

*AGUJEROS NEGROS: FISURAS DEL ESPACIO
TIEMPO*

JAVIER RUBIO PEÑA

Abstract

En este trabajo analizaré uno de los objetos que desde su descubrimiento ha estimulado la imaginación de miles de personas: los agujeros negros. Me centraré en concreto en los agujeros negros de origen estelar, describiendo su historia y origen, su relación directa con la Relatividad General, su física peculiar y las evidencias observacionales de las que disponemos hasta la fecha. En el aspecto teórico el texto no pretende ser un curso de Relatividad General y por este motivo evitaré en la medida de lo posible los farragosos cálculos tensoriales asociados a la misma, centrándome casi exclusivamente en la física y utilizando solamente aquel formalismo matemático necesario para llegar a ella. En el aspecto observacional el texto intenta dar una visión global de los diferentes métodos que se utilizan en la actualidad para identificar agujeros negros, así como de los métodos que quizá pudieran utilizarse en un futuro, como es el caso de las ondas gravitacionales.

Contents

1	Introducción y fundamentos teóricos	3
1.1	Una breve historia de la física de agujeros negros	3
1.2	Cuando se transforma una estrella en un agujero negro?	4
1.2.1	Introducción	4
1.2.2	Enanas blancas y el límite de Chandraseckhar	5
1.2.3	Estrellas de neutrones y el límite de Oppenheimer-Volkoff	6
1.3	Las ecuaciones de Einstein	8
1.4	La métrica de Schwarzschild y la formación de un agujero negro por colapso gravitacional.	9
1.5	Los “calvicie” de los agujeros negros y la métrica más general posible.	11
2	Astrofísica de agujeros negros: viendo lo que no se puede ver	13
2.1	Introducción	13
2.2	Los lóbulos de Roche	14
2.3	Rayos X y rayos γ procedentes de agujeros negros acretantes	15
2.4	Un modelo sencillo para entender la física de los discos de acreción: el disco delgado	16
2.4.1	Luminosidad de un disco de acreción	16
2.4.2	Estructura vertical de disco de acreción	17
2.4.3	Viscosidad y discos- α	18
2.5	Unas cuantas ideas de modelos alternativos de discos de acreción	19
2.5.1	Limitaciones del disco delgado	19
2.5.2	Modelos de discos de acreción calientes	20
2.6	Claves para la observación de agujeros negros en sistemas binarios.	21
2.6.1	Estados de emisión	21
2.6.2	Agujeros negros frente a estrellas de neutrones.	22
2.7	Determinación de la masa de un objeto compacto en un sistema binario	22
2.7.1	La función de masa	22
2.7.2	Una aplicación sencilla: es Cygnus X-1 realmente un agujero negro?	23
2.8	Cuántos agujeros negros existen en nuestra galaxia?	25
3	Presente y futuro de la física de agujeros negros	27
3.1	Introducción	27
3.2	Chandra: el gran observador de rayos X	27
3.2.1	Podemos saber si un agujero negro está rotando? Chandra si.	27
3.2.2	Existe alguna evidencia nueva de la existencia de horizontes de eventos en torno a agujeros negros? Chandra la tiene	28

3.3	Agujeros negros y astronomía de ondas gravitacionales	29
3.4	La importancia de las fuentes de rayos X dominadas por acreción en el siglo XXI	31
3.5	Conclusiones	32

Chapter 1

Introducción y fundamentos teóricos

“A luminous star of the same density as the Earth, and whose diameter should be two hundred and fifty times larger than that of the Sun, would not, in consequence of this attraction, allow any of its rays to arrive at us; it is therefore possible that the largest luminous bodies in the Universe may, through this cause, be invisible.”

P.S.Laplace (1798)

1.1 Una breve historia de la física de agujeros negros

Un agujero negro es, por definición, una región del espacio-tiempo en la cual el campo gravitacional es tan sumamente intenso que ni siquiera la luz puede escapar. Se forma cuando un cuerpo de masa M se contrae a un tamaño menor que el llamado *radio gravitacional* o *radio de Schwarzschild* $r_g = 2GM/c^2$ (donde G es la constante de gravitación universal y c es la velocidad de la luz). La velocidad requerida para abandonar la frontera del agujero negro iguala la velocidad de la luz. Puesto que ningún tipo de señal puede escapar de un agujero negro la superficie que bordea un agujero negro es una superficie de tipo luz. El término “agujero negro” fue introducido por primera vez por Wheeler en 1967 aunque el estudio teórico de estos objetos dentro del marco de la Relatividad General tenía ya una larga historia. La posibilidad de existencia de tales objetos fue discutida por primera vez por Michell y Laplace dentro del marco de la teoría newtoniana allá en el siglo *XVIII*. De hecho, en Relatividad General, el problema afloraría sólo un año después de que Einstein publicara su maravilloso trabajo, es decir, en 1916, cuando Schwarzschild obtuvo la solución de las ecuaciones de Einstein en el vacío. Además de una singularidad en el centro de simetría ($r = 0$), esta solución presentaba una singularidad en el *radio gravitacional* ($r = r_g$). Tuvo que pasar más de un siglo para que se produjera un entendimiento profundo de la estructura del espacio tiempo en regímenes de campo fuerte. Quizá la longitud de este intervalo temporal pudo haber sido influenciada por la creencia general de que la naturaleza no podía admitir un objeto cuyo tamaño fuera comparable a su radio gravitacional, opinion compartida por el propio Einstein. Algunas de las propiedades de sistemas gravitacionales muy compactos se vieron estimuladas en los años 30 después de los trabajos de Chandrasekar en enanas blancas (1931), Landau (1932) y Oppenheimer y Volkoff, que demostraron que es posible la existencia de estrellas de neutrones con un radio de tan sólo unas pocas veces el radio gravitacional. El colapso gravitacional de una estrella masiva para producir un agujero negro fue descrito por primera vez en 1939 por Oppenheimer y Snyder.

El siguiente periodo comenzó a mediados de los sesenta cuando se llevaron a cabo numerosos

estudios sobre las propiedades de los agujeros negros y sus interacciones a nivel clásico, entre ellos el descubrimiento de Kerr en 1963, que descubrió la solución de las ecuaciones de Einstein para un agujero negro en rotación. Antes de este periodo los agujeros negros eran considerados “objetos muertos”, estadios finales de la evolución de las estrellas masivas, y probablemente, de objetos más masivos; los nombres usados por los especialistas de la época, *estrellas congeladas* o *estrellas colapsadas* reflejan este hecho. A mediados de los años 60 cobró fuerza un nuevo paradigma entre la comunidad de teóricos que trabajaban en Relatividad General (pero no entre los astrónomos, quienes principalmente estaban muy lejos de los problemas relacionados con los agujeros negros, e incluso las discusiones de estos problemas no eran bienvenidas en, cito textualmente, la “sociedad decente”). El nuevo punto de vista implicaba que un objeto formado después de un colapso gravitacional podría considerarse en algún sentido como un agujero en el espacio-tiempo. Fue en este momento (1968) cuando Wheeler acuñó el nombre de “agujero negro”. Poco después el nombre fue adoptado de manera entusiasta por todo el mundo. Durante este periodo se probaron numerosos teoremas estableciendo que, “un agujero negro no tiene pelo” (esto es, no tiene ningún tipo de atributo externo salvo la masa el momento angular y la carga), que un agujero negro contiene una singularidad en su interior y que el área del agujero negro no puede decrecer, entre otros. A finales de los 60 se descubrieron los pulsares (estrellas de neutrones en rotación). Era el momento en el que los astrofísicos debían entrar en acción. El análisis de la acreción de materia en agujeros negros aislados y en agujeros negros en sistemas binarios predijo que los agujeros negros “acretantes” podían constituir un fuente poderosísima de rayos X. El progreso de la astronomía y los estudios realizados utilizando satélites de rayos X en los años 70 llevó al descubrimiento de un gran número de fuentes de rayos X. Hoy en día, a principios del nuevo milenio, estamos seguros de que agujeros negros con masas estelares existen en un cierto número de sistemas binarios de nuestra galaxia [Thorne(1994)]¹. Es interesante darse cuenta de que hace tan sólo unos 20 – 25 años, los agujeros negros se consideraban objetos extremadamente exóticos, y la actitud general de la comunidad científica y astrofísica (a excepción de los científicos que trabajaban en este tema) era de cautela. La situación ha cambiado drásticamente tanto por el extraordinario desarrollo de la teoría como por la obtención de nuevos datos astrofísicos.

Dejemos la historia y adentrémonos en el maravilloso mundo de la física de los agujeros negros.

1.2 Cuando se transforma una estrella en un agujero negro?

1.2.1 Introducción

“When all the thermonuclear sources of energy are exhausted a sufficiently heavy star collapse” - esta es la primera frase del abstract del artículo que publicaron Oppenheimer y Snyder en 1939. Los autores finalizan el abstract con la siguiente frase: *...an external observer sees the star shrinking to its gravitational radius*”. Esta es la predicción moderna de la formación de un agujero negro cuando la estrella muere. Pero, como de pesada debe ser una estrella para convertirse en un agujero negro? La respuesta no es sencilla. Una estrella que no es lo suficientemente masiva termina bien como una estrella de neutrones o bien como una enana

¹De hecho, existen razones fundadas para pensar que los núcleos de galaxias activas y cuasares contienen agujeros negros supermasivos. Dos descubrimientos relativamente recientes -uno por astrónomos usando el telescopio Hubble[Ford et al.(1994)], el otro por radioastrónomos [Miyoshi et al. (1995)]-muestran discos de gas orbitando en torno a objetos centrales y constituyen una clara evidencia de agujeros negros masivos en los centros de las galaxias.

blanca. Existen límites superiores de las masas de estos dos tipos de entes celestes. Veamos cuanto valen.

1.2.2 Enanas blancas y el límite de Chandraseckhar

Una estrella es, en primera aproximación, una bola autogravitante de átomos soportada por una cierta presión $P \sim nkT$ donde n es la densidad de número de átomos. En equilibrio térmico la energía total

$$E = E_{grav} + E_{cin} \quad (1.1)$$

es un mínimo. Para una estrella de masa M y radio R

$$E_{grav} \sim -\frac{GM}{R} \quad (1.2)$$

$$E_{cin} \sim nR^3 \langle E \rangle \quad (1.3)$$

donde $\langle E \rangle$ es la energía media de los átomos. Eventualmente la fusión en el núcleo se “parará” con lo que la estrella se enfriará y contraerá. Consideremos un posible estado final de la estrella a temperatura $T = 0$. La presión no tenderá a cero cuando $T \rightarrow 0$ debido a la presión de degeneración. Puesto que $m_e \ll m_p$ los electrones son los primeros en degenerarse, con una densidad de número de un electrón en un cubo de lado del orden de la longitud de onda Compton, esto es

$$n_e^{-1/3} \sim \frac{\hbar}{\langle p_e \rangle}, \quad (1.4)$$

donde $\langle p_e \rangle$ es el momento medio del electrón.

La pregunta inmediata es, puede esta presión de degeneración evitar el colapso gravitacional a $T = 0$? Para ver esto asumamos que los electrones no son relativistas. Entonces

$$\langle E \rangle \sim \frac{\langle p^2 \rangle}{m_e}. \quad (1.5)$$

Tomando $n = n_e$

$$E_{cin} \sim \frac{\hbar^2 R^2 n_e^{2/3}}{m_e}. \quad (1.6)$$

Por otro lado, puesto que $m_e \ll m_p$, $M \sim n_e R^3 m_e$, o lo que es lo mismo

$$n_e \sim \frac{M}{m_e R^3}. \quad (1.7)$$

Con esto la energía cinética se escribe

$$E_{cin} \sim \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{M}{m_e} \right)^{5/3} \frac{1}{R^2}. \quad (1.8)$$

Todo el prefactor a $1/R^2$ es una constante para una M fija, por tanto la energía total se puede escribir como

$$E \sim -\frac{\alpha}{R} - \beta \frac{1}{R^2}, \quad (1.9)$$

con α y β independientes de R . Esta función posee un punto de equilibrio estable en

$$R_{min} \sim \frac{\hbar^3 M^{-1/3}}{G m_e m_p^{5/3}} \quad (1.10)$$

y por tanto el colapso es soportado por la presión de degeneración, nos encontramos ante una enana blanca o una estrella fría y muerta soportada por presión de degeneración electrónica.

