

LOS AGUJEROS NEGROS EN LA ASTROFISICA

Deborah Dultzin-Hacyan

Instituto de Astronomía, UNAM
Apdo. Postal 79-264 - Cd, Universitaria
04510 México, D.F.

RESUMEN

En este trabajo se hace una revisión de la aplicación del concepto de agujero negro a diversas áreas de la astrofísica. Los modelos que usan esta idea están relacionados con dos ramas de la astrofísica fundamentalmente: a) La "muerte" de estrellas masivas por colapso gravitacional. En este caso, se habla de la formación de agujeros negros de masas estelares (10-20 M_{\odot}). La detección de este tipo de objetos se plantea a través del estudio de sistemas binarios de rayos x. b) Las llamadas galaxias con "núcleos activos" y, como caso extremo, los cuasares. En este caso, el modelo que puede explicar la generación de las enormes energías observadas así como otras propiedades de manera más adecuada, plantea la acreción de material a un agujero negro supermasivo ($10^6-10^1 M_{\odot}$) en el centro. El problema del origen de este tipo de agujeros negros está relacionado con la cosmología.

ABSTRACT

In this review we shall concentrate on the application of the concept of black hole to different areas in astrophysics. Models in which this idea is involved are connected with basically two areas in astrophysics: a) The "death" of massive stars due to gravitational collapse. This process would lead to the formation of black holes with stellar masses (10-20 M_{\odot}). The detection of these kind of objects is in principle possible, by means of studying the so-called X-ray binary systems. b) Active

nuclei of galaxies, including quasars as an extreme case. In this case, the best model available to explain the generation of the enormous amounts of energy observed as well as several other properties, is accretion into a supermassive black hole ($10^6-10^{10}M_{\odot}$) in the center. The problem of the origin of such black holes is related to cosmology.

1. INTRODUCCION

Mucho interés han despertado en los últimos años los llamados "agujeros negros": cuerpos cósmicos tan densos y compactos que su campo gravitacional no permite que nada, ni siquiera la luz, se escape de ellos.

El concepto de agujero negro aparece aun en el marco de la física clásica y, de hecho, fue a fines del siglo XVIII cuando Laplace consideró por primera vez la posibilidad de su existencia. La idea es muy simple: la velocidad de escape de una estrella o un planeta de masa M y radio R es

$$v_{\text{esc}} = (2GM/R)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

Si el radio de la estrella es menor que un radio crítico

$$r_g = 2GM/c^2, \quad (2)$$

la velocidad de escape resulta ser superior a la velocidad de la luz, c . Un cuerpo de radio menor que r_g no dejaría escapar la luz de su superficie y no podría detectarse más que por el efecto de su campo gravitacional sobre cuerpos cercanos a él.

Si medimos la masa de una estrella en masas solares, este radio crítico resulta ser aproximadamente

$$r_g = 3M_{\odot} \text{ km} \quad (3)$$

¿Existen tales objetos en el Universo? Aún no se puede responder categóricamente a esta pregunta, pero en los últimos años se han acumulado muchas evidencias a favor de la existencia de los agujeros negros. Se cree que las estrellas más masivas terminan sus días transformándose en tales objetos, y que existen gigantes agujeros negros en los núcleos de los cuasares y de muchas galaxias.

En la sección 2 del presente artículo se esbozan, de manera muy somera, algunas de las ideas básicas que dan lugar al concepto de agujeros negros a partir de la relatividad general. La sección 3 trata de cómo pue

den formarse agujeros negros por el colapso gravitacional de estrellas, y la sección 4 trata de la generación de energía y cómo detectarlos. Finalmente, la sección 5 trata de la posible existencia de agujeros negros supermasivos en el núcleo de las galaxias y cuasares.

2. RELATIVIDAD GENERAL Y COLAPSO GRAVITACIONAL

Los agujeros negros sólo pueden estudiarse rigurosamente en el marco de una teoría relativista de la gravitación, como es la teoría de la relatividad general de Einstein. Esta teoría es una generalización de la relatividad especial que incluye los fenómenos gravitacionales; su fundamento matemático es la geometría de Riemann.

En la teoría de la relatividad especial se puede definir la pseudo-distancia (infinitesimal) entre dos puntos-eventos como

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad . \quad (4)$$

Esta distancia es invariante frente a transformaciones de Lorentz (es decir $ds' = ds$).

Para tratar los fenómenos gravitacionales, Einstein tuvo la idea de sustituir la fórmula (4) para la pseudo-distancia por una más general:

$$ds^2 = \sum_{\alpha, \beta=0}^3 g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad , \quad (5)$$

donde x^0, x^1, x^2, x^3 son cuatro coordenadas arbitrarias (x^0 es una coordenada temporal) y $g_{\alpha\beta}$ es el llamado tensor métrico. La fórmula (5) define la métrica de un espacio de Riemann, que es la generalización a un número arbitrario de dimensiones de una superficie curva (4 dimensiones en el caso considerado).

En la teoría de la relatividad general, el movimiento de una partícula se interpreta como un movimiento geodésico (de longitud mínima) en un espacio-tiempo *curvo*.

En física clásica una distribución de masa dada por una densidad ρ , produce un potencial ϕ que satisface la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho \quad . \quad (6)$$

Einstein encontró en 1915 la generalización de esta ecuación en la forma:

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\alpha\beta} \quad , \quad (7)$$

donde $R_{\alpha\beta}$ es el llamado tensor de Ricci, que se construye a partir de segun das derivadas del tensor métrico $g_{\alpha\beta}$, R es la traza de $R_{\alpha\beta}$ y $T_{\alpha\beta}$ es el ten sor de energía-momento que aparece en relatividad especial. En el vacío, donde sólo hay campo gravitacional, se tiene que $T_{\alpha\beta} = 0$ y la ecuación de Einstein (7) se reduce a la de Laplace:

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad . \quad (8)$$

La ecuación de Einstein es en realidad un conjunto de 10 ecuacio nes en derivadas parciales para las 10 componentes de $g_{\alpha\beta}$. Evidentemente, no se puede encontrar una solución general, pero sí se pueden resolver las ecuaciones en algunos casos en que las simetrías del problema conducen a simplificaciones importantes de las mismas.

Poco tiempo después de que Einstein publicó su teoría, Schwarzschild⁽¹⁾ encontró, en 1916, una solución exacta de la Ec. (7) para el vacío ($T_{\alpha\beta} = 0$) que corresponde al campo gravitacional externo de una distribución esféricamente simétrica de masa. La solución de Schwarzschild es (en coordenadas esféricas)

$$ds^2 = - \left[1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right] c^2 dt^2 + \left[1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right]^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \text{sen}^2 \theta d\phi^2) \quad . \quad (9)$$

Lo primero que llama la atención en la Ec. (9) es la existencia de un radio crítico, que a partir de ahora llamaremos radio gravitacional o de Schwarzschild,

$$r = \frac{2GM}{c^2} \quad ,$$

y que, por una curiosa coincidencia, es exactamente el mismo que apareció en la hipótesis de Laplace mencionada anteriormente.

Quando $r \gg r_g$, la métrica se reduce a un espacio plano (no hay campo gravitacional); se dice que el espacio es asintóticamente plano.

Aparentemente, la métrica de Schwarzschild es singular en $r = r_g$, pero esta singularidad es ficticia pues se puede eliminar por una transfor mación de coordenadas adecuadas. La única singularidad real está en $r = 0$.

Para una estrella cuyo radio R_* , excede r_g , la métrica (9) descri

be su campo externo, mientras que en el interior es válida otra métrica. Sin embargo, si R_* es menor que r_g , aparece un fenómeno curioso. La línea de universo de un fotón que se mueve radialmente (es decir, $\theta = \text{const}$, $\phi = \text{const}$) satisface la condición $ds^2 = 0$ y, por lo tanto, de la Ec. (9) resulta que

$$c \frac{dt}{dr} = \pm \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} \quad (10)$$

Es fácil ver (Fig. 1) que mientras $r \gg r_g$, los fotones tienen líneas de universo a 45° en el plano (ct, r) , pero a medida que nos acercamos a r_g , estas líneas se van cerrando, hasta que un fotón emitido desde $r = r_g$ se queda pegado a la superficie $r = r_g$ y no se puede escapar!: el cono de luz se ha cerrado totalmente. Para $r < r_g$, el cono de luz se vuelve a abrir, pero r es una coordenada temporal y t espacial debido al cambio de signo de g_{00} y g_{11} . Un cuerpo masivo cuyo radio es menor o igual que su radio gravitacional no puede emitir luz -ni ningún otro objeto- y es lo que se llama un agujero negro. La superficie definida por $r = r_g$ se llama "horizonte de eventos". Es importante notar que la singularidad real $r = 0$ se encuentra dentro del horizonte y no puede verse desde el exterior.

