

Chorros astrofísicos

A.C. RAGA, L.F. RODRÍGUEZ Y J. CANTÓ

*Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México
Apartado postal 70-264, 04510 México, D.F., Mexico*

Recibido el 19 de febrero de 1997; aceptado el 14 de abril de 1997

RESUMEN. El estudio de la naturaleza de los chorros (jets) que emanan de distintos objetos astronómicos es un campo de gran interés en la actualidad. En este artículo discutimos a los chorros supersónicos que emanan de las estrellas muy jóvenes y derivamos sus características básicas. También presentamos un caso sencillo en el que el chorro varía su velocidad de eyección, dando lugar a choques múltiples en el flujo.

ABSTRACT. The study of the nature of jets ejected from different astronomical objects is a field of great current interest. In this paper, we describe the supersonic jets emitted by young stars, and derive their basic properties. We also discuss a simple model for a jet with a variable ejection velocity, which gives rise to multiple shocks in the jet beam.

PACS: 01; 47; 97

1. INTRODUCCIÓN

Tanto los núcleos activos de galaxias como las estrellas jóvenes y objetos compactos (por ejemplo, los agujeros negros) en nuestra galaxia producen chorros (jets) de muy alta colimación. La Fig. 1 muestra un ejemplo de un chorro extragaláctico, y la Fig. 2 muestra un chorro eyectado por una estrella recién formada en nuestra galaxia.

Estas imágenes muestran que los chorros tienen una serie de nudos ubicados a lo largo de una línea más o menos recta (alejándose de la fuente), que termina en una condensación más brillante y extensa (llamada la "cabeza" del chorro). Se cree que la emisión tanto de los nudos a lo largo del chorro como la de la cabeza del chorro es el resultado de ondas de choque generadas en el flujo. Aún cuando morfológicamente los chorros extragalácticos (Fig. 1) y los chorros asociados con las estrellas jóvenes (Fig. 2) son similares, existe una diferencia básica. Mientras los chorros asociados con las estrellas jóvenes tienen velocidades del orden de unos cientos de km s^{-1} y pueden ser descritos con las ecuaciones de la dinámica de gases clásica, los chorros extragalácticos pueden involucrar velocidades cercanas a la de la luz y requieren de la introducción de conceptos relativistas. También existen chorros eyectados por estrellas colapsadas que tienen velocidades cercanas a la de la velocidad de la luz (como fue claramente demostrado por Mirabel y Rodríguez [1]). En este artículo nos concentraremos en los chorros asociados con las estrellas jóvenes, y para más información sobre chorros de velocidades relativistas referimos al lector al libro sobre este tema de Hughes [2].

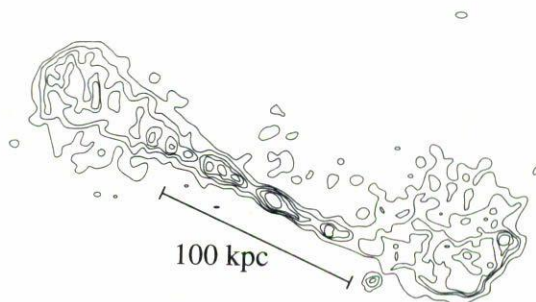


FIGURA 1. Mapa de radio del chorro extragaláctico 1528+29, adaptado de Parma *et al.* [3].

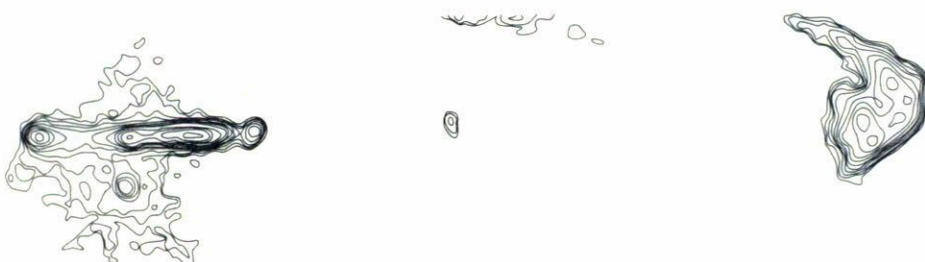


FIGURA 2. Imágen óptica del chorro estelar HH 34, adaptada de Reipurth [4].