Nótese sin embargo, que la validez de la aproximación no-relativista anterior requiere que $p_e \ll m_e c$, es decir,

$$n_e \ll \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^2, \quad (1.11)$$

lo cual, para el caso de una enana blanca, implica

$$M \ll \frac{1}{m_p^2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2}. \quad (1.12)$$

Por tanto, para una masa suficientemente grande los electrones serán relativistas, en este caso podemos usar

$$\langle E \rangle = p_e c = \hbar c n_e^{1/3} \quad (1.13)$$

$$\longrightarrow E_{cin} \sim n_e R^3 \langle E \rangle \sim \hbar c \left(\frac{M}{m_p} \right) \frac{1}{R} \quad (1.14)$$

con lo que, en este caso, la energía total se podrá escribir como

$$E \sim -\frac{\alpha}{R} + \frac{\gamma}{R} \quad (1.15)$$

El equilibrio sólo será posible si $\gamma = \alpha$, o lo que es equivalente

$$M \sim \frac{1}{m_p^2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} \quad (1.16)$$

Para M menor, R debe aumentar hasta que los electrones sean no relativistas, en cuyo caso la estrella es soportada por la presión de degeneración electrónica. Para M mayor, R debe seguir disminuyendo ya que la presión de degeneración no es capaz de dar soporte a la estrella. Existe por tanto una masa crítica M_C

$$M \sim \frac{1}{m_p^2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} \quad (1.17)$$

por encima de la cual una estrella no puede acabar como una enana blanca, esta es la llamada masa de Chandrasekhar, que está en torno a $(1.2 - 1.4) \times M_\odot$ [véase Kippenhahn y Weigert (1990) o Kawaler (1997)].

1.2.3 Estrellas de neutrones y el límite de Oppenheimer-Volkoff

Las energías electrónicas accesibles en una enana blanca son del orden de la energía de Fermi. Necesariamente $E_F \leq m_e c^2$ ya que los electrones serían si no relativistas y no podrían soportar la estrella. Una enana blanca es por tanto estable bajo decaimiento β inverso

$$e^- + p^+ \longrightarrow n + \nu_e \quad (1.18)$$

ya que la reacción necesita una energía de al menos $(\delta m_n c^2)$ donde δm_n es la diferencia de masas entre el protón y el neutrón. Claramente $\delta m_n > m_e$ (el decaimiento β sería imposible si esto no ocurriera) y de hecho $\delta m_n \sim 3m_e$. Por tanto, se necesitan energías del orden de $3m_e c^2$ para el decaimiento β inverso. Esta energía no es alcanzable en enanas blancas, pero si la masa del objeto es mayor que la masa de Chandraseckhar la estrella continuará contrayéndose hasta que $E_F \sim 3m_e c^2$, punto en el cual sería posible el decaimiento β inverso. No existiría un equilibrio con la reacción inversa



ya que los neutrinos escapan de la estrella, y el decaimiento β ,



no puede ocurrir, ya que todos de energía electrónicos por debajo de $E < (\delta m_n c^2)$ están llenos cuando $E > (\delta m_n c^2)$. Puesto que el decaimiento β anula la presión de degeneración electrónica la estrella irá hacia un colapso catastrófico a densidad de materia nuclear, punto en el cual debemos de tener en cuenta la presión de degeneración neutrónica. De nuevo surge la pregunta, puede esta presión de degeneración de neutrones detener el colapso?

La aproximación de gas ideal proporciona el mismo resultado que antes pero con $m_e \longrightarrow m_p$. La masa crítica M_C es independiente de m_e y por tanto permanece inalterada pero no así el radio crítico que ahora viene dado por

$$\left(\frac{m_e}{m_p}\right) \sim \frac{1}{m_p^2} \left(\frac{\hbar^3}{Gc}\right)^{1/2} \sim \frac{GM_C}{c^2} \quad (1.21)$$

que es, como veremos, del orden del radio de Schwarzschild, por lo que despreciar los efectos relativistas generales y considerar la aproximación de gas ideal a densidades de materia nucleares no está en absoluto justificado. Además los núcleos de estrellas de neutrones masivas pueden ser líquidos o cristalinos y contener quarks, hadrones, e incluso hiperones ². Una aproximación razonable sería la de fluido perfecto. Si asumimos que $P(\rho)$, donde ρ es la densidad del fluido, satisface

$$P \geq 0 \quad (1.22)$$

$$P' \leq c^2, \quad (1.23)$$

donde la primera condición garantiza la estabilidad local y la segunda la causalidad, entonces el comportamiento *conocido* de $P(\rho)$ a bajas densidades nucleares da

$$M \sim 3M_\odot \quad (1.24)$$

Estrellas con una masa superior a la dada por la expresión (1.24) continuarán su colapso hacia un estado desconocido de ultra-alta densidad o bien hacia un agujero negro. Este último caso es el más probable ³. No obstante, existen 3 posibles fuentes de incertidumbre en esta

²Los hiperones son partículas extrañas que decaen en pares de hadrones - piones y/o nucleones -. La física relativa a estructuras de hiperones no esta todavía bien entendida. El conocimiento de sus propiedades es crítico para entender si, como y cuando, una estrella masiva puede colapsar en un agujero negro.

³Sin embargo, esto no significa que todas las estrellas "normales", es decir, aquella en secuencia principal con masas $M > 3M_\odot$ sean progenitores de futuros agujeros negros. La clave está en que los estados finales de estrellas masivas no se entienden claramente. Perdidas estacionarias de masa, eyección catastrófica de masa o incluso disrupción en explosiones de supernovas [véase Kippenhahn, Weigert (1990)] son procesos posibles. Estos podrían reducir considerablemente la masa de una estrella al final de su evolución, por tanto, la masa inicial de los entes progenitores de un agujero negro podrían ser sustancialmente mayores que M_0 .

estimación. La primera es la ecuación de estado. El valor exacto de este límite depende de la ecuación de estado para densidades mayores que la densidad de la materia nuclear $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}$, aunque es posible obtener cotas a la masa máxima de entre $3 - 5M_\odot$ con independencia de los detalles de dicha ecuación de estado. La segunda es la existencia de rotación. No obstante, la mayoría de los análisis indican que la rotación no puede incrementar la masa máxima en más de un 20 por ciento. La tercera es la teoría de la gravitación. Aunque la teoría de la Relatividad General predice, como veremos, la existencia de agujeros negros, existen teorías de la gravitación en las cuales no existe una masa superior para las estrellas de neutrones. En cualquier caso, si confiamos en las bondades de Relatividad General, debe existir una masa máxima a la cual el colapso gravitacional es inevitable debido a que la densidad en el radio de Schwarzschild decrece mientras que la masa total aumenta. En el límite de masa muy grande el colapso se aproxima bastante bien por una esfera de fluido sin presión. Esto es lo que se conoce como colapso de Oppenheimer-Volkoff. Realizaremos un escueto análisis de este tipo de colapsos, ya que, a pesar de su simplicidad, tienen gran importancia no sólo desde el punto de vista teórico sino también desde el punto de vista observacional, ya que durante este colapso una enorme fracción de masa se transforma en radiación, neutrinos y quizás ondas gravitacionales.

1.3 Las ecuaciones de Einstein

La discusión en detalle de lo que significa Relatividad General (GR) nos llevaría demasiado lejos de nuestro tema de agujeros negros. Por este motivo me centraré únicamente en aquellos aspectos de la teoría básicos para su entendimiento y relevantes para el tema en cuestión, presentando la mayor parte de los mismos sin demostración. El lector interesado podrá consultar la bibliografía situada al final de este texto.

La Relatividad General concibe la gravedad, no como una fuerza entre masas, sino como un cambio en la geometría del espacio debido a la energía en su vecindad. Podríamos resumir la Relatividad General como la teoría métrica más sencilla, entendiéndose por teoría métrica aquella en la que la gravitación es una manifestación de la geometría del espacio-tiempo. Esto se ve de forma manifiesta en las conocidas como ecuaciones de Einstein, que aparecieron por primera vez en 1915,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi T_{\mu\nu}, \quad (1.25)$$

donde $R_{\mu\nu}$ se conoce como el tensor de Ricci, $g_{\mu\nu}$ es la métrica del espacio-tiempo, R es el escalar de curvatura y $T_{\mu\nu}$ es el tensor energía-momento. Las ecuaciones de Einstein se pueden entender como un conjunto de 10 ecuaciones (de las cuales sólo 6 son independientes) en derivadas parciales de segundo orden no lineales para el tensor métrico $g_{\mu\nu}$. La parte izquierda de la ecuación nos habla de la geometría del espacio tiempo, su métrica y curvatura, mientras que la parte derecha representa el contenido de materia, o energía, que hay presente en ese espacio-tiempo. La materia le dice al espacio-tiempo como curvarse y el espacio-tiempo le dice a la materia como moverse.

Como ecuaciones diferenciales, las ecuaciones de Einstein son tremendamente complicadas: el tensor de Ricci y el escalar de curvatura son contracciones del tensor de Riemann que involucra derivadas y productos de los símbolos de Christoffel, que a su vez contienen la métrica inversa y derivadas de la métrica. Además, como dije, las ecuaciones diferenciales son no lineales, luego no se satisface el principio de superposición. Para resolver las ecuaciones de Einstein es necesario imponer cierto grado de simetría. En el caso que nos ocupa, las estrellas, parece

obvio que la simetría existente es la invarianza bajo rotaciones. Esto es lo que haremos en la siguiente sección.

1.4 La métrica de Schwarzschild y la formación de un agujero negro por colapso gravitacional.

Las ecuaciones de Einstein presentan una única solución esféricamente simétrica no trivial en el vacío, la conocida como métrica de Schwarzschild

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1.26)$$

donde G es la constante de gravitación universal y M es la masa de la fuente. La solución describe el campo gravitacional externo generado por cualquier masa esférica estática, cualquiera que sea su radio (Teorema de Birkhoff, 1923). Cuando el radio es mayor que $2GM$, existen “soluciones de interior” que dependen de la ecuación de estado de la materia estelar, y que deben ser una continuación analítica de la solución en el exterior. Claramente, esta métrica representa un modelo extremadamente idealizado, puesto que es una solución de vacío, algo que es difícil de encontrar en la realidad sin embargo, nos permitirá entender los conceptos más elementales acerca de los agujeros negros de una forma sencilla. En primer lugar nótese que aparentemente la métrica presenta dos polos o singularidades, uno en $r = 0$ y otro en $r = \frac{2GM}{c^2}$. Esto en principio podría suponer un problema, ya que, de existir una singularidad en $r = \frac{2GM}{c^2}$ la estrella no colapsaría completamente y no se formaría el agujero negro. Para ver que este problema es solamente una ilusión analicemos el proceso de formación de un agujero negro como resultado de la contracción de una masa esférica a un tamaño menor que el radio gravitacional r_g . Consideraremos la contracción de una nube de materia esférica a presión $P = 0$ ⁴. Debido a que la presión es nula no es necesario incluir en el análisis los fenómenos hidrodinámicos debido al gradiente de presión. Todas las partículas de polvo se mueven a lo largo de geodésicas, sujetas únicamente al campo gravitacional. Debido a la simetría del problema, el teorema de Birkhoff implica que la métrica en el exterior de la esfera es la métrica de Schwarzschild

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1.27)$$

donde hemos hecho $G = c = 1$. Esta solución por continuidad analítica es válida también en la superficie de la esfera $r = R(t)$

$$ds^2 = - \left[\left(1 - \frac{2M}{R}\right) - \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1} \dot{R}^2 \right] dt^2 + R^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (1.28)$$

donde $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$. Las condiciones de presión cero y simetría esférica implican que un punto en la superficie sigue una geodésica radial de tipo tiempo, de forma que $d\theta = d\phi = 0$ y $ds^2 = -d\tau^2$, con lo que

$$1 = \left[\left(1 - \frac{2M}{R}\right) - \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1} \dot{R}^2 \right] \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2. \quad (1.29)$$

⁴Por supuesto que un agujero negro se puede formar también a partir de un colapso gravitacional asimétrico; sin embargo, las deformaciones del horizonte de eventos son rápidamente diluidas por radiación gravitacional; el horizonte de eventos vibra de acuerdo a los denominados “modos cuasi-normales” y el agujero negro alcanza rápidamente una configuración final axisimétrica.