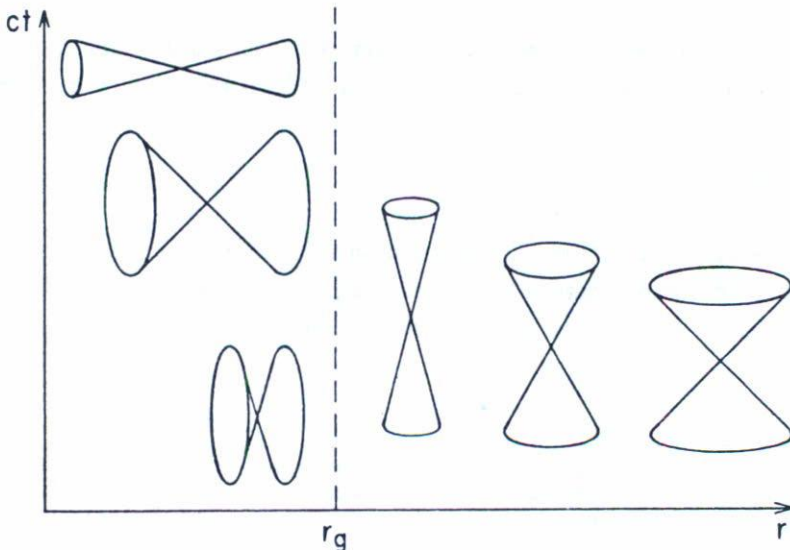


Fig. 1. El cono de luz en la métrica de Schwarzschild.

Poco después de que Schwarzschild encontrara su métrica, Reissner⁽²⁾ (en 1916) y Nordström⁽³⁾ (en 1918) descubrieron otra solución con simetría esférica que representa el campo gravitacional de un cuerpo con masa M y carga Q . Es realmente sorprendente que después de Schwarzschild, y de Reissner y Nordström, pasó casi medio siglo hasta que se descubrió una nueva solución de las ecuaciones de Einstein que representan un agujero negro. Fue en 1963 cuando Roy Kerr⁽⁴⁾, campeón neozelandés de bridge, encontró una métrica que describe un agujero negro en rotación. La métrica de Kerr, en las llamadas coordenadas de Boyer y Lindquist⁽⁵⁾, tiene la forma

$$ds^2 = - \frac{\Delta}{\rho^2} (dt - a \operatorname{sen}^2\theta d\phi)^2 + \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \frac{\operatorname{sen}^2\theta}{\rho^2} [(r^2+a^2)d\phi - a dt]^2, \quad (11)$$

donde

$$\rho^2 \equiv r^2 + a^2 \cos^2\theta \quad \text{y} \quad \Delta \equiv r^2 - 2Mr + a^2; \quad (12)$$

M y a son constantes (usamos unidades tales que $G = c = 1$ para aligerar la notación*. M representa la masa y a el momento angular por unidad de masa del agujero negro⁽⁶⁾. Cuando $a = 0$, la métrica se reduce a la de Schwarzschild.

La singularidad de la métrica de Kerr no es un punto, sino un anillo de radio a en el plano $\theta = \pi/2$; si $M > |a|$, la métrica tiene dos horizontes definidos por

$$r = r_{\pm} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2}. \quad (13)$$

En 1965, Newman *et al.*⁽⁷⁾ encontraron una generalización de la métrica de Kerr correspondiente a un agujero negro con masa M , momento angular aM y carga Q . La métrica de Kerr-Newman tiene la misma forma que (11), excepto que

* Con esa convención, la distancia y el tiempo se miden en unidades de masa, y la velocidad es adimensional. Para recuperar unidades usuales, multiplique una longitud por G/c^2 , un tiempo por G/c^2 y una velocidad por c .

$$\Delta \equiv r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2 \quad . \quad (14)$$

Dicha métrica se reduce a la de Kerr cuando $Q = 0$, y a la Reissner-Nordström cuando $a = 0$. Sus dos horizontes están en

$$r_{\pm} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2 - Q^2} \quad .$$

3. LA GRAVITACION Y LA MUERTE DE LAS ESTRELLAS

En la plenitud de su vida las estrellas se encuentran en equilibrio gracias a la presión que se produce como consecuencia de las reacciones nucleares que ocurren en su interior. Esta presión contrarresta la gravedad estelar. La muerte de una estrella llega cuando el combustible nuclear se agota y la estrella es incapaz de generar energía. La estrella (o lo que queda de ella después de varios procesos de eyección de masa) se enfría, se apaga, y se contrae bajo la acción de su propio peso. Su tamaño disminuye y su densidad aumenta.

A principios de los años 20 se conocían tres estrellas de muy baja luminosidad y de un color claramente blanco. La más ilustre de ellas era la compañera de Sirio (sistema doble o binario en el cual es posible de terminar las masas de las estrellas). De su luminosidad y tipo espectral se deducía un radio de aproximadamente 20,000 km, el cual resultaba sorprendentemente pequeño para una estrella cuya masa es tan grande como la del Sol. Peor aún, esto implicaba una densidad de la materia en la estrella de unos 60,000 g/cm³.

Varios astrónomos de la época, entre ellos Walter S. Adams y Sir Arthur Eddington, dedujeron, correctamente, que estas estrellas se encontraban en una etapa de su evolución muy avanzada, de hecho estaban "agonizando". Al enfriarse para siempre, radiaban al espacio sus últimas reservas de energía, y sus pequeñas dimensiones y elevadísima densidad se explicaban como consecuencia de la contracción gravitacional que habían sufrido.

Unos cuantos años más tarde, en 1926, Fowler⁽⁸⁾ aplicó las recién descubiertas leyes de la mecánica cuántica al estudio del estado de la materia en estas estrellas llamadas enanas blancas.

Los electrones en una enana blanca forman lo que se conoce como

un "gas degenerado de electrones". La presión que ejerce este "gas" se debe al principio de exclusión de Pauli y la relación entre presión y densidad, derivada de la estadística de Fermi-Dirac, es muy diferente a la que se obtiene en el caso clásico (en particular, no depende de la temperatura). La relación (o ecuación de estado) encontrada por Fowler, permitía que cualquier estrella (de cualquier masa) alcanzara el estado de degeneración al final de su vida. La presión de degeneración es siempre suficiente para sostener a la estrella contra la contracción gravitacional. La teoría de la evolución estelar parecía terminada.

En 1930, Chandrasekhar, un joven estudiante hindú, se dio cuenta de que, en las condiciones de las enanas blancas, era necesario tomar en cuenta no sólo efectos cuánticos sino también relativistas. Chandrasekhar⁽⁹⁾ encontró que, al tomar en cuenta dichos efectos, la ecuación de estado indicaba una configuración estelar diferente de la descrita por Fowler (por ejemplo, el índice politrópico resultaba ser 3 en lugar de $3/2$ y, además, que la masa total de la configuración quedaba determinada de manera única por algunas constantes atómicas y el peso molecular medio, μ , del material estelar).

En el caso relativista existe un valor específico de la masa para el cual la fuerza de presión y la de gravedad están en equilibrio. Para masas mayores que este valor crítico, la fuerza gravitacional siempre será mayor que la fuerza de la presión de degeneración (independientemente del radio).

Un cálculo preciso revela que la masa crítica es de $1.44 M_{\odot}$ (masas solares); este valor se denomina límite de Chandrasekhar. La existencia de este límite implica que no todas las estrellas pueden alcanzar la configuración estable de las enanas blancas. En los casos en que la masa de la estrella sea mayor que $1.44 M_{\odot}$ en el momento de la contracción final, la fuerza de la presión no será suficiente para contrarrestar la gravitación y la estrella seguirá contrayéndose.

En 1932 Chandrasekhar escribió "...no es posible avanzar en la comprensión de la estructura estelar, sin antes poder responder la siguiente pregunta fundamental: dado un conjunto confinado de electrones y núcleos atómicos, ¿qué sucede si se comprime la materia indefinidamente?"

A pesar de las fuertes críticas que recibió la teoría de

Chandrasekhar en los años 30, sobre todo por parte de Sir Arthur Eddington (1935)⁽¹⁰⁾, la pregunta formulada por Chandrasekhar no quedó en el aire. En 1932, el físico soviético L. Landau predijo que el colapso gravitacional de una estrella con masa mayor de $1.4 M_{\odot}$, debía llevar a "una densidad de la materia tan alta, que los núcleos atómicos en contacto formarían un solo y gigantesco núcleo"⁽¹¹⁾. Sólo unos meses después se descubrió una nueva partícula: el neutrón⁽¹²⁾. Al año siguiente los astrónomos Baade y Zwicky⁽¹³⁾ identificaron un nuevo tipo de objetos astronómicos que llamaron supernovas, inventaron el concepto de "estrellas de neutrones" y sugirieron que

"... las supernovas representan la transición de estrellas normales a estrellas de neutrones que están formadas -en su estado final- de neutrones extraordinariamente comprimidos entre sí".

El primer cálculo detallado de la estructura de una estrella de neutrones fue hecho, en 1939, por Oppenheimer y Volkoff⁽¹⁴⁾, quienes demostraron que para estrellas con masas mayores que el límite de Chandrasekhar, es posible encontrar también una configuración estable en la cual es la fuerza de la presión de degeneración de los neutrones la que puede balancear la fuerza de gravedad y detener la contracción.