Los problemas relacionados con los chorros astrofísicos que han sido estudiados en el pasado son :

- (i) El mecanismo por el cual la fuente produce un viento de alta velocidad,
- (ii) El mecanismo de colimación, por el cual el viento es canalizado en dos direcciones (opuestas) preferenciales,
- (iii) La producción de la emisión en el cuerpo del chorro (los “nudos” alineados),
- (iv) La interacción del chorro con el medio ambiente para formar la “cabeza” del chorro.

En este artículo, nos enfocaremos en los problemas (iii) y (iv). Primero presentaremos una discusión de las ecuaciones fundamentales de la dinámica de gases (Sec. 2) y de la formación de ondas de choque (Sec. 3). Usando estos fundamentos, se describe la formación de nudos de emisión en el cuerpo del chorro (Secs 4 y 6), y la formación de la cabeza del chorro (Sec. 5). Los problemas referentes a la formación del viento y su colimación (problemas (i) y (ii) listados anteriormente), no están suficientemente desarrollados en este momento como para poder incluir su discusión en el contexto de este artículo.

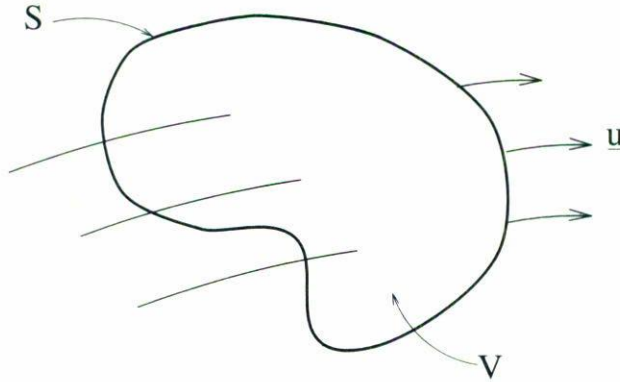


FIGURA 3. Volumen fijo V , rodeado por una superficie S , a través del cual fluye libremente el gas con velocidad u .

2. LAS ECUACIONES DE LA DINÁMICA DE GASES

En esta sección realizaremos una sencilla deducción “macroscópica” de las ecuaciones de la dinámica de gases. Usaremos estas ecuaciones en la siguiente sección para describir el comportamiento de un gas al pasar a través de una onda de choque.

La primera ecuación que deduciremos es la aplicación directa del principio de conservación de masa a un fluido. Consideremos un volumen V , fijo en el espacio, que está rodeado por una superficie S (ver Fig. 3).

Si consideramos un elemento ΔS sobre la superficie S del volumen V , es claro que la cantidad de masa Δm que pasa a través de ΔS en un tiempo Δt está dada por:

$$\Delta m = \rho u_n \Delta t \Delta S, \tag{1}$$

donde ρ es la densidad (masa por unidad de volumen) del fluido, y u_n es la componente perpendicular a ΔS de la velocidad \mathbf{u} del fluido. El flujo de masa (= la masa que pasa a través de la superficie por unidad de tiempo y por unidad de superficie) entonces está dado por:

$$F = \frac{\Delta m}{\Delta S \Delta t} = \rho u_n, \tag{2}$$

donde para la segunda igualdad hemos usado la Ec. (1). Análogamente, se puede probar que el flujo de cualquier cantidad intrínseca a del fluido se puede calcular como $F_a = a u_n$.

Si M es la masa dentro del volumen V , podemos calcular la variación en el tiempo de M como:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = - \iint_S F dS. \tag{3}$$

Usando la expresión $M = \int_V \rho d^3x$ y la Ec. (2), entonces obtenemos:

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} \right) d^3x = 0, \tag{4}$$

donde hemos conmutado la derivada temporal con la integral volumétrica, y hemos también usado el teorema de Gauss. En la Ec. (4) hemos usado la notación de Einstein, con la cual términos con subíndices i repetidos indican que se está realizando una suma sobre las tres componentes espaciales (o sea: $a_i b_i \equiv \sum_{i=1}^3 a_i b_i$).