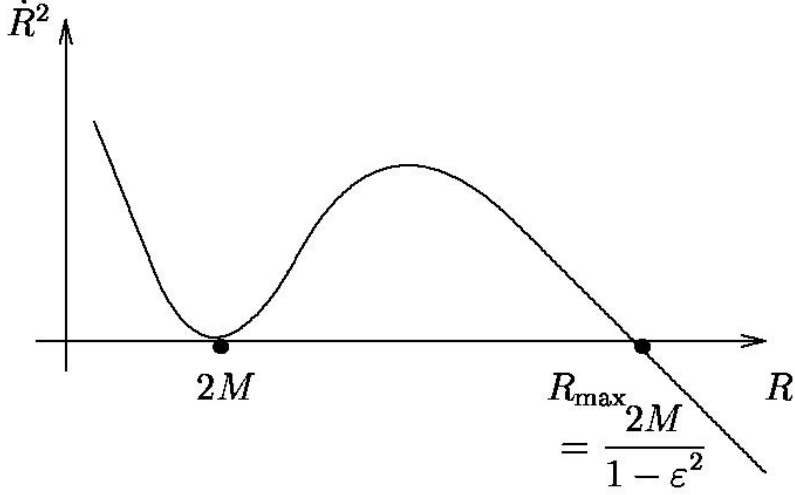


Figure 1.1: Colapso esféricamente simétrico visto por un observador alejado de la estrella.

Por otro lado, por la conservación de la energía tenemos

$$\epsilon = -g_{00} \frac{dt}{d\tau} = \left(1 - \frac{2M}{R}\right) \frac{dt}{d\tau}. \quad (1.30)$$

donde $\epsilon < 1$ para partículas ligadas. Usando la ecuación (1.30) en (1.29) se tiene

$$\dot{R}^2 = \frac{1}{\epsilon^2} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^2 \left(\frac{2M}{R} - 1 + \epsilon^2\right) \quad (1.31)$$

La representación gráfica de esta ecuación se muestra en la figura 1.1. Nótese que $\dot{R} = 0$ en $R = R_{max}$, es decir, el colapso empieza con velocidad nula en la superficie. R decrece y se aproxima a $R = 2M$ cuando $t \rightarrow \infty$. Es decir, un observador exterior a la estrella ve esta contraerse asintóticamente hasta el radio de Schwarzschild, pero no más. Esto se puede entender más fácilmente en términos de señales de luz emitidas desde la estrella. Cuando la estrella colapsa, la luz emitida desde la estrella experimenta un campo gravitacional creciente. Cuanto más próxima está la superficie de la estrella a $R = 2M$ más tarda la luz en alcanzar a un observador O distante de la estrella. En particular, la luz que es emitida desde el radio gravitacional $R = 2M$ tarda un tiempo infinito en llegar a O. Por tanto el observador exterior no puede tener información de que le ocurre a la estrella una vez que esta “atraviesa” $R = 2M$, y la ve colapsar sólo hasta ese radio. La superficie delimitada por el radio gravitacional se denomina horizonte de eventos del agujero negro. Entonces, si la estrella no colapsa más allá del radio gravitacional, como podemos hablar de la formación de un agujero negro? La situación cambia drásticamente cuando cambiamos de observador. Consideremos un observador situado en la superficie de la estrella. Desde el punto de vista de este hipotético observador, la variable temporal relevante es el tiempo propio a lo largo de una geodésica radial, así que usamos

$$\frac{d}{dt} = \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^{-1} \frac{d}{d\tau} = \frac{1}{\epsilon} \left(1 - \frac{2M}{R}\right) \frac{d}{d\tau}, \quad (1.32)$$

para reescribir (1.31) como

$$\left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2 = \left(\frac{2M}{R} - 1 + \epsilon^2\right) \left(\frac{R_{max}}{R} - 1\right) \quad (1.33)$$

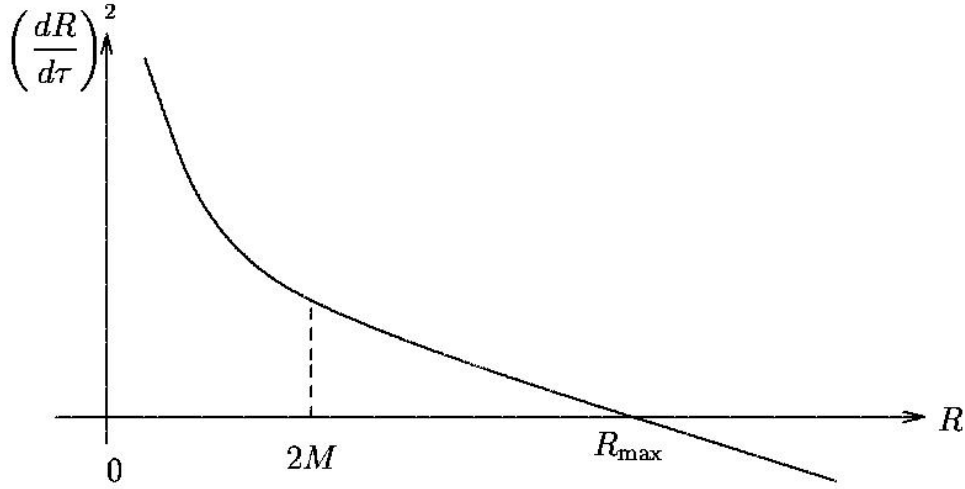


Figure 1.2: Colapso esféricamente simétrico visto por un observador sobre la superficie de la estrella.

La representación gráfica de esta función se muestra en la figura 1.2. A diferencia de lo que ocurriría para el observador fuera de la estrella, en este caso, la superficie de la estrella decae desde $R = R_{max}$ hasta $R = 2M$ en un tiempo propio finito. De hecho es fácil ver que alcanza el punto $R = 0$ en un tiempo propio

$$\tau = \frac{\pi M}{(1 - \epsilon^2)^{3/2}} \quad (1.34)$$

Nótese que ahora no ocurre nada especial en el punto $R = 2M$, lo que indica que la singularidad de Schwarzschild ($R = 2M$) no es una singularidad real, sino una singularidad coordenada, residuo de la elección de un sistema de coordenadas; no existe nada en $R = 2M$ que evite que la estrella colapse más allá de este radio. Esto también es fácil de ver si consideremos el cuadrado de tensor de Riemann

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta}R^{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{48M^2}{r^6}, \quad (1.35)$$

que es finito en el radio gravitacional. Sin embargo si existe una verdadera singularidad en $r = 0$, en el sentido de que algunas de las componentes de la curvatura divergen y no se pueden eliminar con una transformación de coordenadas como hicimos en el caso anterior, es decir,

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta}R^{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{48M^2}{r^6} \longrightarrow \infty, \quad (1.36)$$

cuando $r \longrightarrow \infty$.

1.5 Los “calvicie” de los agujeros negros y la métrica más general posible.

La propiedad física más profunda de los agujeros negros es que las soluciones de equilibrio asintóticas dependen sólo de tres parámetros: la masa, la carga eléctrica y el momento angular.

El resto de detalles de la materia que cae en el agujero negro desaparecen. La prueba de lo anterior es el resultado del esfuerzo realizado por media docena de físicos durante más de 15 años, pero fue sugerida inicialmente por John Wheeler, que introdujo la pintoresca frase de que “los agujeros negros no tienen pelos”. Como consecuencia de esto existen sólo 4 soluciones exactas de las ecuaciones de Einstein, describiendo agujeros negros con o sin carga y momento angular:

- La solución de Schwarzschild (1916), estática y esféricamente simétrica, y que ya hemos discutido anteriormente.
- La solución de Reissner-Nordstrom (1918), estática, esféricamente simétrica, depende de la masa M y de la carga eléctrica Q .
- La solución de Kerr (1963), estacionaria, axisimétrica, depende de la masa y del momento angular J .
- La solución de Kerr-Newman (1965), estacionaria, axisimétrica, depende de los tres parámetros M , J y Q .

De todas ellas la solución de Kerr-Newman es la más general correspondiente al estado final de equilibrio de un agujero negro. En las denominadas coordenadas de Boyer-Lindquist, esta métrica viene dada por

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma} \right) dt^2 - 4Mra \frac{\sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\phi + \left(r^2 + a^2 + \frac{2Mra^2 \sin^2 \theta}{\Sigma} \right) \sin^2 \theta d\phi^2 + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 \quad (1.37)$$

donde $\Delta \equiv r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2$, $\Sigma \equiv r^2 + a^2 \cos^2 \theta$, con $a \equiv J/M$ es el momento angular por unidad de masa. El horizonte de eventos se encuentra a una distancia $r_+ = M + \sqrt{M^2 - Q^2 - a^2}$. De la expresión anterior podemos ver que los parámetros que definen el agujero negro no pueden ser arbitrarios. Se debe satisfacer la ligadura $a^2 + Q^2 \leq M^2$. Cuando esta ligadura es violada, el horizonte de eventos desaparece y la solución describe una singularidad desnuda y no un agujero negro. Tales objetos no deberían existir en el Universo real (esta es la suposición de la llamada “Conjetura de censura cósmica”, que aún no ha sido probada rigurosamente). Por ejemplo, la carga máxima permitida es $Q_{max} = M \sim 10^{40} eM/M_\odot$, donde e es la carga del electrón. Nótese sin embargo que en situaciones realistas un agujero negro no estará significativamente cargado, debido a la extrema debilidad de la interacción gravitacional comparada con la electromagnética. Para entender esto, imaginemos la formación de un agujero negro con una carga inicial positiva Q_i del orden de M . En condiciones realistas el agujero negro no se encuentra aislado en el espacio sino que está rodeado de partículas cargadas pertenecientes al medio interestelar, es decir, protones y electrones. El agujero negro atraerá principalmente electrones y repelerá protones con carga e debido a su campo electromagnético y atraerá protones de masa m_p debido a su campo gravitacional. La fuerza de repulsión electrostática entre protones es mayor que la gravitacional por un factor $eQ/m_p M \sim e/m_p \sim 10^{18}$, y por tanto la carga inicial del agujero negro se verá neutralizada casi instantáneamente. Como consecuencia de esto, la solución de Kerr, obtenida haciendo $Q = 0$ en (1.37) puede ser usada como una buena aproximación para tratar procesos astrofísicos que involucren agujeros negros.