Pasaron más de 30 años desde que se predijo la existencia de las estrellas de neutrones hasta que se descubrió la primera. En 1967, una estudiante de doctorado, Jocelyn Bell, descubrió el primer "pulsar"⁽¹⁵⁾. Al año siguiente, el astrofísico inglés Gold⁽¹⁶⁾ propuso la idea de que los pulsares son estrellas de neutrones que rotan sobre su eje muy rápidamente. Poco después, en 1969, Cocke *et al.*⁽¹⁷⁾ descubrieron que la estrella identificada por Baade⁽¹⁸⁾ y Minkowsky⁽¹⁹⁾ como el remanente de la estrella que, al explotar, originó lo que hoy se conoce como la Nebulosa del Cangrejo, es un pulsar; confirmándose así la conexión entre las explosiones de supernovas y la formación de estrellas de neutrones.

Hoy en día se conocen más de 300 estrellas de neutrones y sus características generales (deducidas de datos observacionales y modelos) son las siguientes: su radio es de unos 10 km, y la densidad central, ρ_c , es de $2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ (¡mayor que la densidad nuclear!). El campo magnético superficial es de $\sim 10^{12}$ gauss. Estas estrellas tienen una corteza sólida de ~ 1 km de profundidad, por debajo de la cual el interior es líquido con pro

propiedades de superfluido.

El estudio de la estructura interna de las estrellas de neutrones es de gran interés, no sólo por el estudio mismo de las propiedades de la materia superdensa, sino, esencialmente, para determinar cuál es el límite de masa (análogo al de Chandrasekhar) para lograr el equilibrio hidrostático gracias a la degeneración de los neutrones. Para ello debemos conocer la ecuación de estado, $P = P(\rho)$, de la materia de neutrones. Los primeros estudios de la estructura de la materia en condiciones de densidades extremas fueron hechos por Cameron⁽²⁰⁾ y Ambartzumian y Saakian⁽²¹⁾. En la actualidad, la estructura de la materia en una estrella de neutrones se entiende razonablemente bien sólo hasta la densidad nuclear, ρ_0 , (ver, e.g., Ref. 22) a partir de la cual la corteza se disuelve. El estudio de la materia a densidades mayores que ρ_0 y la ecuación de estado correspondiente se ha examinado esencialmente en tres direcciones:

a) Condensación de piones

El interés astrofísico en esta teoría proviene del hecho de que la condensación de piones estimula el enfriamiento por neutrinos de las estrellas de neutrones y, además, puede provocar la solidificación de la materia a $\rho > \rho_0$. Los cálculos indican⁽²³⁾ que la condensación de piones en las estrellas de neutrones debería producirse a $\rho \sim 2\rho_0$.

b) Teorías de campo y "estado anormal"* de la materia

A densidades mucho mayores que ρ_0 , las nubes de mesones que rodean a los nucleones se traslapan, de modo que la descripción en términos de partículas separadas (neutrones, protones, etc), vía fuerzas entre dos cuerpos, ya no es válida⁽²⁴⁾.

Lee y Wick⁽²⁵⁾ propusieron un posible estado de la materia llamado "estado anormal". Su posible aparición en materia neutrónica pura fue considerada por primera vez por Källman y Moszkowski⁽²⁶⁾.

Analizando las diferentes ecuaciones de estado que se obtienen mediante estas teorías, se encuentra que la masa máxima de una estrella de neutrones, M_{\max} , aun cuando depende de la ecuación de estado, en ningún caso es mayor de $3 M_{\odot}$.

Todos los cálculos de modelos de estrellas de neutrones mencionados se han hecho a partir de la ecuación de equilibrio hidrostático de

*"abnormal state"

Tolman-Oppenheimer-Volkoff, que se obtiene en la relatividad general. Es decir, bajo la suposición implícita de que esta teoría es la que describe la gravitación. En realidad, la masa límite depende de la teoría misma de la gravitación. Para el caso de la teoría de la relatividad de Einstein, Rhoades y Ruffini⁽²⁷⁾ demostraron que esta teoría *per se* implica la existencia de una masa límite (ver también Ref. 28) independientemente de la ecuación de estado. Esta masa es de $3-6 M_{\odot}$ (dependiendo de ciertas restricciones adicionales).

Se han hecho cálculos de la masa límite con otras teorías de la gravitación (para diversas ecuaciones de estado), por ejemplo, la de Brans-Dicke⁽²⁹⁾ y otras (ver Ref. 30, así como otras ahí citadas). Los valores de la masa límite obtenidos mediante otras teorías no discrepan demasiado de los predichos por la teoría de Einstein, con excepción de los resultados de Saakian⁽³¹⁾ y Mikelsen⁽³²⁾

c) Materia hecha de quarks

Es posible imaginar que cuando la materia se comprime lo suficiente para que los nucleones se "toquen" entre sí, la interacción entre ellos provoca una transición de fase que da origen a materia de quarks. Esta sería un líquido de Fermi degenerado cuyos constituyentes serían básicamente los quarks de los cuales estaban hechos los nucleones⁽³³⁾. Se calcula que la densidad a la cual puede ocurrir dicha transición es algo mayor que ρ_0 .

Una posibilidad interesante, que se ha explorado recientemente, es la de la existencia de una tercera rama estable de estrellas frías (además de las enanas blancas y las estrellas de neutrones): las "estrellas de quarks". La densidad central de estas estrellas sería mayor que la de las estrellas de neutrones y la fuerza que debería balancear a la gravedad sería la de la presión de degeneración de los quarks⁽³⁴⁾. Este es un problema abierto pues ni siquiera se comprende cabalmente el confinamiento de los quarks a bajas densidades, ni se ha establecido con precisión la fuerza de las interacciones quark-gluon. Sin embargo, de los primeros modelos de estrellas de quarks^(35,36), ya resulta claro que también en este caso existe un límite de masa. Este límite es de $\sim 6 M_{\odot}$ (el valor exacto depende de la ecuación de estado). No sabemos si existen las estrellas de quarks. Tampoco sabemos si después de la explosión de una supernova puede quedar un

remanente estelar de $6 M_{\odot}$ o más. Pero si la respuesta es afirmativa, estas configuraciones no ofrecen la alternativa de un final estable (de equilibrio) para los remanentes estelares cuya masa sea mayor de $6 M_{\odot}$ al momento de iniciarse la contracción final. Tampoco para aquellas estrellas masivas que no explotan como supernovas (posibilidad que no podemos excluir, dado el poco conocimiento que tenemos de los procesos que detonan dichas explosiones.

¿Qué sucede con los remanentes estelares muy masivos? No existe en la naturaleza ninguna fuerza capaz de detener su colapso gravitacional. Al enfriarse, la materia se comprime infinitamente y no hay ninguna ley que les impida comportarse de manera "tan absurda"⁽¹⁰⁾. Cuando su radio sea igual al radio de Schwarzschild, se convertirán en agujeros negros, y lo que le suceda finalmente a la materia es indescriptible en términos de la física.

4. SISTEMAS BINARIOS DE RAYOS X Y DISCOS DE ACRECION. CYG X-1 (¿UN AGUJERO NEGRO?)

Una de las consecuencias más importantes del descubrimiento de las estrellas de neutrones y del límite de masa para su estabilidad, fue el enfocar la atención de la astrofísica hacia la búsqueda de los agujeros negros.

Zeldovich y Guseynov⁽³⁷⁾ señalaron, en 1966, por primera vez, el camino para buscar los invisibles agujeros negros a través de su presencia en sistemas binarios. Ya antes, Salpeter⁽³⁸⁾ (1964) y Zeldovich⁽³⁹⁾ (1964) habían señalado la importancia del fenómeno de acreción de material interestelar, o proveniente de estrellas vecinas, hacia un objeto colapsado debido a su intenso campo gravitacional. Desde el punto de vista observacional, la importancia reside en la gran cantidad de energía que es capaz de generar este proceso. En particular, la presencia de un objeto colapsado en un sistema binario favorece la acreción de material proveniente de la estrella compañera.

Una manera estándar de describir un sistema binario es mediante el modelo de Roche (ver e.g., Ref. 40). Si una de las estrellas -llamémosle la primaria- llena físicamente el lóbulo de Roche, el material de su at

mósfera puede fluir por el punto interior de Lagrange hacia la otra estrella -la secundaria- y el momento angular de la materia transferida origina que se forme un disco alrededor de la estrella secundaria. Este disco se llama de acreción. Ya en el caso clásico (no relativista) podemos obtener resultados significativos de la teoría de los discos de acreción.

Si ϕ es el potencial gravitacional, la luminosidad emitida por el disco, L , será $\sim \dot{M}$ (donde $\dot{M} = dM/dt$ es la tasa de acreción). En esta aproximación newtoniana, $L \sim GM\dot{R}^{-1}$ (R es el radio del disco).

En unidades solares:

$$L/L_{\odot} \sim 5 \times 10^7 \frac{M/M_{\odot}}{R/R_{\odot}} \dot{M} \quad \text{y} \quad T \sim 10^7 \text{K} \frac{M/M_{\odot}}{R/R_{\odot}}, \quad (15)$$

donde \dot{M} esta en unidades de $M_{\odot} \text{ año}^{-1}$.

Podemos explicar esta aproximación a las enanas blancas, cuyos parámetros típicos son $(M/M_{\odot})/(R/R_{\odot}) \sim 10$, y obtener una temperatura y una luminosidad del disco de $T \sim 10^8 \text{K}$ y $L/L_{\odot} \sim 100$ cuando $\dot{M} \sim 2 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (41). Si M/R fuese < 10 (como es el caso de las estrellas ordinarias no colapsadas), la temperatura del gas no sería lo suficientemente alta para producir la radiación X.