Finalmente, se argumenta que dado que la Ec. (4) es válida para un volumen V arbitrario, esto directamente implica que el integrando debe ser igual a cero en todo el espacio:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0. \quad (5)$$

Esta es la llamada “ecuación de continuidad” del fluido.

Con argumentos totalmente análogos, se puede deducir la “ecuación de momento” (que en efecto representa 3 ecuaciones escalares para $i = 1, 2, 3$):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j + P \delta_{ij}) = 0, \quad (6)$$

en la cual el término de la divergencia incluye al flujo de momento a través de las paredes del volumen de control, y también al efecto de la fuerza de presión sobre la superficie S de este volumen.

También en forma análoga se puede deducir la “ecuación de energía”:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u_i^2}{2} + E \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_j \left(\frac{\rho u_i^2}{2} + E + P \right) \right] = -L, \quad (7)$$

donde L es la pérdida de energía (por emisión de radiación) por unidad de volumen y de tiempo, y E es la energía interna por unidad de volumen del gas. Las Ecs. (5)–(7) se deben completar con las ecuaciones de estado de un gas ideal:

$$P = \frac{\rho k T}{m}, \quad (8)$$

$$E = c_v \rho T = \frac{1}{\gamma - 1} P, \quad (9)$$

donde m es la masa promedio por partícula, k es la constante de Boltzmann, c_v es el calor específico (por unidad de masa) a volumen constante, y $\gamma = c_p/c_v$ es el cociente de calores específicos ($\gamma = 5/3$ para un gas monoatómico con tres grados de libertad).

3. ONDAS DE CHOQUE

Las ondas de choque son transiciones “discontinuas” de un gas, que ocurren en la presencia de flujos supersónicos. El ejemplo más conocido de este tipo de transiciones son las ondas de choque generadas por el movimiento de cuerpos rígidos (por ejemplo, balas) a través de la atmósfera a velocidades supersónicas.

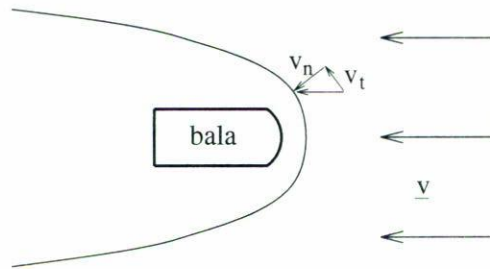


FIGURA 4. Diagrama esquemático mostrando el choque a proa (“bow shock”) generado por una bala en movimiento supersónico, visto desde un sistema de coordenadas que se mueve con la bala.

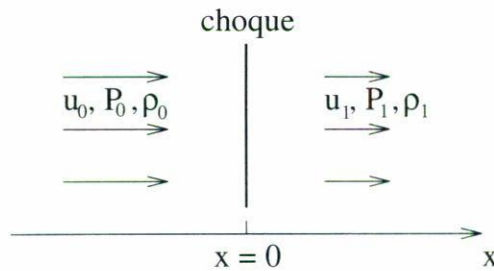


FIGURA 5. Problema de un choque situado en $x = 0$, con el material pre-choque viajando en la dirección perpendicular a la superficie del choque. En esta figura, el subíndice 0 indica las variables del gas pre-choque, y el subíndice 1 indica las variables del gas post-choque. Claramente, la velocidad u_0 corresponde a la componente normal v_n del flujo ilustrado en la Fig. 4.

Como se muestra en la Fig. 4, la velocidad del gas pre-choque puede ser descompuesta en una componente normal v_n y otra tangencial v_t a la superficie local del choque. Ahora, nos movemos a un sistema que tiene el eje x normal a la superficie del choque (apuntando hacia la zona post-choque o sea la parte izquierda de la Fig. 4), y que patina sobre la superficie del choque con una velocidad igual a v_t . En este sistema de coordenadas, tenemos la situación ilustrada en la Fig. 5, en la que sólo hay componente de velocidad en la dirección x .

