. C , Pellizza L. J. & Romero G. E., 2012, *MNRAS*, 420, 3298
- Pepe. C & Pellizza L. J., 2013, *MNRAS*, 430, 2789
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et al. 1999, *ApJ*, 517,565
- Penzias, A. A. and Wilson, R. W. 1965, *Astrophys. J.* 142, 419.

- Popowski, P. 2000, ApJ, 528, L9
- Portegies Zwart S. F., & McMillan S. L., 2004, ApJ, 576, 899
- Preto M., Merritt D. & Spurzem R., 2004, ApJ, 613, L109
- Priestley W., Ruffert M., Salaris M., 2011, MNRAS, 411, 1935
- Quataert E., ASP Conference Series, 224, 71
- Ransom, S. M., Eikenberry, S. S., & Middleditch, J. 2002, AJ, 124, 1788
- Remillard R., Morgan E., Smith D. & Smith, E., 2000, IAU Cir. No 7389
- Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P., et al. 1998, AJ, 116, 1009
- Roberts M. S., “Interstellar matter in globular clusters” en The Harlow-Shapley Symposium on Globular Cluster Systems in Galaxies. J. E. Grindlay y A. G. Davis Philip (editores), 411 (1988)
- Santos Jr. J. F. C. & Piatti A. E., 2004, A&A, 428, 79
- Savage, B. D., & Mathis, J. S. 1979, ARA&A, 17, 73
- Scott, E. H. & Rose, W. K., 1975, ApJ, 197, 147
- Servillat, M., Dieball, A., Webb, N. A., et al., 2008, A&A, 490, 641
- Shapiro S.L., Lightman A.P., 1976, Nat, 262, 743
- Shapiro S.L., 1985, in Goodman J., Hut P., eds, Proc. IAU Symp. 113, Dynamics of Star Clusters, Reidel, Dordrecht, p. 373.
- Shkloskii I. S., 1970, SvA, 13, 562
- Smith G. H, Hesser J. E & Shawl S. J, 1976, ApJ, 206, 66
- Smith, G. H, Woodsworth A. W. & Hesser J. E, 1995, MNRAS, 273, 632
- Strader J., Chomiuk L., Maccarone T. J., et al., 2012, ApJ, 750, L27
- Sumi, T. 2004, MNRAS, 340, 193

- Szomoru, A., & Guhathakurta, P. 1999, *AJ*, 117, 2226
- Tanaka, T. & Haiman, Z., 2009, *ApJ*, 696, 1798
- Trumpler, R. J. 1930, *Lick Obs. Bull.*, 14, 154.
- Udalski, A. 2003, *ApJ*, 590, 284
- Ulvestad James S., Greene Jenny E., Ho Luis C., 2007, *ApJ*, 661, 151
- Umbreit S., Fregeau J., Chatterjee S. & Rasio F. A, 2012, *ApJ*, 750, 31.
- Van den Bosch, R., et al., *ApJ*, 641, 852 (2006)
- van den Bosch, R. C. E., Gebhardt, K., Gultekin, K., et al. 2012, *Nature*, 491, 729
- van Loon J. T., Stanimirović S., Evans A. & Muller E., 2006, *MNRAS*, 365, 1277
- Wagner R. Mark, Foltz C. B., Shahbaz T., Casares J., Charles P. A., Starrfield, S. G. & Hewett P., 2001, *AJ*, 556, 42
- Whittet, D. C. B., Gerakines, P. A., Hough, J. H., & Shenoy, S. S. 2001, *ApJ*, 547, 872
- Xiao, T., Barth, A. J., Greene, J. E., et al. 2011, *ApJ*, 739, 28
- Zelnikov M. I. & Vasilev E. A., 2005, *IJMP*, A20, 4217
- Zelnikov M. I. & Vasilev E. A., 2005, *JETPL*, 81, 85
- Zwicky F., 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110
- Harwitt M., “Astrophysical Concepts”, 4 edición, Springer-Verlag. (2006).
- Mc Laughlin, D.E., et al., *ApJS*, 166, 249 (2006)
- Reynolds, C. S., Loan, A. J., Fabian, A. C., Makishima, K., Brandt, W. N., & Mizuno, T., *MNRAS*, 286, 349 (1997)
- Thompson, C., & Duncan, R. C., *MNRAS*, 275, 255 (1995)

- Bradt, H. V. D., & McClintock, J. E., *ARAA*, 21, 13 (1983)
- Miller, M.C., Hamilton, D.P., *MNRAS*, 330, 232 (2002)
- Merloni, A., Heinz, S., Di Matteo, T., *MNRAS*, 345, 1057 (2003)
- Perna, R., Narayan, R., Rybicki, G., Stella, L., Treves, A., *ApJ*, 594, 936 (2003)
- Maccarone, T.J., *MNRAS*, 389, 379 (2008)
- Frank, J., King, A. R., & Raine, D. J., “Accretion power in astrophysics”, Cambridge University Press (1985).