Consideremos un disco delgado, es decir $h \ll R$ (h es la altura del disco y R su radio). Usaremos coordenadas cilíndricas polares: (R, ϕ, Z) . Se puede suponer en una primera aproximación que las velocidades son keplerianas ($v \propto R^{-1/2}$).

En el plano $Z = 0$, el equilibrio del disco está dado por el balance entre las fuerzas gravitacional central y la fuerza centrífuga:

$$v_{\phi}^2/R = -d\phi/dR, \quad (16)$$

donde v es la velocidad circular.

En el disco, las velocidades dependen de R y, por lo tanto, hay rotación diferencial. Esta variación de la velocidad a lo largo de la dirección perpendicular al movimiento produce un esfuerzo de deformación cortante (*shear*). Capas adyacentes del gas se deslizan una con respecto a la otra, produciéndose una fricción en el plano de contacto entre las capas que tiende a frenar el movimiento. Este proceso disipativo se debe a la viscosidad cinemática.

Si definimos:

$$A = R d\Omega / dR,$$

donde Ω es la velocidad angular, y si el disco tiene una densidad superficial $\Sigma(R,t)$, la fuerza viscosa por unidad de longitud alrededor de la circunferencia de un anillo del disco será

$$\nu \Sigma A,$$

donde ν es el coeficiente de viscosidad cinemática.

La ecuación del momento angular para un disco alrededor de una estrella de radio R_* será (aproximadamente)⁽⁴²⁾

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M}}{3} [1 - (R_*/R)^{\frac{1}{2}}] \quad . \quad (17)$$

La viscosidad cinemática ν genera disipación en el disco a una tasa $D(R)$ por unidad de área y unidad de tiempo:

$$D(R) = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi R^3} [1 - (R_*/R)^{\frac{1}{2}}], \quad (18)$$

donde M es la masa del disco.

En la teoría de los discos, la mayor fuente de incertidumbre es la viscosidad, que debe ser cinemática, turbulenta y magnética. En la ecuación que obtuvimos para la tasa de disipación no aparece la viscosidad. Esto ha sido a costa de suponer que esta viscosidad se puede autorregular para garantizar un flujo estacionario de masa, \dot{M} .

Una manera de dar la vuelta al problema de nuestra ignorancia de los procesos disipativos está en la formulación de Shakura y Sunyaev⁽⁴³⁾, quienes condensaron toda la incertidumbre en un parámetro adimensional llamado α . La viscosidad en términos de α se define como

$$\nu = \alpha C_s h \quad (0 < \alpha \leq 1) \quad .$$

Si el disco es ópticamente grueso, en el sentido de que cada elemento radiaba como cuerpo negro con una temperatura $T_s(R)$, el problema se simplifica mucho; en este caso la temperatura superficial de equilibrio del disco, T_s , estará dada por

$$T_s = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3 \sigma} [1 - (R_*/R)^{\frac{1}{2}}] \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (19)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann. Esta temperatura depende de

la tasa de acreción, \dot{M} . Es importante señalar que \dot{M} no puede ser tan grande como se desee. Existe un valor crítico de \dot{M} , asociado a la llamada luminosidad de Eddington (o luminosidad crítica), definida como

$$L_{cr} = 10^{38} (M/M_{\odot}) \text{ erg seg}^{-1}. \quad (20)$$

Para una luminosidad mayor que L_{cr} , la fuerza de la presión de radiación del gas es mayor que la fuerza gravitatoria y el disco se destruye. Si llegase a suceder que $\dot{M} > \dot{M}_{crit}$ (lo que implicaría que $L > L_{crit}$), este fenómeno podría observarse a través de ráfagas⁽⁴⁴⁾.

En la aproximación de gran profundidad óptica, el espectro emitido por el disco como un todo estará dado por

$$S_{\nu} \propto \int_{R_{*}}^{R_{ext}} B_{\nu}[T_g(R)] \cdot 2\pi R dR, \quad (21)$$

donde R_{ext} es el radio externo del disco y $B_{\nu}(T_g)$ la función de Planck y ν la frecuencia.

En realidad, no sólo los procesos de disipación, sino también los de emisión, son fuentes de incertidumbre en la teoría de los discos de acreción. Los rayos X pueden producirse por radiación de cuerpo negro o por bremsstrahlung, dependiendo de la densidad del gas en cada punto. Al integrar la radiación a lo largo de todo el disco, obtenemos un espectro que sigue una ley de potencia ($F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$; F_{ν} es el flujo), lo cual es consistente con las observaciones.

La luminosidad total del disco es

$$L = \int_{R_{*}}^{\infty} D(R) \cdot 2\pi R dR = \frac{1}{2} GM\dot{M}/R_{*}; \quad (22)$$

esto es sólo la mitad de la energía total disponible por acreción, puesto que la diferencia de potencial gravitacional total, de infinito hasta el radio R_{*} , es GM/R_{*} . La discrepancia se debe a que no hemos tomado en cuenta la luminosidad de la frontera interna: el borde interior del disco influye en forma importante en el espectro radiado⁽⁴⁵⁾.

Recientemente, la atención respecto de los bordes internos se ha concentrado en el caso de los discos gruesos ($h \sim R$). La razón fundamental es, aparte de que el disco delgado puede ser una aproximación poco realista, la posibilidad de explicar la eyección de chorros de material desde un

vórtice central en el disco^(46,47). El fenómeno de eyección de chorros (a veces simétricos) de material es de particular relevancia en el estudio de la actividad nuclear de las galaxias^(46,48), por lo que retomaremos el punto más adelante (sección 6). Sin embargo, se ha observado también en sistemas binarios con estrella colapsada (el ejemplo más ilustre es el objeto llamado SS433).

Los discos gruesos son mucho más difíciles de tratar matemáticamente. El estudio de su estabilidad es, *per se*, todo un problema^(49,50).

Las condiciones en la frontera interna del disco de acreción están determinadas por la masa del objeto central. Si este es un agujero negro, el movimiento en la parte central del disco se desvía del kepleriano⁽⁵¹⁾. Se puede suponer que el disco se extiende internamente hasta la última órbita circular estable que puede tener una partícula libre⁽⁵²⁾. La energía de amarre de una partícula en esa órbita representa el 6% de la energía correspondiente a la masa en reposo de la partícula para un agujero negro no-rotante y hasta 40% para un agujero negro rotante. La diferencia entre esta energía de amarre y la que tenía originalmente la partícula es la energía que radía el disco⁽⁵³⁾. La eficiencia de conversión de energía gravitacional en radiación aumenta si se toman en cuenta los efectos hidrodinámicos, como en los modelos de discos gruesos (ver, e.g., Ref. 54) y artículos ahí citados). El proceso de acreción se vuelve sumamente complicado cuando se toman en cuenta los efectos hidrodinámicos^(55,56), y aún falta mucho trabajo sobre este aspecto del problema.

La situación de la astronomía observacional de rayos X mejoró drásticamente a fines de los años 70 con el lanzamiento del satélite UHURU, el primero destinado a observar el cielo en estas frecuencias. Los rayos X no pueden ser observados desde la tierra pues son absorbidos por la atmósfera. Con este satélite, y otros posteriores, se han descubierto muchos sistemas binarios que emiten rayos X. Pero sólo en un caso se ha detectado un sistema con un objeto colapsado invisible cuya masa indica que puede ser un agujero negro: el sistema Cygnus X-1 (la primera fuente de rayos X descubierta en la constelación del Cisne; ver, e.g., Ref. 57).

Desafortunadamente, en el caso de Cyg X-1, es particularmente difícil determinar la masa debido a que el sistema no tiene eclipses ni emite pulsos en rayos X. Desde su descubrimiento, un gran número de investi-

gadores han hecho estimaciones de la masa del objeto colapsado en Cyg X-1 usando diversos métodos (ver, e.g., Refs. 58,59,60,61,62). Los resultados de todas las determinaciones coinciden: la masa del objeto colapsado es mayor que $\sim 9 M_{\odot}$. Se han propuesto para este sistema modelos alternativos que no requieren de la presencia de un agujero negro; modelos con tres cuerpos y otra fuente de energía que no sea acreción^(63,64). Sin embargo, estos modelos no son compatibles con observaciones recientes de alta precisión⁽⁶⁵⁾.

Una descripción detallada del disco alrededor del objeto central (¿agujero negro?) en Cyg X-1 ha sido dada por Kemp⁽⁶⁶⁾.

5. CUASARES Y NUCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS: LA VORACIDAD DE UN AGUJERO NEGRO

Hasta hace relativamente poco, las nebulosas extragalácticas se consideraban sistemas estables de estrellas, gas y polvo. Se creía que su apariencia podía cambiar debido solamente a la evolución estelar y la rotación galáctica. En los últimos diez años, ha llamado la atención el papel del núcleo galáctico, una pequeña región que, hoy en día, se considera como responsable de los fenómenos energéticos más espectaculares conocidos en el Universo.