Chapter 2

Astrofísica de agujeros negros: viendo lo que no se puede ver

“The final goal of the theoretical natural sciences is to discover the ultimate invariable causes of natural phenomena”

Hermann L F von Helmholtz 1821-1894

2.1 Introducción

Hasta ahora nos hemos referido a los agujeros negros como objetos teóricos fruto de una de las teorías más elegantes de las que dispone la física moderna: la Relatividad General. Pero, existen realmente estos objetos en el Universo? Y en caso de existir, como podemos verlos si ningún tipo de radiación puede escapar de ellos¹? La respuesta es sencilla: no podemos. Pero si podemos notar sus efectos. Un lugar ideal para notar estos efectos son los sistemas binarios. Están constituidos por dos cuerpos masivos rotando en torno a un centro de masas común. Los argumentos que se utilizan para probar que uno de estos sistemas binarios contiene un agujero negro son los siguientes:

- Uno de los objetos presenta un disco de acreción que, debido a las altas temperaturas producidas por la viscosidad del gas que lo forma, emite en rayos X. El objeto emisor de rayos X en dicho sistema binario es muy compacto, y por tanto no puede ser una estrella ordinaria. Entonces, sólo puede ser una estrella de neutrones o un agujero negro. Este argumento se deriva fundamentalmente del análisis de los rayos X emitidos por el disco de acreción.
- El análisis de los datos observacionales permite determinar el movimiento orbital en el sistema binario y hace posible la obtención de la masa del objeto compacto. Los datos de la velocidad observada de la compañera son de vital importancia. Nótese que la teoría newtoniana es en muchos casos suficiente para el análisis. Si la masa del objeto compacto es mayor que la masa máxima posible para una estrella de neutrones, $M \sim 3M_{\odot}$, entonces estamos ante un agujero negro. Merece la pena hacer notar que esta evidencia es, de alguna forma, indirecta ya que no nos permite confrontar los efectos relativistas que ocurren cerca de los agujeros negros. Sin embargo, esta es la mejor técnica que ha propuesto hasta ahora la astronomía moderna.

¹Despreciando la radiación Hawking, que es un efecto muy pequeño

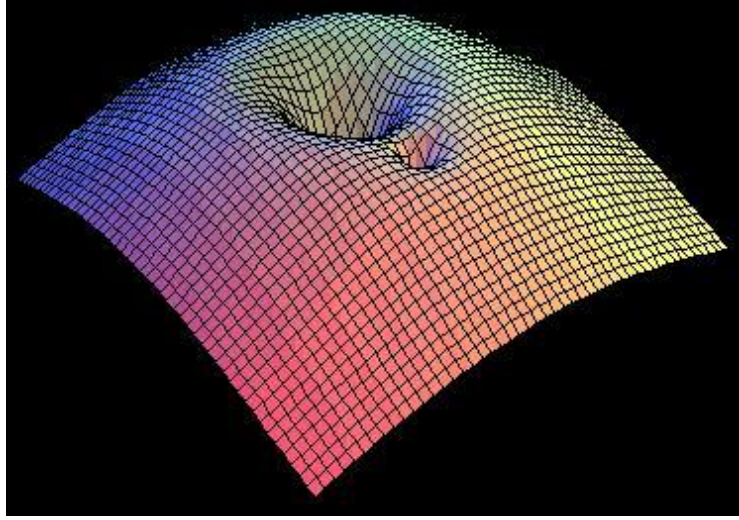


Figure 2.1: Pozos de potencial en un sistema binario. El punto de Lagrange se sitúa sobre la superficie situada entre ambos pozos.

En este capítulo desarrollaré cada uno de los dos puntos anteriores. Son muchos los modelos de discos de acreción los que han sido propuestos, y un análisis detallado de los mismos llevaría una gran extensión que quedaría fuera de los límites de este trabajo. Por este motivo, analizaré solamente en detalle el caso más sencillo, el de un disco de acreción delgado en torno a un agujero negro aislado, que, a pesar de no ser el modelo más realista del que disponemos, me permitirá introducir los conceptos fundamentales y la estructura básica de un disco de acreción. Comentaré las limitaciones de este modelo e indicaré modelos alternativos. Por otro lado, en lo que se refiere al análisis del movimiento orbital, definiremos una cantidad útil, la función de masa y aplicaremos unos argumentos sencillos para darnos cuenta de que Cygnus X-1 tiene una alta probabilidad de ser un agujero negro.

2.2 Los lóbulos de Roche

Sean dos masas M_1 y M_2 en un sistema binario idealizadas como puntuales. Por simplicidad asumamos que se mueven en una órbita circular, con velocidad angular $\boldsymbol{\Omega}$. En coordenadas corotantes \mathbf{r} la aceleración gravitacional y de una partícula prueba con velocidad \mathbf{v} viene dada por

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} - \nabla\Phi, \quad (2.1)$$

donde $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}$ es la fuerza de Coriolis, y el potencial efectivo Φ es la suma de los términos gravitacionales y centrífugos,

$$\Phi = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}|\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}|^2. \quad (2.2)$$

Las superficies equipotenciales de Φ son las superficies de equilibrio hidrostático para la materia corotante. Muy cerca de M_1 , o de M_2 estas superficies son aproximadamente esféricas, formando un pozo profundo, véase la figura 2.1; lejos de allí estas superficies se distorsionan

dando lugar a una figura en forma de ocho, que rodea ambas estrellas. El interior de esta frontera equipotencial que rodea cada estrella se denomina lóbulo de Roche, y el punto situado entre ambas se denomina punto de Lagrange L_1 . Sea R_{1C} el radio medio del lóbulo de Roche en torno a la masa M_1 . Durante la evolución post-secuencia principal el radio R_1 de la estrella M_1 tiende a aumentar. Un intento de aumentar a un radio $R \geq R_{1C}$ implica el paso de gas a través del punto de Lagrange, que cae dentro del pozo de potencial de M_2 , siendo acretado. Supongamos ahora que una de las masas es una estrella que por colapso gravitacional se ha convertido en un agujero negro. Por los argumentos anteriores, el sistema permanecerá *estable* hasta que la estrella compañera M_2 salga de la secuencia principal, probablemente como una supergigante OB. A partir de este momento la estrella empezará a perder masa, ya sea en forma de viento estelar dominado por la presión de radiación de la estrella, o por el paso del gas a través del punto de Lagrange L_1 . Veamos cuales son las características de estos discos de acreción en torno a agujeros negros.

2.3 Rayos X y rayos γ procedentes de agujeros negros acretantes

La presencia de gas en acreción en torno a un agujero negro es, como dijimos, una de las herramientas más útiles que conocemos para descubrir agujeros negros. Supongamos por simplicidad que el agujero negro se encuentra inmerso en una nube gaseosa. Los elementos del gas se mueven en torno al agujero negro, formando un disco o un toro en torno a él. El radio interior de dicho disco es la región de la última órbita circular estable. Estos agujeros negros emiten una parte sustancial de su luminosidad en rayos X duros y rayos γ , un rango de energías entre los 10 KeV y unos cientos de KeV. Su espectro en este rango de energías se puede describir como una ley de potencias con un índice α_N

$$N_E dE \sim E^{-\alpha_N} dE \quad (2.3)$$

donde $N_E dE$ representa el número de fotones por segundo en el rango de energías comprendido entre E y $E + dE$. La cantidad $E^2 N_E \sim E^{2-\alpha_N} dE$ es una forma útil de caracterizar el espectro ya que representa la energía emitida por intervalo logarítmico de E . Generalmente espectros con $\alpha_N < 3$ pueden ser considerados como espectros duros. Las evidencias observacionales sugieren que todos los agujeros XRB ² pasan al menos una cierta parte de su tiempo en un estado duro (a veces llamado también Low State) con $\alpha_N \sim 1.5 - 2.5$ (Greenev et al. 1993; Harmon et al. 1994; Gilfanov et al. 1995).

Las observaciones imponen fuertes cotas a los modelos teóricos. El gas radiante debe ser ópticamente fino para producir un espectro que siga una ley de potencias, y la temperatura de los electrones debe ser mayor que 10^9 K para producir fotones con energía en torno a los 100 KeV. Estos requerimientos hacen que sea muy difícil la modelización de discos acreción. Se han propuesto diversos modelos, de los cuales yo he seleccionado los más comunmente tratados.

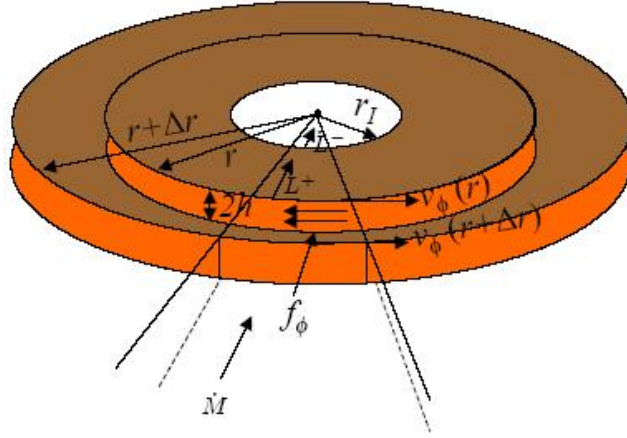


Figure 2.2: Modelo kepleriano de un disco de acreción

2.4 Un modelo sencillo para entender la física de los discos de acreción: el disco delgado

2.4.1 Luminosidad de un disco de acreción

El modelo más común de flujos de acreción es el conocido como modelo de disco delgado, desarrollado por Shakura y Sunyaev (1973). En este modelo se asume que el gas acretado es frío, con una T_{gas} mucho menor que la temperatura del virial ($\sim 10^{13} K/r$), donde r es el radio en unidades del radio de Schwarzschild). Asumamos por sencillez que el agujero negro se encuentra en reposo con respecto al gas. La cantidad de materia que penetra en el agujero negro así como otros parámetros básicos, estarán determinados por las propiedades del gas y el campo gravitacional a distancia mucho mayores que el radio gravitacional. A tales distancias el campo gravitacional puede ser tratado como un campo newtoniano, lo cual simplifica extraordinariamente los cálculos. Supongamos un disco kepleriano delgado tal y como se muestra en la figura 2.2. Sea r_I el radio del horizonte de eventos del agujero negro. Tomemos un elemento de masa situado a una distancia r del centro del agujero negro. Puesto que el gas es frío las fuerzas de presión radiales son despreciables y la velocidad angular Ω de dicho elemento será esencialmente igual al valor Kepleriano,

$$\Omega^2 = \frac{GM}{r^3} \quad (2.4)$$

y tendrá un momento angular asociado dado por

$$L = mr^2\Omega = m(GMr)^{1/2}. \quad (2.5)$$

El agujero negro atraerá hacia si parte de la masa del disco de acreción. Por un lado existirá un flujo de masa entrante desde el elemento situado en $r + \delta r$, y por otro, un flujo de masa

²XRB: X Rays Binaries, son sistemas binarios que presentan emisión en rayos X. De aquí en adelante utilizaré estas siglas para referirme a ellos.