Ahora consideraremos un problema unidimensional (dado que el flujo es perpendicular a la onda de choque) y estacionario para deducir las relaciones entre las variables del flujo post-choque y las del flujo pre-choque. Para este caso, las Ecs. (5)–(7) se reducen a:

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1, \tag{10}$$

$$\rho_0 u_0^2 + P_0 = \rho_1 u_1^2 + P_1, \tag{11}$$

$$u_0 \left(\frac{\rho_0 u_0^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_0 \right) = u_1 \left(\frac{\rho_1 u_1^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_1 \right), \tag{12}$$

donde hemos usado la Ec. (9), y hemos supuesto que la pérdida de energía (por emisión de radiación) dentro de la transición de choque es despreciable.

Para el caso de un “choque fuerte” en el cual el número de Mach pre-choque es $M_0 \gg 1$ (dónde $M_0 = u_0/c_0$, con $c_0 = \sqrt{\gamma P_0/\rho_0}$ la velocidad del sonido pre-choque), los términos con la presión en el lado izquierdo de las igualdades de las ecuaciones (11) y (12) pueden ser despreciados. Para este régimen, las Ecs. (10)–(12) se pueden invertir fácilmente para dar las variables post-choque en función de las variables pre-choque:

$$\rho_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 = 4 \rho_0, \quad (13)$$

$$u_1 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} u_0 = \frac{u_0}{4}, \quad (14)$$

$$P_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 u_0^2 = \frac{3}{4} \rho_0 u_0^2 \quad (15)$$

donde la segunda igualdad da los valores que se obtienen para un gas monoatómico (con $\gamma = 5/3$).

Podemos usar las Ecs. (13) y (15) junto con la ecuación de estado de un gas ideal (8) para calcular la temperatura post-choque:

$$T_1 = \frac{m}{k} \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} u_0^2 = 2.96 \times 10^5 \text{K} \left(\frac{u_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^2, \quad (16)$$

donde las segundas igualdades se obtienen para un gas neutro de $\gamma = 5/3$ y abundancias (por número) de 90% de hidrógeno y 10% de helio (que son las abundancias típicas del medio interestelar).

Como hemos dicho al principio de esta sección, la velocidad u_0 que aparece en estas ecuaciones es igual a la componente normal al choque (v_n , ver Fig. 4) de la velocidad pre-choque. Es fácil probar que la velocidad tangencial v_t se conserva al pasar a través del choque. La relación $v_{t,1} = v_{t,0}$ entonces completa las condiciones de salto para un choque fuerte dadas en las Ecs. (13)–(16).

Para una onda de choque de velocidad $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ moviéndose sobre un gas neutro en el medio interestelar (lo cual representa la velocidad típica de los chorros estelares), la temperatura post-choque es de $\approx 3 \times 10^5 \text{ K}$ [ver la Ec. (16)]. A esta temperatura, los electrones libres presentes en el gas (que podrían, por ejemplo, venir de una pequeña fracción ionizada de átomos de carbono o de hierro) tienen energías suficientemente altas como para ionizar colisionalmente a los átomos de hidrógeno y de helio (que dominan la composición atómica del gas). Estas ionizaciones resultan en la producción de nuevos electrones, que a su vez logran ionizar otros átomos. De esta forma se produce una “cascada” de ionización colisional, que termina ionizando la mayor parte de los átomos de H y He. A distancias mayores (alejándose del choque en la dirección post-choque), la emisión de radiación de este plasma ionizado [cuantificada con el término L de la Ec. (7)] produce un decrecimiento de la temperatura, llegando a temperaturas suficientemente bajas como para que el gas se recombine a distancias del choque suficientemente grandes.

Para las condiciones que se encuentran en chorros estelares, esta zona de “enfriamiento” (o de “recombinación”) produce emisión fuerte en muchas líneas de emisión,

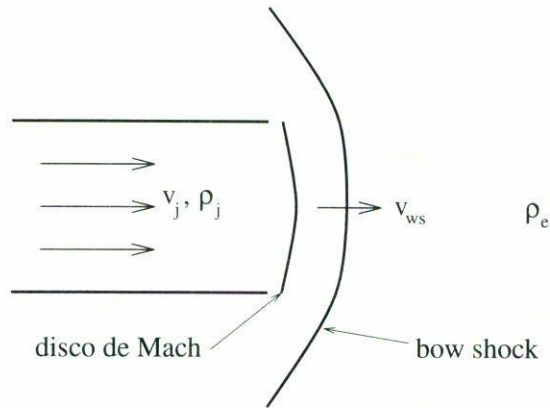


FIGURA 6. Estructura de la cabeza de un chorro. Un chorro de velocidad altamente supersónica v_j y densidad ρ_j interactúa con un medio ambiente estacionario de densidad ρ_e , formando dos choques: un choque de proa y un disco de Mach. Esta estructura de dos choques se mueve a una velocidad $v_{ws} < v_j$.