El primer indicio de que los núcleos galácticos son escenarios de violenta actividad fue encontrado por Seyfert⁽⁶⁷⁾, quién descubrió un grupo de galaxias espirales con núcleos muy brillantes e intensas líneas en emisión de alta ionización en sus espectros. Estas líneas, además, eran muy anchas, lo que indicaba movimientos del gas ionizado con velocidades de varios miles de kilómetros por segundo.

La importancia de este descubrimiento no pudo apreciarse sino hasta unos diez años después, cuando se acumuló más evidencia de la actividad nuclear de las galaxias con el descubrimiento de las "radiogalaxias". Este tipo de galaxias emiten energía en radiofrecuencias con una gran potencia. Para explicar la enorme potencia de algunos de estos objetos mediante el mecanismo generalmente aceptado de radiación sincrotrónica, se requiere una fuente de energía capaz de suministrar $\sim 10^6$ ergs en forma de electrones relativistas que radían al moverse en un campo magnético⁽⁶⁸⁾.

En estos objetos la radioemisión proviene de dos nubes de plasma situadas a ambos lados de una galaxia central (frecuentemente visible en el óptico). El prototipo de este tipo de objetos es la galaxia Cygnus A, en este caso las nubes de plasma emisoras de radio tienen un diámetro aproximado de unos 20 kpc* y se encuentran a una distancia de unos 40 kpc de la galaxia óptica. La estructura de estos objetos sugirió, casi desde su descubrimiento, la idea de que las nubes de plasma se originan por la eyección de partículas relativistas desde el núcleo de la galaxia, en direcciones opuestas y a lo largo del eje de rotación⁽⁶⁹⁾.

La primera evidencia inequívoca de este tipo de eyección nuclear la proporcionó el estudio de la galaxia M87 (Fig.2). El chorro de materia (1 kpc de largo) se origina claramente en un núcleo brillante y está casi alineado con el eje mayor de la galaxia.

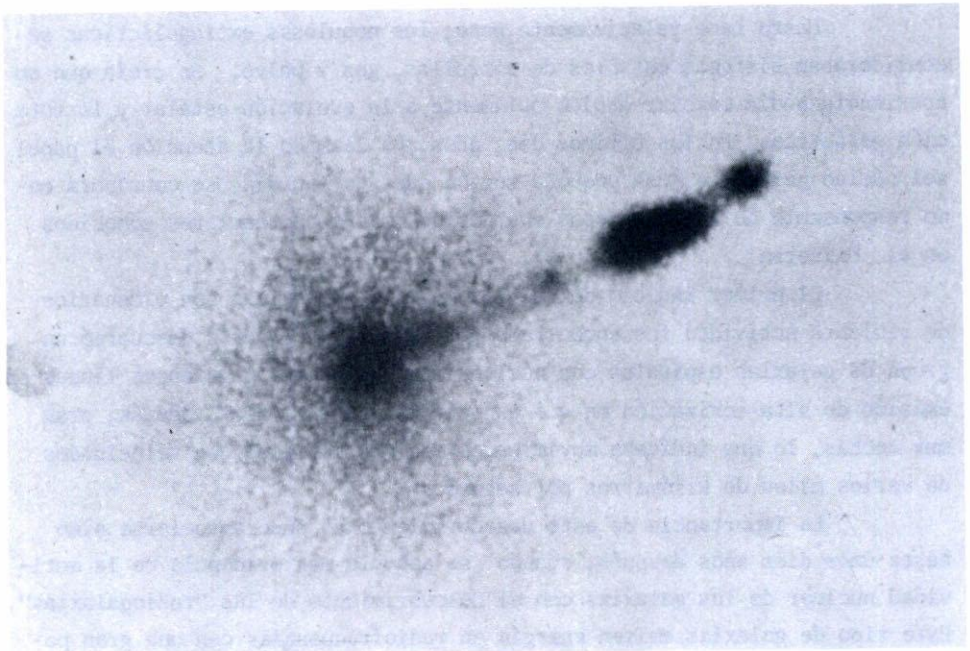


Fig. 2. Galaxia M87. La orientación del chorro es en la dirección norte-oeste. Como es costumbre en fotografías astronómicas, el norte está hacia arriba y el este a la izquierda. (Foto: H. Arp. Observatorios de Mount Wilson y Las Campanas).

* kpc = kiloparsec = 10^3 parsecs $\approx 3 \times 10^{16}$ km; Mpc = megaparsec = 10^6 pc.

Aunque la eyección de chorros de materia con altas energías desde el núcleo no es la única manifestación de actividad nuclear, es un aspecto muy importante que debe explicar un modelo teórico; más adelante, volveremos sobre este punto.

Poco a poco se fueron acumulando otras observaciones que indicaban la existencia de potentes fuentes de energía en el núcleo de muchas galaxias, pero la magnitud a la que podía llegar este fenómeno se presentó en toda su plenitud a principios de los años 60 con el descubrimiento de los cuasares.

Los cuasares son objetos extragalácticos de apariencia estelar (en placas fotográficas) con una emisión de energía en el óptico de cien veces la energía emitida por toda una galaxia gigante. Esta energía, sin embargo, proviene de una región de dimensiones comparables a las de un núcleo galáctico⁽⁷⁰⁾. Aproximadamente un 10% son también potentes emisores de radio, y, de hecho, fue a partir de esta emisión como se descubrieron.

Uno de los primeros cuasares descubiertos fue el objeto 3C 273; hasta la fecha el mejor estudiado por ser el de mayor brillo aparente (de hecho, como veremos, es el cuasar más cercano a nosotros).

Mediante ocultaciones lunares se logró resolver la estructura de la emisión de radio frecuencia en dos componentes⁽⁷¹⁾ separadas unos 20 segundos de arco entre sí. Cuando la fuente pudo ser identificada ópticamente, se encontró que una de las componentes correspondía, en posición, a lo que parecía una estrella azul, mientras que la otra, a un chorro de materia visiblemente ligado a la "estrella" (Fig. 3).

Sin embargo, la naturaleza verdaderamente extraordinaria de este objeto la reveló su espectro. En apariencia, el espectro era similar al de las galaxias Seyfert y las radiogalaxias, con anchas líneas de emisión, pero la identificación de estas líneas no resulta fácil. M. Schmidt⁽⁷²⁾ logró identificar líneas de la serie de Balmer del hidrógeno con un corrimiento al rojo de $z = 0.160$. Este corrimiento, interpretado en términos del efecto Doppler, implica que la fuente tiene una velocidad -debida a la expansión del universo- de $0.15c$ (c es la velocidad de la luz).

Hubble descubrió una relación entre la velocidad de recesión y la distancia, que se conoce como la ley de Hubble. En primera aproximación (para $v \ll c$), esta ley es $v = Hr$ (H es la constante de Hubble, cuyo valor se

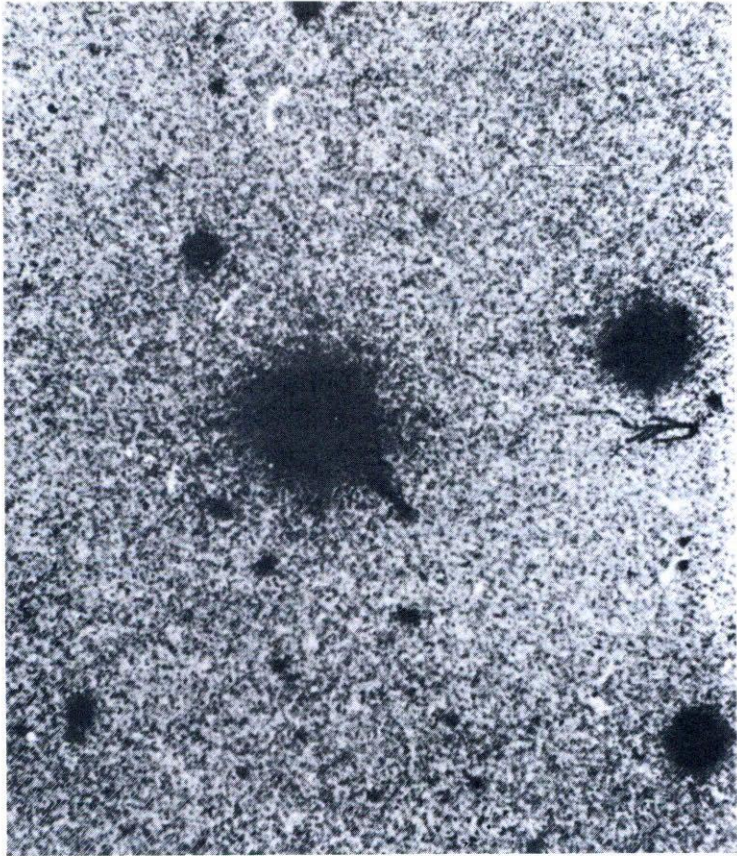


Fig. 3. Cuasar 3C 273. La orientación del chorro es en la dirección sureste. (Foto: Greenstein y Schmidt, 1964).

considera que está entre 50 y $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, y r es la distancia). Usando esta aproximación (con $H = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) se obtiene una distancia de 700 Mpc (2500 millones de años luz) para 3C 273, el cuasar más cercano.