saliente asociado a la materia que penetra en el horizonte de sucesos. Esto se traduce en una tasa de momento angular “entrante”

$$\dot{L}^+ = \dot{M} (GMr)^{1/2} \quad (2.6)$$

y una tasa de momento angular “saliente”

$$\dot{L}^- = \beta \dot{M} (GMr_I)^{1/2}, \quad (2.7)$$

lo que implica un torque sobre el material en el disco de acreción dado por

$$T = \dot{L}^+ - \dot{L}^- = \dot{M} \left[(GMr)^{1/2} - \beta (GMr_I)^{1/2} \right] \quad (2.8)$$

y puesto que $T = (\text{fuerza a lo largo de } \phi / \text{área}) \times (\text{área}) \times r$, podemos escribir

$$T = f_\phi (2\pi r \cdot 2h) (r). \quad (2.9)$$

Por otro lado, sabemos que para un disco de fluido rotante

$$f_\phi = -\eta \frac{d\Omega}{d \ln r} = -\eta r \frac{d}{dr} \left(\sqrt{GM} r^{-3/2} \right) = \frac{3}{2} \eta \Omega \quad (2.10)$$

donde η es el llamado coeficiente de viscosidad dinámica ($g \cdot cm^{-1} s^{-1}$). Nos interesa conocer la cantidad de calor generada en el disco debido a la viscosidad. La tasa de calor por unidad de volumen será

$$\dot{Q} \sim \frac{(f_\phi)^2}{\eta}. \quad (2.11)$$

Pero ahora tenemos un problema, no tenemos ni idea de que es exactamente η . Sin embargo todavía podemos hacer algún progreso; si combinamos las expresiones (2.8), (2.9) y (2.11), la tasa de calor generada por unidad de área superficial en el disco se escribe

$$2h\dot{Q} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{3}{2} \eta \Omega \right) \left\{ \frac{1}{2\pi r^2} \dot{M} \left[(GMr)^{1/2} - \beta (GMr_I)^{1/2} \right] \right\} = \frac{3\dot{M}}{4\pi r^2} \frac{GM}{r} \left[1 - \beta \left(\frac{r_I}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (2.12)$$

Si asumimos que el calor generado no queda atrapado en el disco sino que se radia al ser producido, la luminosidad del disco será

$$L = \int_{r_I}^{\infty} 2h\dot{Q} \times 2\pi r dr = \left(\frac{3}{2} - \beta \right) \frac{GM\dot{M}}{r_I}. \quad (2.13)$$

2.4.2 Estructura vertical de disco de acreción

Si suponemos que existe equilibrio hidrostático en la dirección vertical del disco de acreción de la figura 2.2, entonces

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} = -\frac{GM}{r^2} \frac{z}{r}, \quad (2.14)$$

lo que en una primera aproximación nos permite escribir

$$h \sim \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{r^3}{GM} \right)^{1/2} = \frac{1}{\Omega} \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \sim \frac{c_s}{\Omega} \quad (2.15)$$

donde c_s es la velocidad del sonido. Hemos asumido que estamos tratando con un disco delgado, $h \ll r$, pero, qué implica esto sobre las condiciones físicas del gas? Utilizando la expresión (2.15) podemos reescribir la condición $h \ll r$ como

$$\frac{1}{\Omega r} \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \ll 1. \quad (2.16)$$

Si asumimos ahora que la presión del gas es la componente predominante de la presión en el disco de acreción

$$\left(\frac{2kT}{m_p} \right)^{1/2} \left(\frac{r}{GM} \right)^{1/2} \ll 1 \longrightarrow kT \ll \frac{1}{2} \frac{GMm_p}{r}. \quad (2.17)$$

De la expresión anterior vemos que el disco permanecerá siendo delgado si la energía es radiada al exterior. Una posible alternativa es el flujo de acreción dominado por advención (ADAF). Para tasas de acreción relativamente grandes, la parte esencial de la energía del plasma se pierde por advención dentro del horizonte del agujero negro debido a que la radiación está atrapada en el gas acretante y es incapaz de escapar. Este proceso estabiliza el flujo de gas frente a perturbaciones. Para altas tasas de acreción la altura del disco se hace comparable a su radio. Recientemente (1994) se han descubierto una nueva clase de soluciones de discos calientes ópticamente finos. Esto se debe a que la densidad del gas es tan baja que la eficiencia radiativa es muy pobre. Estos modelos se han aplicado de manera muy satisfactoria a unos pocos objetos celestes.

2.4.3 Viscosidad y discos- α

El modelo de disco de acreción arrastra una incertidumbre que puebla toos los estudios de acreción, inmediatamente surge la pregunta, Qué es exactamente la viscosidad de la que hemos hablado en nuestros desarrollos? La viscosidad microscópica es demasiado pequeña como para producir una acreción significativa. Se han propuesto varios mecanismos tales como turbulencias, convección o la presencia de campos magnéticos aleatorios.

Si hacemos un análisis dimensional del coeficiente de viscosidad η vemos que este tiene unidades de densidad por velocidad y por tiempo, ($g \cdot cm^{-1} s^{-1}$), lo que nos permite escribir

$$\eta \sim \rho v_{turb} l_{turb} \quad (2.18)$$

donde el subíndice *turb* refleja la idea introducida por Shakura y Sunyaev de que la viscosidad es producida por turbulencias en el flujo y l_{turb} es el tamaño de la mayor celda turbulenta coherente. Puesto que el tamaño del está limitado por el grosor del disco y la velocidad está limitada por la velocidad del sonido, la viscosidad presenta un límite superior

$$\eta < \rho c_s h. \quad (2.19)$$

Lo que nos permite escribir f_ϕ como

$$f_\phi = \frac{3}{2} \eta \Omega < \frac{3}{2} \rho c_s h \Omega \sim \rho c_s^2 \sim P, \quad (2.20)$$

o de una forma más general

$$f_\phi = \alpha P, \quad (2.21)$$

donde $\alpha \leq 1$. Los modelos construidos a partir de este modelo se denominan modelos de disco- α . Observaciones de discos de acreción dan valores para α en el rango 0.1 – 1.

Combinando todos los resultados de las secciones anteriores es posible escribir una expresión para la altura del disco de acreción como función del parámetro α ,

$$h^3 = \frac{1}{\alpha} \frac{\dot{M}}{4\pi\rho\Omega} \left[1 - \beta \left(\frac{r_I}{r} \right)^{1/2} \right] = \frac{1}{2\alpha} \frac{v_r}{r\Omega} r^2 h \left[1 - \beta \left(\frac{r_I}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (2.22)$$

De la expresión anterior es posible obtener una conclusión interesante. Observamos que cuanto mayor es α más delgado es el disco. Además a mayor velocidad horizontal mayor es la planitud del disco.

2.5 Unas cuantas ideas de modelos alternativos de discos de acreción

2.5.1 Limitaciones del disco delgado

El modelo de disco delgado, a pesar de ser plausible y autoconsistente, es incapaz de explicar los espectros duros observados en flujos de acreción en torno a objetos compactos. En el modelo de disco fino expuesto anteriormente, se asume que es gas acretado es relativamente frío, con una temperatura mucho menor que la temperatura virial correspondiente a la energía potencial en un campo gravitacional. Bajo estas condiciones es posible la formación de un fino disco (con altura $h \ll r$) [Lamb(1991)]. En este modelo la temperatura de los electrones y los iones son iguales, y el disco es efectivamente ópticamente grueso. La temperatura del gas en las partes más internas del disco son demasiado bajas ($T \sim 6 \cdot 10^7 K$)³, mucho menores que las observadas $T \sim 10^9 K$, es más, como puede verse de la ecuación (2.17), la condición de disco delgado implica que la temperatura efectiva debería decrecer al aumentar la masa, mientras que las observaciones indican que la temperatura característica es $\geq 10^9$, tanto para agujero negro de origen estelar como para agujeros negros supermasivos.

Por otro lado, la acreción esféricamente simétrica en torno a un agujero negro tipo Schwarzschild discutido en la sección anterior tiene solamente interés académico para introducir los conceptos elementales que utilizamos al hablar de los discos de acreción y como un ejemplo sencillo de las ideas teóricas; es de poca importancia para la interpretación completa de los datos experimentales. Una situación más realista es aquella en la que un agujero negro se mueve con respecto al gas interestelar. De nuevo, los procesos principales que son responsables de la tasa de acreción tienen lugar lejos de la frontera del agujero negro, en las regiones donde una puede utilizar la aproximación newtoniana. Cuando un agujero negro se mueve a través del medio interestelar con una velocidad v mucho mayor que la velocidad del sonido, se desarrolla un frente de choque en torno al agujero negro. Si el remanente de energía cinética de un elemento del gas más allá del frente de choque excede la energía potencial en el campo gravitacional del agujero negro, este elemento escapará del agujero negro. Si no ocurre esto, el elemento será capturado por el agujero negro. La tasa de acreción correspondiente es:

$$\dot{M} \sim \frac{4\pi G^2 M_H^2 \rho_\infty}{v^3} \sim (10^{11} g/s) \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24} g/cm^3} \right) \left(\frac{v}{10 km/s} \right)^{-3}. \quad (2.23)$$

Por último, y por si fuera poco, se ha demostrado que las regiones internas de estos discos “estandar” son inestables.

³Esta temperatura depende de la tasa de acreción, de la masa del agujero negro y del radio de Schwarzschild

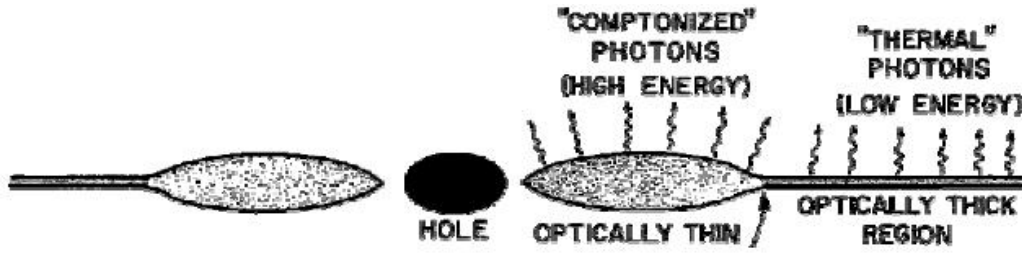


Figure 2.3: Posible estructura de un disco de acreción

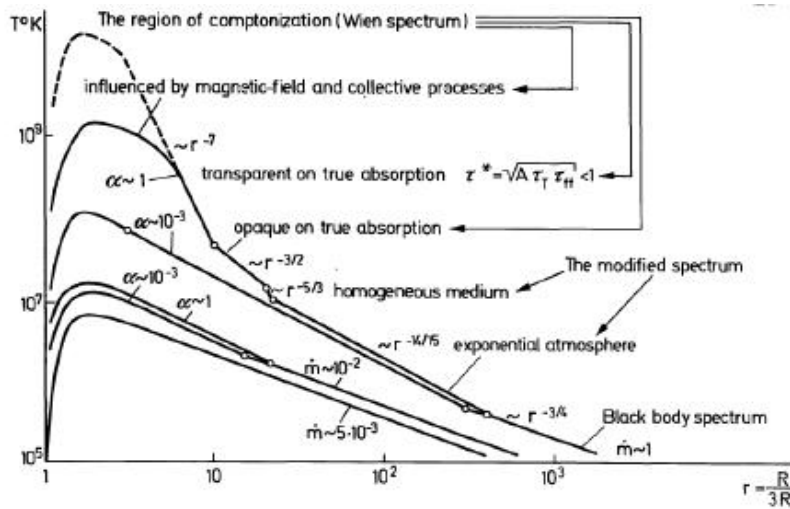


Figure 2.4: Temperatura de un disco de acreción como función del radio

Antes de proceder a discutir brevemente otros modelos de discos de acreción, son relevantes dos comentarios. Primero, incluso aunque el modelo de disco delgado no pueda explicar la emisión gobernada por una ley de potencias de rayos X/rayos γ , es capaz de explicar la componentes más débiles del espectro de agujeros negros acretantes. Los agujeros negros XRB en los llamados *High state* y *Very High state* presentan espectros débiles con $kT \sim 0.7 - 1$ KeV. Esta emisión podría producirse perfectamente por un disco delgado. En segundo lugar, toda la discusión de este trabajo se centra en emisiones entre 10 KeV y 1 MeV. Además de esta emisión, que es normalmente térmica, se han observado diferentes tipos de emisiones no térmicas en blazars, asociadas con jets relativistas, pero este es un tema que se aleja mucho de nuestro objetivo.