Se consideraron varias interpretaciones alternativas del corrimiento al rojo⁽⁷³⁾, pero se han abandonado por insatisfactorias a la luz de la evidencia observacional en favor de la hipótesis cosmológica.

A 700 Mpc de distancia, la emisión de 3C 273 resulta ser de 10^{47} ergs/s . A partir de variaciones del brillo en el tiempo con una escala de un año aproximadamente⁽⁷⁰⁾ se deducen las dimensiones de la fuente emisora de esta energía: menos que 1 pc .

Muchos más cuasares se identificaron rápidamente (hoy en día se conocen aproximadamente 1500), de los cuales 15 resultaron ser objetos del catálogo de objetos azules compactos elaborado por Chavira e Iriarte^(74,75) usando una técnica fotográfica descubierta por Guillermo Haro⁽⁷⁶⁾. Estos 15 cuasares llevan el nombre del Observatorio de Tonantzintla. Otros 40 son objetos del catálogo de Haro y Luyten⁽⁷⁷⁾ y llevan la denominación "PHL" (Palomar Haro Luyten).

El cuasar más lejano conocido es PKS 2000-330: tiene un corrimiento al rojo de $z = 3.8$ lo que implica una velocidad de recesión de $0.917c$. Evidentemente, en este caso no es válida la aproximación $v \ll c$ (lo cual sucede para la mayoría de los cuasares). En general, la distancia depende del modelo cosmológico que adoptemos (a través del llamado parámetro de frenado, q_0) y la relación entre z y la distancia está dada por

$$z = H\ell + \frac{1}{2}(\ell + q_0)(H\ell)^2 + O([H\ell]^3) ,$$

donde ℓ es la distancia actual entre emisor y receptor, y el tercer término no se refiere a términos de orden de 3 y mayores.

Para explicar la generación de las enormes cantidades de energía en volúmenes tan compactos como sucede en los cuasares -y, aunque en menor escala, en los núcleos de muchas galaxias- Zeldovich y Novikov⁽⁷⁸⁾ e, independientemente, Salpeter⁽³⁸⁾ propusieron la idea de que en el centro de estos objetos se aloja un gigantesco agujero negro y que la energía se genera por acreción de materia que cae al agujero negro. Han pasado casi veinte años desde la formulación de esta teoría y, hasta ahora, todo parece indicar que es la mejor explicación.

En estos veinte años, han surgido modelos alternativos; todos ellos requieren de la presencia de una masa entre 10^6 y $10^{10}M_{\odot}$ en una región ≤ 1 pc. Podemos dividir a todos los modelos (incluido el de agujero negro) en 3 grandes grupos:

- a) Cúmulos superdensos de estrellas (e.g., Refs 79,80,81).
- b) Estrellas supermasivas, "espinares" o "magnetoides"^(82,85).
- c) Agujeros negros supermasivos (e.g., Refs. 84,85).

No es fácil estimar con precisión la eficiencia en la generación de energía con los modelos tipo a) y b). Sin embargo, en ningún caso esta

eficiencia supera el valor de 10% (o más) para la conversión de energía gravitacional de la materia en radiación, que es lo que se obtiene por acreción a un agujero negro^(46,48). Como acabamos de mencionar, un prerrequisito para cualquier modelo es la acumulación de una fuerte concentración de masa. Una vez que esta concentración empieza a generar energía de origen gravitacional de manera conspicua, no es posible imaginar la evolución de esta concentración de masa sin que al final se produzca un colapso total. Es importante aclarar que, a diferencia de la formación de un agujero negro por el colapso gravitacional de una estrella (proceso que ha sido estudiado cuantitativamente), el proceso que puede dar lugar a la formación de un agujero negro supermasivo en el núcleo de una galaxia es un problema completamente abierto. A pesar de lo cual, no es aventurado afirmar que, aun si la acumulación de gas en el centro de una galaxia no nos lleva directamente a la formación de un agujero negro por colapso gravitacional, la progresión de configuraciones descritas por los modelos: $a \rightarrow b \rightarrow c$, o $b \rightarrow c$ parece ser inexorable^(46,48).

Ya que cualquier opción conduce finalmente a la formación de un agujero negro y que, una vez formado, es la fuente de energía más eficiente posible, parece razonable suponer que el proceso que genera la energía de los cuasares y de los núcleos de muchas galaxias es la acreción de materia a un agujero supermasivo (10^6 - $10^{10} M_{\odot}$) en el centro.

Por lo que se refiere al origen de los agujeros negros en el núcleo de las galaxias, existe una idea alternativa a la del colapso en el núcleo de la galaxia ya formada; esta idea es que dichos agujeros negros se formaron por inestabilidades del Universo temprano, en etapas anteriores a la recombinación del hidrógeno. En este esquema, las galaxias se formarían alrededor de los agujeros negros de origen primordial (ver, e.g., Refs. 85,87,88,89 y 90).

Independientemente de su origen, podemos partir del supuesto de que existe un agujero negro supermasivo en los núcleos de las galaxias activas (incluidos los cuasares). La siguiente consideración es el suministro de materia suficiente para generar energía por acreción, o, como lo ha dicho Gunn⁽⁹¹⁾: "el alimento del monstruo".

Esta materia puede provenir de varias fuentes (no excluyentes entre sí), principalmente:

- a) gas intergaláctico o gas galáctico que llega al núcleo vía perturbaciones gravitacionales por interacción con otra galaxia^(92,93).
- b) gas del núcleo⁽⁹¹⁾.
- c) gas de estrellas de la galaxia que pierden masa por procesos convencionales (vientos, etc)⁽⁹⁴⁾.
- d) estrellas del núcleo que se desintegran (ruptura de estrellas por fuerzas de marea)^(95,96).

El problema de cómo llega la materia al núcleo ha sido estudiado por Gunn⁽⁹¹⁾. Una vez que hemos acumulado suficiente materia en las cercanías del agujero negro, podemos pensar en dos formas de suministro: acreción estacionaria⁽⁹⁶⁾ o acreción intermitente^(97,92). En el segundo caso, el fenómeno de actividad nuclear podría representar una fase evolutiva "pasajera" en la vida de cualquier galaxia "normal". Volveremos más adelante sobre este punto.

Se han estudiado formas de acreción esférica del material^(94,98). Sin embargo, en esta versión del modelo, no es posible explicar la emisión de chorros de materia, fenómeno íntimamente ligado a la actividad nuclear. Por ello concentraremos nuestra atención en los discos de acreción.

El proceso de acreción vía un disco delgado es completamente análogo al de los sistemas binarios de rayos X (sección 5). Para una razón dada de M/\dot{M} , la temperatura característica a una distancia r/r_g se escala con la masa del agujero negro central como $M_{\text{agujero}}^{-1/4}$. De manera que, para un disco "crítico" (cuya luminosidad máxima está definida por la Ec. (20)) alrededor de un agujero negro de $10^8 M_\odot$, la temperatura será aproximadamente 100 veces menor que la temperatura en un disco como el que podría existir alrededor de Cyg X-1 ($M_{\text{agujero}} \sim 10\text{-}20 M_\odot$). Una consecuencia de este valor mucho menor de la temperatura es que la presión de radiación es, en este caso, dominante, lo que a su vez implica que las inestabilidades serían tan grandes que prácticamente se invalida el modelo de disco delgado⁽⁴⁸⁾.

Existe otra razón más para considerar discos gruesos (en los que la presión de radiación en la dirección vertical es tan importante como lo es en la dirección horizontal). Esta razón, es la aparición de un vórtice central que forma una especie de cañón a lo largo del cual es eyectado el plasma más cercano al agujero negro (Fig. 4).

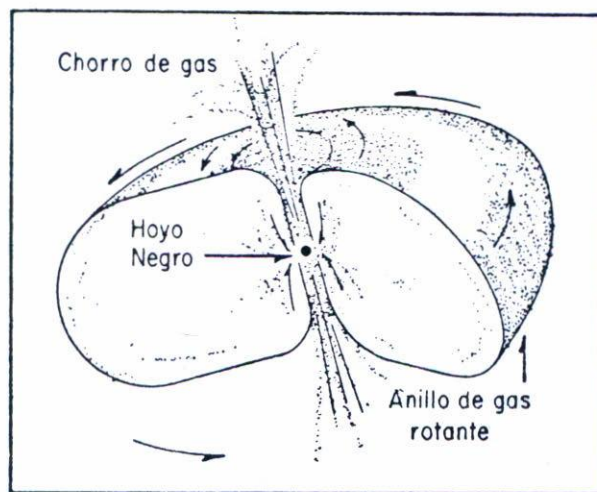


Fig. 4. Diagrama de un corte en el eje z que muestra el vórtice que se forma en el borde interno de un disco grueso ($h \approx R$). Las partículas eyectadas con energías relativistas forman los chorros de plasma.

La idea original se debe a Lynden-Bell, quien además sugirió (en 1978) que éste es el mecanismo por el cual se forman las fuentes dobles de las radiogalaxias; Lynden-Bell se aventuró a postular que los cuasares, al evolucionar, se transforman en radiogalaxias. Podemos derivar una escala de tiempo para la vida de un cuasar dividiendo los 10^{61} ergs almacenados en los lóbulos de una radiogalaxia típica, por 10^{46} ergs/s⁻¹ que es la potencia típica de un cuasar. Obtenemos 3×10^7 años, durante los cuales, en este esquema, se irían formando los lóbulos por la eyección continua de plasma relativista desde el cuasar. Este modelo fue desarrollado por Blandford y Rees⁽⁹⁹⁾. Existen un buen número de casos en los que, a partir de observaciones radio-interferométricas, se pueden apreciar claramente los chorros de material eyectados desde la fuente central y conectados con los lóbulos de las radiogalaxias^(100,101). Por otra parte, en varias radiogalaxias se ha descubierto una fuente compacta de rayos X en el centro⁽¹⁰²⁾.

Esto nos lleva a una serie de planteamientos más generales, de suma importancia: ¿Cuál es el papel que juega el núcleo en la evolución de las galaxias?, ¿representa la actividad del núcleo una fase transitoria (y tal vez recurrente) en la vida de todas las galaxias?. Y, si la ac

tividad del núcleo se debe a la acreción de material a un gigantesco agujero negro central, ¿podemos afirmar que la ausencia de actividad indica la ausencia de dicho agujero negro, o simplemente, la falta (quizás temporal) de "alimento para el monstruo"?

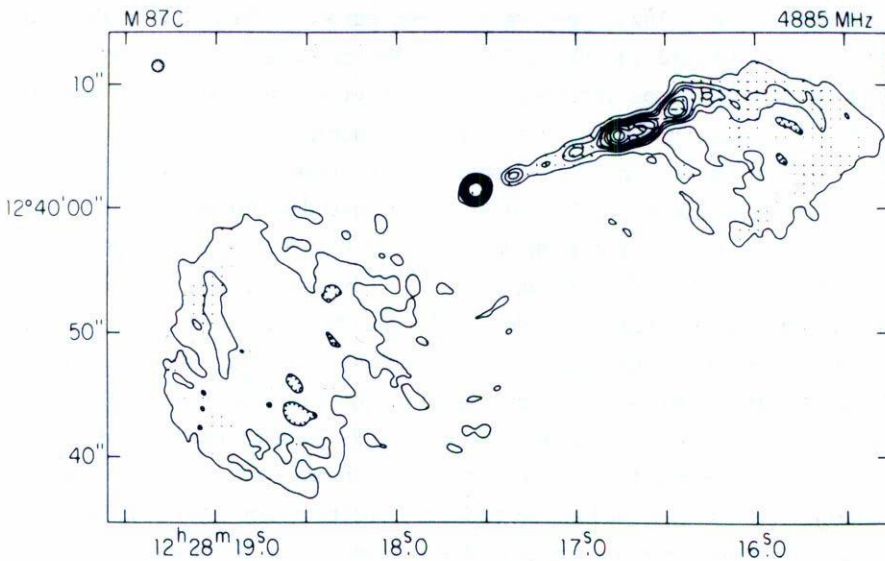


Fig. 5. Mapa radiointerferométrico de la radiogalaxia M87. En los ejes vertical y horizontal se dan, respectivamente, la declinación y la ascensión recta en coordenadas de 1950. (National Radioastromical Observatory).

Una evidencia observacional contundente para llevarnos a pensar en una relación evolutiva entre los cuasares y otras formas de actividad en el núcleo de muchas galaxias, es el hecho de que, en épocas pasadas ($z \sim 2.0$), la densidad de cuasares en el Universo era 100 veces mayor que ahora ($z = 0$). Sin embargo, es imposible por ahora establecer una línea evolutiva (si es que ésta es única) que conecte diferentes objetos entre sí; o bien, saber bajo que condiciones algunos cuasares se convierten en radiogalaxias, otros en galaxias Seyfert y otros en los llamados objetos tipo BL Lacertae, cuyo espectro (sin líneas de emisión) indica que, proba

blemente, han agotado su gas. Respecto de la relación evolutiva de este tipo de objetos con las galaxias "normales", podemos sólo conjeturar que, tal vez, estas últimas también alojan un agujero negro en su centro, aunque relativamente inactivo (definitiva o temporalmente) por falta de "alimento". Para el caso de galaxias elípticas, Gisler⁽¹⁰³⁾ ha estudiado su relación con la evolución de radiofuentes y su contenido de gas. Por lo que respecta a las galaxias espirales, todo parece indicar que existe una transición suave entre las propiedades de los cuasares, las galaxias Seyfert de tipo 1, tipos intermedios hasta Seyfert de tipo 2, casos como el de M81⁽¹⁰⁴⁾ y, finalmente, las "espirales normales".

Existe otro tipo de evidencia de la presencia de un agujero negro supermasivo en el núcleo de las galaxias: el estudio del movimiento de las estrellas y del gas en la región del núcleo. Basados en este tipo de estudios, Sargent *et al.*⁽¹⁰⁵⁾ y Young *et al.*⁽¹⁰⁶⁾ mostraron que la dispersión de velocidades de las estrellas del núcleo de M87 (Fig. 2) podía explicarse por la presencia de un agujero negro de masa $>10^9 M_{\odot}$. Gordon, Collin-Souffrin y Dultzin-Hacyan⁽¹⁰⁷⁾ han sugerido que las líneas de algunos elementos pesados de baja ionización (Fe^+ , Mg^+ , Si^+) en el espectro de los cuasares y galaxias Seyfert cuyas intensidades son mayores que lo que predicen los modelos de fotoionización, se producen por procesos colisionales. La energía podría provenir de procesos disipativos en un disco de acreción. Peimbert y Torres-Peimbert⁽¹⁰⁴⁾ propusieron que el ensanchamiento de las líneas espectrales de la galaxia M81, puede explicarse por el movimiento circular del gas alrededor de un agujero negro de masa $10^6 M_{\odot} < M_{\text{agujero}} < 1.8 \times 10^7 M_{\odot}$. Esta galaxia es particularmente interesante por tener un nivel de actividad nuclear dos órdenes de magnitud por debajo de una galaxia Seyfert y representar, por lo tanto, una transición hacia las galaxias "normales".

Por último, surge la pregunta crucial: ¿Y la Vía Láctea?, ¿existe un agujero negro en el centro de nuestra galaxia?

Existen, por lo menos, tres razones para pensar que la respuesta es afirmativa. La primera es que tendríamos la generación de energía suficiente para explicar fenómenos de eyección de masa observados en el gas neutro, nubes moleculares y el famoso arco de gas ionizado a 0.5 pc del núcleo. En segundo lugar, las observaciones de continuo en longitudes de on

da de cm y dm han demostrado la existencia de un objeto extremadamente compacto situado en el centro del pequeño (20") núcleo infrarrojo⁽¹⁰⁸⁾. Por último, estudios dinámicos de la región llamada Sagitario A Oeste, en el centro de la galaxia, indican que su estructura podría explicarse en términos de rotación kepleriana en un campo gravitacional producido por las estrellas y un objeto compacto central de $5 \times 10^6 M_{\odot}$ ⁽¹⁰⁹⁾.

La evidencia observacional se acumula día con día en favor de la hipótesis de que en el centro de las galaxias (tal vez de todas) existe un enorme agujero negro. Sin embargo, sabemos muy poco respecto de su origen y de su influencia en la vida de las galaxias.

REFERENCIAS

1. K. Schwarzschild, *Sitzber. Dent. Akad. Wiss-Berlin, Ll. Math. Phys. Tech.* (1916) 189.
2. H. Reissner, *Ann. Phys. (Germany)*, 50 (1916) 106.
3. G. Nordström, *Proc. Kon. Ned. Akad. Wed.*, 20 (1918) 1238.
4. R.P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.*, 11 (1963) 237.
5. R.H. Boyer, R.W. Lindquist, *J. Math. Phys.*, 8 (1967) 265.
6. R.H. Boyer, T.G. Price, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 61 (1965) 531.
7. E.T. Newman, E. Couch, K. Chinnapared, A. Eaton, A. Prakash, R. Torrence, *J. Math. Phys.*, 6 (1965) 918.
8. R.H. Fowler, *MNRAS*, 87 (1926) 114.
9. S. Chandrasekhar, *MNRAS*, 91 (1931) 456; *Z. Astrophys.*, 5 (1932) 321.
10. A. Eddington, *Observatory*, 58 (1935) 37.
11. L. Landau, *Phys. Z. Sowjetunion*, 1 (1932) 285.
12. J. Chadwick, *Nature*, 129 (1932) 312.
13. W. Baade, F. Zwicky, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.*, 20 (1934a) 259; *ibid.* 20 (1934b) 254; *Phys. Rev.*, 45 (1934c) 138.
14. J.R. Oppenheimer, H. Snyder, *Phys. Rev.*, 56 (1939) 455.
15. A.S. Hewish, J. Bell, J.D.H. Pilkington, P.F. Scott y R.A. Collins, *Nature*, 217 (1968) 709.
16. T. Gold, *Nature.*, 218 (1968) 731.
17. W.J. Cocke, H.J. Disney, D.J. Taylor, *Nature*, 221, (1969) 525.
18. W. Baade, *Ap. J.*, 96, (1942) 188.
19. R. Minkowsky, *Ap. J.*, 96 (1942) 199.
20. A.G.W. Cameron, *Ap. J.*, 130 (1959) 884.
21. V.A. Ambartzumian, G.S. Saakyan, *Soviet Astron.*, 6 (1961) 601.
22. G. Baym, C.J. Penthick, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 25 (1975) 27.
23. A.B. Migdal, *Rev. Mod. Phys.*, 50 (1978) 107.
24. J.D. Walecka, *Ann. Phys.*, 83 (1974) 491.
25. T.D. Lee, G.C. Wick, *Phys. Rev.*, D9 (1974) 2291.
26. C.G. Källman, S.A. Moszkowsky, *Phys. Lett.* 57B (1975) 183.
27. C.E., Rhoades, R. Ruffini, *Phys. Rev. Lett.* (1974).
28. J.B. Hartle, A.G. Sabbadini, *Ap. J.*, 213 (1977) 831.