2.5.2 Modelos de discos de acreción calientes

En vista de la incapacidad de los discos de acreción delgados de producir Rayos X duros y rayos γ , se han realizado varios intentos para desarrollar modelos alternativos de acreción. Un hecho común de estos modelos es que los electrones radiantes son relativistas, de forma que el scattering Compton es importante (Rybicki Lightman 1979). Sunyaev Titarchuk discutieron la comptonización de fotones débiles por electrones calientes y demostraron, que para unas pocas profundidades ópticas, se obtenía una ley de potencias extendida hasta $E \sim kT$. Los fotones débiles necesarios por necesarios para este proceso podrían provenir de distintas

fuentes, tales como de un disco de acreción estandar o fotones sincrotrones producidos por el plasma localmente magnetizado. La mayoría de las discusiones se centran en modelos térmicos. Observaciones recientes han confirmado las primeras indicaciones de que los agujeros negros XRB presentan *turnovers*⁴, lo que constituye severas dificultades para modelos exclusivamente térmicos. Se han propuesto varios modelos de este tipo de acreción de flujos de acreción en torno a agujeros negros, de los cuales describo brevemente aquellos que en mi opinión son significativos:

- **Modelos de corona:** Estos modelos constan de una corona de gas caliente sobre el disco de acreción estandar. La corona está caracterizada por su densidad (o equivalentemente por su profundidad óptica) y su temperatura. El disco proporciona los fotones débiles necesarios para la Comptonización. Agujeros negros XRB muestran características espectrales, tales como líneas de emisión de hierro y un salto entre 10 – 30 KeV que indican reflexión de rayos X en gas frío. Estas características pueden ser explicadas en el modelo de corona, gracias a la existencia de dos discos, uno frío y uno caliente. Los modelos de corona, aunque prometedores son todavía incompletos puesto que la dinámica del gas coronal aún no ha sido tratada.
- **Modelos dominados por advección:**⁵ Recientemente (1995) se ha descubierto una nueva clase de soluciones calientes ópticamente delgadas. Una característica esencial de estas soluciones es que la mayoría de la energía disipada por viscosidad es arrastrada con el gas acretante, de forma que sólo una pequeña cantidad de energía se radia al exterior. Este flujo es por tanto dominado por advección. El gas acretado es ópticamente delgado y en principio inestable. Sin embargo, debido al dominio de la advección el enfriamiento radiativo es sólo una pequeña perturbación sobre todas las contribuciones energéticas del gas. La inestabilidad térmica no tiene tiempo de aumentar hasta una amplitud significativa y el flujo es efectivamente estable frente a perturbaciones térmicas. Estos modelos constituyen la alternativa más prometedora para explicar las fuentes de luminosidad elevada.

2.6 Claves para la observación de agujeros negros en sistemas binarios.

2.6.1 Estados de emisión

Los agujeros negros en sistemas binarios que radian en rayos X (XRB) presentan cuatro estados distintos, que se diferencian por su luminosidad y forma espectral. En orden de luminosidad creciente son

- *Off State:* La luminosidad en rayos X está en el rango $L_X \sim 10^{30} - 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \ll L_{Edd}$, donde L_{Edd} es la luminosidad de Eddington. La naturaleza del espectro no se conoce, pero de acuerdo con el modelo dominado por acreción el espectro es bastante duro.
- *Low State:* en este estado, el espectro de rayos X es excepcionalmente duro, típicamente $\alpha_N \sim 1.5 - 2$. La luminosidad típica es $L_X \sim 10^{36} - 10^{37.5} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \leq 0.01 L_{Edd}$

⁴No he encontrado una buena traducción.

⁵Advección: Acción y efecto de llevar y arrastrar algo.

- *High State*: La luminosidad del sistema binario en rayos X es mayor que en el *Low State*, $L_X \sim 0.01 - 0.09 L_{Edd}$. El espectro consiste en una componente ultrablanda, que contiene la mayoría de la luminosidad, más una cola dura con $\alpha_N \sim 2.5$

Los agujeros negros XRB tienden a ser variables en un amplio rango de escalas temporales y algunos sistemas incluso sufren oscilaciones cuasi-periodicas. En general, parece que la mayor variabilidad se ve en las componentes espectrales duras, mientras que las componentes débiles permanecen prácticamente estacionarias.

2.6.2 Agujeros negros frente a estrellas de neutrones.

Tanto los agujeros negros como las estrellas de neutrones tienen, como vimos, potenciales relativistas profundos, y por este motivo ambos sistemas se comportan de manera similar cuando acretan. La principal distinción entre ellos es que las condiciones de frontera en el interior son distintas:

- **Condiciones radiativas en la frontera:** en el caso de un agujero negro, la materia acretada desaparece a través del horizonte, llevando la energía consigo. En cambio, una estrella de neutrones tiene una superficie que reirradia cualquier tipo de energía que caiga sobre ella. Observacionalmente aparecen colas duras en estrellas de neutrones en sus estados de baja intensidad. Ajustando estas colas con leyes de potencias se obtienen generalmente índices $\alpha_N \geq 3$. Los ajustes al bremsstrahlung térmico dan temperaturas $kT \sim 30 - 40$ KeV. Por tanto, en media las colas duras en estrellas de neutrones son más blandas que las colas en agujeros negros ($\alpha_n \sim 1.5 - 2.5$, $kT \geq 100$ KeV).
- **Condiciones de flujo en la frontera:** La segunda diferencia, que aún no ha sido estudiada en detalle, se sigue del hecho de que el agujero negro tiene un horizonte de eventos mientras que la estrella de neutrones tiene una superficie dura. El gas acretado responde de manera diferente a esas dos condiciones de frontera. En el caso de un agujero negro, el gas hace una transición sónica y cae dentro del horizonte supersónicamente. En cambio, el gas que cae sobre una estrella de neutrones lo hace subsónicamente (Popham y Narayan 1992). Es posible que esta diferencia nos lleve a cambios importantes en la dinámica del gas cerca del centro. Uno puede especular por ejemplo que la naturaleza de los flujos salientes y jets dependa muy sensiblemente de las condiciones en la frontera. Los mejores ejemplos de jets XRB se encuentran en $1E740.7 - 2942$ (Mirabel et al. 1992), $GRS 1915 + 105$ (Mirabel y Rodríguez 1994) y $GRO J1655 - 40$ (Tingay et al. 1994), todos ellos candidatos a agujeros negros. Los únicos sistemas XRB que poseen jets y que pueden ser estrellas de neutrones son $SS 433$ y $Cyg X-3$, aunque podrían ser también agujeros negros.

2.7 Determinación de la masa de un objeto compacto en un sistema binario

2.7.1 La función de masa

Consideremos un sistema binario constituido por dos objetos de masas M_1 y M_2 que se mueven en órbitas elípticas con respecto a su centro de masas común. Elegimos el plano x-y como el plano de la órbita, con el origen en el centro de masas. Supongamos que este plano orbital está inclinado un ángulo i con respecto a la línea de visión con el eje x a lo largo de la línea de

odos. Si ω es el ángulo formado por el periastro y la línea de nodos, la posición del pulsar en cualquier instante viene dada por

$$x = r_1 \cos \psi \quad (2.24)$$

$$y = r_1 \sin \psi \quad (2.25)$$

donde $\psi = \omega + \phi$ y $r_1 = \frac{a_1(1-e^2)}{1+e \cos \phi}$. Si

$$\mathbf{n} = \mathbf{e}'_z = \cos i \mathbf{e}_z + \sin i \mathbf{e}_y \quad (2.26)$$

denota el vector unitario apuntando desde la tierra a la masa M_1 , entonces la componente en la línea de visión del vector velocidad de la masa M_1 viene dada por

$$\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{n} = (\dot{r} \sin \psi + r_1 \dot{\psi} \cos \psi) \sin i. \quad (2.27)$$

Para una órbita elíptica, podemos expresar $\dot{\phi}$ como

$$\dot{\phi} = \frac{2\pi}{P(1-e^2)^{3/2}}(1+e \cos \phi)^2, \quad (2.28)$$

donde P es el periodo orbital. Usando esto, tras un simple cálculo algebraico, obtenemos

$$\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{n} = K[\cos(\omega + \phi) + e \cos \omega] \quad (2.29)$$

y

$$K = \frac{2\pi a_1 \sin i}{P(1-e^2)^{1/2}}. \quad (2.30)$$

Por tanto, para cualquier sistema en el cual podamos medir la velocidad en la línea de visión, podremos usar estas ecuaciones para determinar los demás parámetros. La excentricidad e y el periodo P se pueden determinar a partir de la ecuación (2.28), una vez integrada. Más es, estudiando los coeficientes del $\sin \phi$ y el $\cos \phi$ en la ecuación (2.29) podemos obtener K y ω . Eliminando P y e de K , determinamos $a_1 \sin i$, y usando esto podemos determinar la conocida como función de masa, definida como

$$f = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{(a_1 \sin i)^3}{G} \left(\frac{2\pi}{P} \right)^2, \quad (2.31)$$

extremadamente importante, pues nos relaciona las masas de los elementos del sistema binario con los parámetros que definen su órbita, y que si podemos medir.

2.7.2 Una aplicación sencilla: es Cygnus X-1 realmente un agujero negro?

Debido al carácter general que he querido dar a este trabajo he preferido hasta ahora no analizar un candidato concreto a agujero negro y dar argumentos generales válidos para cualquier candidato. Sin embargo, en esta ocasión, a modo de ilustración de los desarrollos teóricos expuestos en esta sección, haremos una estimación de la masa de uno de los candidatos más fuertes a agujeros negros: Cygnus X-1.

Cygnus X-1 fue el primer candidato a agujero negro descubierto y ha sido investigado en profundidad. El sistema muestra variabilidad en rayos X en todas las escalas temporales desde milisegundos a años. La estrella en el óptico en Cygnus X-1 es una supergigante de magnitud 9 denominada HDE 226868. Estudios cuidadosos basados en la absorción interestelar

indican una distancia a HDE 226868 de ~ 2.5 kpc con una distancia absoluta mínima de 2 kpc. El corrimiento Doppler del espectro de la estrella permite determinar $P = 5.60$ días, $a_1 \sin i = (5.82 \pm 0.08) \times 10^{11}$ cm, y $f = (0.252 \pm 0.010)M_\odot$. Una supergigante OB típica tiene una masa mayor que $20M_\odot$, pero cálculos de evolución estelar muestran que la masa debería ser al menos de $8.5M_\odot$ para proporcionar la luminosidad observada de HDE 226868 a una distancia $d > 2$ kpc. Puesto que

$$f = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (2.32)$$

(donde M_1 se refiere a la estrella y M_2 al objeto compacto), el valor mínimo de M_2 se obtiene haciendo $\sin i = 1$, lo que da $M_2 \geq 3.3M_\odot$.