29. T. Matsuda, *Progr. Theor. Phys.*, 48, (1972) 341.
30. P. Rastall, *Ap. J.*, 213 (1977) 234.
31. G.S. Saakian, *Equilibrium Configurations of degenerate gaseous masses*, english ed.: John Wiley & Sons, (1974), p. 267.
32. D.R. Mikelsen, *Ap. J.*, 217 (1977) 248.
33. J.C. Collins, M.J. Perry, *Phys. Rev. Lett.*, 34 (1975) 1353.
34. N. Itoh, *Prog. Theor. Phys.* 44 (1970) 291.
35. G. Chaplin, M. Nauenberg, *Phys. Rev.*, D16 (1977) 450.
36. W.B. Fechner, P.C. Joss, *Nature*, 274 (1978) 347.
37. Ya. B. Zeldovich, O.J. Guseynov, *Astron. Zh.* 43 (1966) 313.
38. E.E. Salpeter, *Ap. J.*, 140 (1964) 796.
39. Ya. B. Zeldovich, *Soviet. Phys. Dokl.* 9 (1964) 246.
40. Z. Kopal, *Close Binary Systems*, ed. John Wiley and Sons, N.Y. (1959).
41. R. Kraft, *Neutron Stars Black Holes and Binary X-ray Sources*, ed. H. Gursky and R. Ruffini, D. Reidel Pub. Company. (1975).
42. J.E. Pringle, *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.*, 19 (1981) 137.
43. N.I. Shakura, R.A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.*, 24 (1973) 337.
44. J.E. Pringle, M. Rees, *Astron. Astrophys.*, 21 (1972) 1.
45. J.E. Pringle, G.J. Savonije, *MNRAS*, 187 (1979) 777.
46. D. Lynden-Bell, *Phys. Scripta*, 17 (1978) 185.
47. M.A. Abramowicz, T. Piran, *Ap. J. Letters*, 241 (1980) L7.
48. M.J. Rees, *Phys. Scripta*, 17 (1978) 193.
49. S. Hacyan, *Ap. J.*, 262 (1982) 322.
50. M.A. Abramowicz, M. Lívio, T. Piran, P.H. Wiita, preprint (1983).
51. I.D. Novikov, K.S. Thorne, *Black Holes-Les Astres Occlus*, ed. C. De Witt, B.S. De Witt; Gordon and Breach, .Y. (1973).
52. J.M. Bardenn, W.H. Press, S.A. Teukolsky, *Ap. J.*, 178 (1972) 347.
53. D.M. Eardley, W.H. Press, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 13 (1975) 381.
54. M.A. Abramowicz, M. Calvani, L. Nobili, *Ap. J.*, 242 (1980) 772.
55. M.A. Abramowicz, W.H. Zurek, *Ap. J.*, 246 (1981) 314.
56. S. Hacyan, *Gen. Rel. Grav.* 13 (1981a) 57; *ibid.*, 14 (1981b) 399.
57. H. Gursky, R. Ruffini, *Neutron Stars, Black Holes and Binary X-ray Sources*, ed. H. Gursky and R. Ruffini, D. Reidel Pub. Company (1975).
58. B.L. Webster, P. Murdin, *Nature*, 235 (1972) 37.
59. G.F. Bisiacchi, D. Dulztin, C. Firmani, S. Hacyan, *Ap. J.*, 190 (1974) L59.
60. C.T. Bolton, *Ap. J.*, 200 (1975) 269.
61. Y. Avni, J.N. Bahcall, *Ap. J.*, 202 (1975) L131.
62. E.N. Walker, A.R. Quintanilla, *MNRAS.*, 182 (1978) 315.
63. J.N. Bahcall, F.J. Dyson, J.I. Katz, *Ap. J.*, 189 (1974) L17.
64. Y. Avni, *Proc. E. Fermi Summer School, Varenna, Italy.*, ed. North Holland, Amsterdam (1977).
65. A.W. Shafter, R.J. Harms, B. Margon, J.I. Katz, *Ap. J.*, 240 (1980) 612.
66. J.C. Kemp, *Ap. J.*, 235 (1980) 595.
67. C.K. Seyfert, *Ap. J.*, 97 (1943) 28.
68. G.R. Burbidge, *Paris Symposium on Radio Astronomy*, ed. R.N. Bracewell; Stanford University Press (1958) p. 541.
69. V.A. Ambartzumian, *La structure et l'evolution de l'univers*, ed. Stoops, Bruelles (1958) p. 241.
70. A.R. Sandage, *Ap. J.*, 139 (1964) 416.
71. C. Hazard, M.B. Mackay, A.J. Schimmins, *Nature*, 197 (1963) 1037.

72. M. Schmidt, *Nature*, 197 (1963) 1040.
73. J.L. Greenstein, M. Schmidt, *Ap. J.*, 140 (1964) 1.
74. B. Iriarte, E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 16 (1957) 3.
75. E. Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 17 (1958) 15; *ibid.*, 18 (1959) 3.
76. G. Haro, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 14 (1956) 8.
77. G. Haro, W.J. Luyten, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 3 (1962) 37.
78. Ya. B. Zeldovich, I.D. Novikov, *Doklady Acad. Nauk*, 155 (1964) 1033.
79. L. Spitzer, *Active Galactic Nuclei*, ed. North Holland (1971).
80. J. Arons, R.N. Kulsturd, J.P. Ostriker, *Ap. J.*, 198 (1975) 683.
81. S.A. Colgate, *Supernovae*, ed. D.N. Schram, Reidel (1977).
82. F. Hoyle, W.A. Fowler, *MNRAS*, 125 (1963) 169.
83. V.L. Ginzburg, L.M. Ozernoi, *Astrophys. and Space Sci.* 50 (1977) 23.
84. D. Lynden-Bell, M.J. Rees, *MNRAS*, 152 (1971) 461.
85. J.E. Pringle, M.J. Rees, A.G. Pacholczyk, *Astron. Astroph.*, 29 (1973) 179.
86. S.W. Hawking, *MNRAS*, 152 (1971) 75.
87. M.P. Ryan, *Ap. J.*, 177 (1972) L79.
88. B.J. Carr, *MNRAS*, 181 (1977) 293.
89. G.V. Bicknell, R.N. Henriksen, *Ap. J.*, 219 (1978) 1043.
90. S. Hacyan, *Ap. J.*, 229 (1979) 42.
91. J.E. Gunn, *Active Galactic Nuclei*, ed. C. Hazard, S. Milton, Cambridge University Press (1979) p. 213.
92. J. Balick, T.M. Heckman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 20 (1982) 431.
93. O. Dahari (1983), Preprint.
94. R. Mc Gray, *Active Galactic Nuclei*, ed. C. Hazard, S. Milton, Cambridge University Press (1979) p. 227.
95. J.G. Hills, *Nature*, 254 (1975) 295.
96. J.P. Luminet, *Noyaux Actifs Des Galaxies. Compte-Rendu de L'ecole de Goutelas*, ed. E. Shatzman, France. (1981)
97. G.A. Shields, J.C. Wheeler, *Ap. J.*, 222 (1978) 667.
98. L. Marashi, *Noyaux Actifs Des Galaxies. Compte-Rendu de L'ecole de Goutelas*, ed. E. Shatzman, France (1981)
99. R.D. Blandford, M.J. Rees, *MNRAS*, 169 (1974) 395.
100. A.G. Willis, R.G. Strom, A.S. Wilson, *Nature*, 250 (1974) 625.
101. J.E. Baldwin, *MNRAS*, 181 (1977) 465.
102. M.J. Rees, *Proceedings of the 8th. Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, ed. M.D. Papagiannis, Ann. N.Y. Acad. Sci. 302 (1977) p. 613.
103. G.R. Gisler, *Astron. Astroph.*, 51 (1976) 137.
104. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Ap. J.*, 245 (1981) 845.
105. W.L.W. Sargent, P.J. Young, A. Boksenberg, K. Shartridge, C.R. Lynds, F.D.A. Hartwick, *Ap. J.*, 221 (1978) 731.
106. P.J. Young, J.A. Westphal, J. Kristian, C.P. Wilson, F.P. Landauer, *Ap. J.*, 221 (1978) 721.
107. C. Gordon, S. Collin-Souffrin, D. Dultzin-Hacyan, *Astron. Astroph.*, 103 (1981) 69.
108. J.H. Oort, *Phys. Scripta*, 17 (1978) 175.
109. L.F. Rodríguez, E.J. Chaisson, *Ap. J.*, 228 (1979) 734.