Alternativamente, podemos obtener una cota para M_2 , sin asumir nada acerca de M_1 , usando el hecho de que no se observan eclipses de rayos X en este sistema. La ausencia de eclipses requiere que

$$\cos i > \frac{R}{a}, \quad (2.33)$$

donde R es el radio de la estrella óptica y a es la separación entre las dos estrellas. Usando $a = [1 + (M_1/M_2)]a_1$, podemos transformar esta ligadura en la condición

$$M_2 \sin i \cos^2 i \geq \frac{f R^2}{(a_1 \sin i)^3} \quad (2.34)$$

La combinación $\sin i \cos^2 i$ toma su valor máximo en $2/3\sqrt{3}$, lo que implica

$$M_2 \geq \frac{3\sqrt{3}f R^2}{2(a_1 \sin i)^3}. \quad (2.35)$$

Como sabemos, el radio se puede expresar en términos de la luminosidad y de la temperatura efectiva de la estrella mediante $R^2 = (L/4\pi\sigma T_e^4)$. Determinar esta cantidad a partir de las observaciones requiere un análisis cuidadoso de las correcciones bolométricas y de la absorción del medio interestelar en la banda visible. Una estimación conservativa resulta ser

$$R^2 = (6.62 \times 10^6 km)^2 \left(\frac{d}{2 kpc} \right)^2. \quad (2.36)$$

Sustituyendo esta estimación en la ecuación (2.35) obtenemos una masa

$$M_2 \geq 3.4M_{solar} \left(\frac{d}{2 kpc} \right)^2. \quad (2.37)$$

Por tanto, Cygnus X-1 satisface todas las condiciones para ser un agujero negro, a saber:

1. Un objeto compacto (enana blanca, estrella de neutrones o agujero negro) acretante es la mejor forma de modelizar sus propiedades de emisión en rayos X
2. Un objeto compacto con una masa $M \simeq 3M_{odot}$ no puede ser una estrella de neutrones, debe ser un agujero negro.

Black Hole Candidates in Binary Star Systems			
Name of Binary System	Companion Star Spectral Type	Orbital Period (days)	Black Hole Mass (Solar Units)
Cygnus X-1	B supergiant	5.6	6-15
LMC X-3	B main sequence	1.7	4-11
A0620-00 (V616 Mon)	K main sequence	7.8	4-9
GS2023+338 (V404 Cyg)	K main sequence	6.5	> 6
GS2000+25 (QZ Vul)	K main sequence	0.35	5-14
GS1124-683 (Nova Mus 1991)	K main sequence	0.43	4-6
GRO J1655-40 (Nova Sco 1994)	F main sequence	2.4	4-5
H1705-250 (Nova Oph 1977)	K main sequence	0.52	> 4

SOURCE: Frankel, Morrison, & Wolff, *Voyages through the Universe*

Figure 2.5: Principales candidatos a agujeros negros de origen estelar.

2.8 Cuantos agujeros negros existen en nuestra galaxia?

El número total de sistemas con posibilidad de contener un agujero negro asciende a 20. Una lista con los más significativos se muestra en la figura 2.8. Todos los candidatos más firmes son fuentes de rayos X. Algunos de ellos son persistentes, otros transitorios. Por ejemplo, Cyg $X - 1$ y LMC $X - 1$ son persistentes, mientras que A0620 - 00 es transitorio.

Durante más de 25 años desde el descubrimiento del primer candidato a agujero negro, Cyg $X - 1$ sólo se han añadido a la lista unos pocos más, en contraste con la gran cantidad de estrellas de neutrones que han sido identificadas en la Galaxia. Se podría concluir por tanto que los agujeros negros son objetos raros, sin embargo, esto no es necesariamente cierto. El pequeño número de agujeros negros detectados podría estar relacionado con las condiciones específicas que son necesarias para su localización. Según estimaciones realizadas por van den Heuvelen (1983) el periodo de evolución durante el cual un agujero negro emite rayos X es de tan sólo 10^4 años, y por tanto sólo podremos detectarlos durante ese breve periodo de tiempo. De hecho, la población de agujeros negros puede ser muy superior de la observada actualmente, llegando a ser tan comunes como las estrellas de neutrones. Podríamos plantearnos cuantos agujeros han sido creados por colapso estelar en nuestra galaxia a lo largo de nuestra existencia. Para estrellas en secuencia principal en el entorno solar, el espectro de masas estelares se conoce bastante bien gracias a los datos observacionales y a la teoría de la estructura estelar. El tiempo de vida de una estrella masiva será menor que 10^{10} años (la edad de nuestra galaxia). Si asumimos una tasa de nacimiento constante, una tasa idéntica de muerte para estrellas masivas durante el tiempo de vida de la galaxia, y que todas las estrellas con una masa $M > M_*$ en secuencia principal se convertirán en agujeros negros es posible calcular la tasa de nacimientos de agujeros negros en las inmediaciones solares. Si esta tasa es la misma en todas partes, será posible estimar el número total de agujeros negros en la galaxia y la masa total de todos los agujeros negros de origen estelar contenidos en ella.

Se ha dedicado una gran de trabajo a estas estimaciones. La estimación más reciente⁶ la dieron Brown y Bethe en 1994. Sitúan la tasa de creación en torno a 0.01 por año, lo que es equivalente a un número total de agujeros negros en la galaxia de $N \sim 10^9$. Es plausible que

⁶O al menos la que yo conozco

un número tan sumamente grande de agujeros negros exista? Quien sabe, de momento sólo hemos encontrado unos pocos.

Chapter 3

Presente y futuro de la física de agujeros negros

“When you have eliminated the impossible, whatever remains, however improbable, must be the truth.”

Sherlock Holmes

3.1 Introducción

Hasta ahora hemos tratado aspectos clásicos de la teoría de agujeros negros, pero no hemos hablado nada de las observaciones actuales ni de los métodos que quizá puedan utilizarse en un futuro para la detección de agujeros negros. En este capítulo se analizarán algunos de estos aspectos, centrándome sobre todo en el satélite Chandra y sus observaciones y en la astronomía de ondas gravitacionales.

3.2 Chandra: el gran observador de rayos X

La misión Chandra fue lanzada por la NASA el 23 de Julio de 1999 y constituye uno de los observatorios de rayos X más sofisticados construidos hasta la fecha. Está diseñado para observar rayos X en regiones de alta energía en el Universo. La sensibilidad mejorada de Chandra con respecto de proyectos anteriores puede hacer realidad estudios más detallados de agujeros negros, entre otros. Son muchos los proyectos realizados por Chandra en los últimos años en este campo, sobre todo en lo que respecta a agujeros negros en el centro de las galaxias, y resumirlos todos llevaría demasiado tiempo; por este motivo, he elegido aquellos que reflejan la parte práctica de algunos aspectos teóricos que han sido tratados en este trabajo, y a los que hasta ahora no se les había dedicado un espacio.

3.2.1 Podemos saber si un agujero negro está rotando? Chandra si.

La órbita de una partícula orbitando en torno a un agujero negro depende, como vimos, de la curvatura del espacio alrededor del mismo, lo que a su vez depende de lo rápido que ese agujero negro esté girando (véase la sección 1.5). Un agujero negro rotante *arrastra* consigo el espacio que lo rodea y permite que los átomos orbiten más cerca del agujero negro de lo que les es posible en el caso de un agujero negro no rotante (véase la figura 3.1). Los últimos datos de Cygnus X-1 aportados por Chandra (2003) muestran que los efectos gravitacionales de la

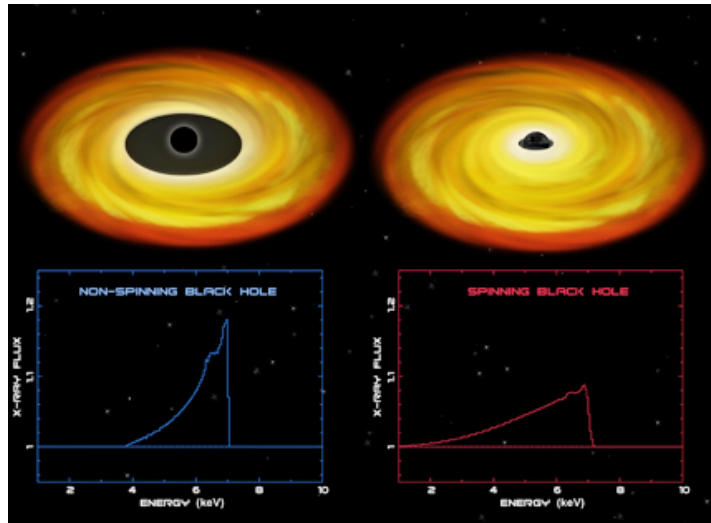


Figure 3.1: Diferencias entre los espectros provenientes de un agujero negro no rotante y uno rotante. Nótese que en el caso del agujero negro rotante la cantidad de rayos X de baja energía es mayor que en el caso del agujero negro no rotante.

señal de átomos de hierro pueden ser debidos sólo a efectos relativistas, y que algunos de estos están a más de 100 millas del horizonte de eventos del agujero negro, es decir, demasiado lejos como para asegurar que Cygnus X-1 esté rotante. No existe por tanto evidencia hasta la fecha de que Cygnus X-1 sea un agujero negro en rotación.

Los datos de la European Space Agency's XMM-Newton Observatory del agujero negro XTE J1650-500, muestran una distribución muy similar a la de Cygnus X-1, pero con una excepción importante. Se observa una mayor cantidad de rayos X de baja energía emitidos por átomos de hierro, lo que es un indicativo de que algunos de estos rayos X nos llegan desde un punto más profundo en el pozo gravitacional en torno al agujero negro, en torno a unas 20 millas del horizonte de eventos del mismo, lo que parece indicar que este agujero negro rota rápidamente. Las observaciones de Chandra de un tercer candidato a agujero negro estelar, GX 339-4, muestran que este también se encuentra rotando rápidamente.

La pregunta que vendrá inmediatamente a la mente del lector es, porqué algunos agujeros negros rotan tan rápido y otros no? Una posibilidad es que las diferencias de espín se produzcan en el momento de colapso de la estrella. Otra posibilidad es que la tasa de espín dependa de como el agujero negro ha estado devorando materia de su estrella compañera, un proceso que puede hacer que el agujero negro gire más rápidamente. Agujeros negros con un espín considerable tienen compañeras de baja masa. Estas estrellas de vida relativamente larga podrían haber estado *alimentando* al agujero negro durante mucho tiempo, permitiendo que este alcanzara tasas de espín mayores. De hecho, Cygnus X-1 con una estrella compañera de vida corta podría no haber tenido tiempo para ganar espín.

3.2.2 Existe alguna evidencia nueva de la existencia de horizontes de eventos en torno a agujeros negros? Chandra la tiene

En el año 2001 astrónomos del NASA's Chandra X-ray Observatory estudiaron algunos de los agujeros negros más oscuros hasta ahora observados. Su trabajo confirma la existencia real

de los horizontes de eventos, la membrana de sentido único en torno a los agujeros negros, predicha, como vimos, por Relatividad General.

Usando datos de Chandra y de satélites de rayos X previos como ROSAT, el equipo de Chandra estudió una docena de *novas* de rayos X ¹. usaron el avanzado espectrómetro CCD (ACIS) en el Chandra X-ray Observatory para tiempos de exposición entre 10000 y 40000 segundos por objeto. Comparando los datos con la energía de las *novas* inactivas, este equipo descubrió que las fuentes con agujeros negros emitieron solamente un 1 por ciento de energía, como hicieron las *novas* de rayos X con las estrellas de neutrones.

La explicación más sencilla de estas observaciones es que los agujeros negros candidatos estudiados tuvieran horizontes de eventos que *tragaran* toda la energía que los rodeaba.

3.3 Agujeros negros y astronomía de ondas gravitacionales

Debería ser claro para el lector después de realizar las lecturas de las secciones previas que existen razones de peso para pensar que verdaderamente existen agujeros negros en el universo. Pero, sin embargo, un cierto grado de cautela es necesario puesto que todas las evidencias antes discutidas son indirectas. La principal razón por la que esto ocurre es simple: en la mayoría de los casos, un agujero negro se verá "oscurecido por nubes de gas, y las regiones próximas al horizonte de eventos no serán transparentes a las ondas electromagnéticas. Sólo en los casos en los que el agujero negro está rodeado de un fino disco de acreción se puede esperar una visión clara de la región del horizonte. Significa esto que raramente podremos observar agujeros negros directamente? La respuesta es no, pero la principal esperanza de realizar dichas observaciones pasa por la identificación de ondas gravitacionales.

La existencia de ondas gravitacionales es una predicción ineludible de la Relatividad General. A diferencia de las ondas electromagnéticas que son generadas en procesos que involucran átomos individuales, las ondas gravitacionales son generadas por movimientos colectivos. Por tanto, el movimiento de las dos masas que constituyen los sistemas binarios descritos en el capítulo anterior generarán ondas gravitacionales. De hecho un cálculo relativamente sencillo en Relatividad General permite obtener la potencia radiada por dos masas M_1 y M_2 en una órbita circular

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32G^4 M_1^2 M_2^2 (M_1 + M_2)}{5c^5 r^5} \quad (3.1)$$

Según esto, las ondas gravitacionales más fuertes provendrán de procesos que involucren objetos masivos y compactos, es decir, los agujeros negros constituyen las fuentes de ondas gravitacionales más poderosas del Universo. La interpretación de esta ecuación es sencilla, debido a la pérdida de energía en forma de ondas gravitacionales, el periodo orbital del sistema disminuirá y las masas M_1 y M_2 se acercarán, para coalescer eventualmente.

La mayoría de los procesos que involucren un agujero negro deberían dar lugar a ondas gravitacionales muy características. Puesto que las ondas gravitacionales interactúan débilmente con la materia es de esperar que puedan escapar de la región más próxima a un agujero negro casi sin ser afectadas por un posible disco de acreción. Sin embargo, desde otro punto de vista, el hecho de que la interacción sea tan pequeña constituye un gran problema desde el punto de vista observacional. Como decía Feynmann, la física no se entiende hasta que no hacemos números. Una estimación simple de la amplitud de las ondas gravitacionales de un sistema binario se puede escribir como:

¹Se llaman así porque ocasionalmente constituyen brillantes fuentes de rayos X y pasan después varias décadas de inactividad.

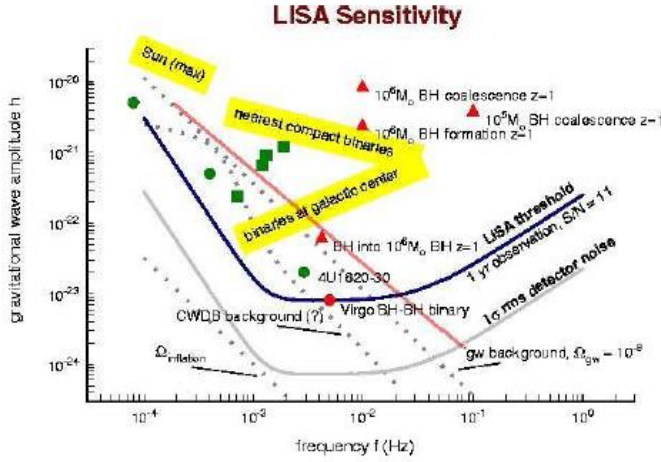


Figure 3.2: Sensitividad del proyecto LISA como función de la frecuencia, junto con las fuentes astrofísicas y cosmológicas que podrían contribuir a la señal.

$$h \sim \frac{r_{g1} r_{g2}}{dD} \quad (3.2)$$

donde r_{gi} son los radios de Schwarzschild de los dos cuerpos, d es la distancia entre ellos y D es la distancia al observador. Para un sistema constituido por dos agujeros negros de 10 masas solares en el cúmulo de Virgo, los valores típicos serían $r_{gi} \sim 30\text{Km}$, $d \sim 200\text{Km}$ y $D \sim 3 \times 10^{20}\text{Km}$, dando lugar a una amplitud para las ondas gravitacionales de $h \sim 1.5 \times 10^{-20}$ en la tierra. Si queremos detectar la coalescencia en espiral de este sistema binario debemos ser extremadamente precisos. Una onda típica induciría un desplazamiento relativo de $h \sim \Delta L/L \sim 10^{-20}$ en la materia, lo cual es una cantidad extraordinariamente pequeña y que en principio parece imposible de detectar. Sin embargo, puesto que en realidad es el propio espacio tiempo el que se desplaza, el movimiento de las masas de las que están hechos los detectores sería coherente y el milagro podría ser posible. Decadas de esfuerzos para detectar ondas gravitacionales, que deberían, teóricamente, bombardear la tierra, han tenido escasa recompensa. No obstante, existen grandes esperanzas en que esto será posible próximamente mediante los nuevos dispositivos interferométricos de gran escala, lo que haría de la astronomía de ondas gravitacionales una realidad. Dichos interferómetros son LIGO (USA), VIRGO (italiano-francés) y GEO (Germano-Británico) y compiten por ser los primeros en detectar ondas gravitacionales astrofísicas. Además existe un proyecto de detector mucho más grande, véase la figura 3.2, situado esta vez en el espacio, LISA.

Los sistemas binarios constituidos por objetos compactos, como agujeros negros, constituyen sistemas ideales para la producción de ondas gravitacionales; existen diversos motivos para esto; son sistemas muy claros y que pasan una gran cantidad de revoluciones a una separación orbital dada, lo que los hace fácilmente modelizables como dos masas puntuales con un cierto número de propiedades internas (masa, espín, momento cuadrupolar, etc).

Para la mayor parte de movimiento orbital de sistemas binarios no es necesario especificar los constituyentes del sistema. La señal proveniente de al menos un agujero negro sería indistinguible de la radiación emitida por un par de estrellas de neutrones. La diferencia entre la estrella de neutrones y los agujeros negros sólo sería importante durante los estadios finales. Para un

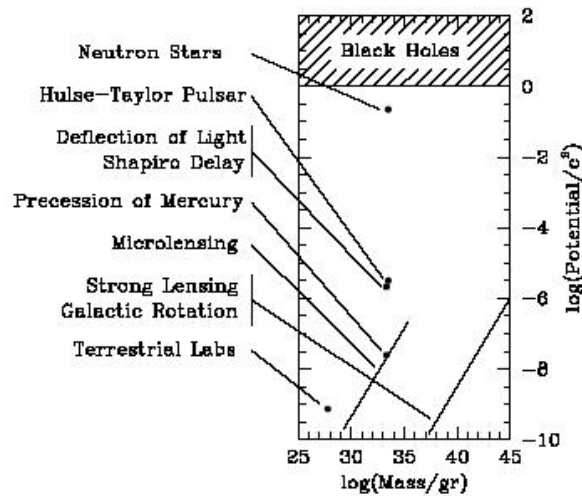


Figure 3.3: Potenciales gravitacionales probados por diversas observaciones astrofísicas y tests de la Relatividad General.

identificación directa de un agujero negro es necesario modelizar los últimos ciclos² (aquellos en los cuales la distancia entre los dos cuerpos es comparable al tamaño del agujero negro). Sin embargo, los datos asociados a las partes anteriores a este punto del movimiento nos permitirían inferir las masas individuales, como se hizo en el caso del famoso pulsar 1913 + 16. Si una de las dos masas (o ambas) son mayores que la masa permitida para una estrella de neutrones, estaremos probablemente ante un agujero negro. Las ondas gravitacionales de los últimos estadios de evolución probarían el fuerte campo gravitacional próximo al horizonte de eventos. Tales observaciones pondrían a prueba nuestro entendimiento de la física de agujeros negros.

3.4 La importancia de las fuentes de rayos X dominadas por acreción en el siglo XXI

Los agujeros negros, junto con las estrellas de neutrones, constituyen la única oportunidad de entender las propiedades de la materia y de los campos gravitacional y eléctrico más allá de las condiciones que podemos encontrar en los experimentos terrestres. Los campos gravitacionales probados por los flujos de acreción en torno al horizonte de eventos de una agujero negro, o de una estrella de neutrones, son muchos ordenes de magnitud mayores que aquellos probados por otros test de la gravedad de la Relatividad General, véase la figura 3.3. La astronomía de rayos X y el descubrimiento de los rayos X proporcionan pruebas de las teorías físicas básicas complementarias a otros experimentos o estudios cosmológicos.

Las últimas cuatro décadas han sido un periodo de descubrimientos, en el cual se han investigado las propiedades astrofísicas de los objetos compactos. Por su contribución a este esfuerzo, Riccardo Giacconi fue galardonado con el premio Nobel de física en el 2002. En un

²Si somos precisos, en el caso de que el sistema binario estuviera formado por dos agujeros negros masivos, los estadios finales ya no vendrían descritos por la ecuación (3.1), ya que su deducción se basa en la linealización de las ecuaciones de Einstein. Cuando las dos masas están muy proximas los efectos no lineales comienzan a ser importantes. En estos casos es necesario utilizar soluciones numéricas.

futuro próximo, las observaciones de agujeros negros utilizando detectores de gran superficie y alta resolución espectral permitirán obtener medidas precisas de las condiciones físicas existentes en los flujos de acreción cuando varía su escala temporal dinámica cerca de objetos compactos. Es más, el incremento del poder de cálculo computacional y las facilidades de los superordenadores permitirán el desarrollo de nuevas herramientas para modelizar el fenómeno hidro-magnético-radiativo en espacios-tiempo curvos.

3.5 Conclusiones

Me hubiera gustado disponer de un poco más de tiempo para incluir algunos aspectos en mi opinión interesantes, como son la radiación Hawking, cuya improbable detección sería la prueba más clara y directa de la existencia de agujeros negros; no obstante, creo que en conjunto este trabajo cumple el objetivo que me había propuesto, proporcionar una idea general de la matemática y física de agujeros negros, en concreto de aquellos de origen estelar, junto con una imagen de todo el trabajo *de campo* que se realiza para conseguir la identificación de un agujero negro. Mi principal objetivo ha sido que los aspectos teóricos y observacionales estén lo suficientemente equilibrados en contenido como para que el lector haya podido seguir el texto sin dificultad; sólo espero haberlo conseguido.

La física de agujeros negros es un campo abierto con gran cantidad de oportunidades y muchos problemas sin resolver y constituyen una oportunidad maravillosa para testar nuestras teorías más elementales en unos regímenes a los que no estamos acostumbrados. Las teorías actuales pueden ser muy elegantes pero como dijo el gran Leonardo da Vinci:

*There is no higher or lower knowledge, but one only, flowing out of experimentation*³

³*The notebooks of Leonardo da Vinci*

Bibliography

- [1] Valeri P. Flolov e Igor D. Novikov, *Black Hole Physics*, Kluwer Academic Publishers, (1998).
- [2] A.K. Raychaudhuri, *General Relativity, Astrophysics, and Cosmology*. Ed. Springer-Verlag (1992)
- [3] Sean M. Carroll, *An introduction to General Relativity: Spacetime and Geometry*, Addison Wesley (2004)
- [4] Clifford M. Will, *Theory and experiment in gravitational physics*, Cambridge University Press, (1993)
- [5] Steven Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley and sons (1972)
- [6] M.A. Abramowicz, *Theory of Black Hole Accretion Discs*, Cambridge University Press (1998)
- [7] T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics, Volume II: Stars and Stellar Systems*, Cambridge University Press (2001)
- [8] Neutron Stars and Black Holes, Lamb, F.K. 1991. En *Frontiers of Stellar Evolution*, Ed. D.L. Lambert, ASP Conf. Series, p.299
- [9] *White Dwarfs-Black Holes: An introduction to Relativistic Astrophysics*, Sexl, R y Sexl, H, (1979). Academic Press
- [10] *Astrophysical Processes near Black Holes*, Eardley, D.M. y Press, W.H., (1975). ARAA, **13**, 381
- [11] *Evidence for Black Holes in Stellar Systems*, Cowley, A.P., (1992), ARAA, **30**, 287