que corresponden a transiciones entre niveles ligados de átomos e iones de muy distintos grados de ionización. Las líneas de iones altamente ionizados vienen de las zonas más cercanas al choque, y las líneas de iones de baja ionización o átomos neutros se forman en regiones más lejanas al choque.

Para las condiciones que se encuentran en chorros extragalácticos, las densidades son tan bajas que no se llega a generar una zona de enfriamiento detrás de los choques (dado que el tiempo de enfriamiento es más largo que la edad de los chorros). La emisión observada en estos chorros aparentemente es producida por la interacción de electrones relativistas (producidos en la transición de choque por mecanismos como el llamado de “aceleración de Fermi”) con el campo magnético ambiental, produciendo emisión tipo sincrotrón que se detecta a longitudes de onda de radio.

4. SUPERFICIES DE TRABAJO

Supongamos que tenemos un chorro que se “enciende” a un tiempo $t = 0$. Para $t > 0$, el material del chorro empieza a penetrar dentro del medio ambiente circundante, alejándose de la fuente. Al material del chorro más alejado de la fuente se lo llama la “cabeza” del chorro.

La cabeza de un chorro supersónico tiene una estructura de dos choques, un “bow shock” (“choque a proa”) y un disco de Mach. Esta estructura está ilustrada en forma esquemática en la Fig. 6.

La estructura de dos choques (llamada la “superficie de trabajo” o “working surface” en inglés) se aleja de la fuente con una velocidad $v_{ws} < v_j$. Es posible calcular esta velocidad mediante sencillos argumentos de balance de presión. Para realizar este cálculo, primero consideramos la superficie de trabajo del chorro observada desde un sistema de

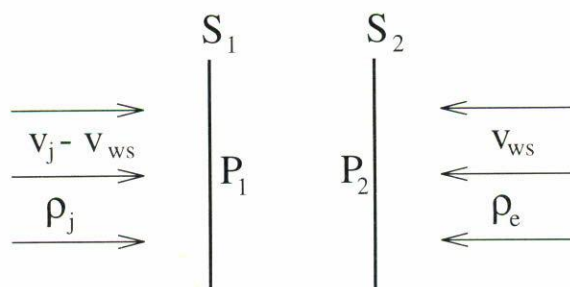


FIGURA 7. Zona central de una superficie de trabajo, vista desde un sistema de coordenadas que se mueve con ésta. El choque S_1 es el disco de Mach, y el choque S_2 es el choque a proa. El material del chorro incide sobre el choque S_1 con una velocidad $v_j - v_{ws}$, y el medio ambiente incide sobre S_2 con una velocidad v_{ws} (estas velocidades resultan de una sencilla transformación Galileana del flujo representado en la Fig. 6).

coordenadas que se mueve con los dos choques (o sea, que se aleja de la fuente con una velocidad v_{ws}). En este sistema de coordenadas, la superficie de trabajo se convierte en una zona de convergencia de dos flujos supersónicos, de la forma ilustrada en la Fig. 7.

Suponiendo que el disco de Mach (el choque S_1 de la Fig. 7) es un choque fuerte, podemos calcular la presión post-choque P_1 usando la Ec. (15):

$$P_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_j (v_j - v_{ws})^2, \quad (17)$$

donde consideramos que la velocidad de choque es $v_j - v_{ws}$ (ver la Fig. 7). Análogamente, podemos calcular la presión post-choque P_2 del choque a proa:

$$P_2 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_e v_{ws}^2. \quad (18)$$

Finalmente, consideramos que si la superficie de trabajo es delgada, debe de estar en equilibrio de presión, de forma que $P_1 \approx P_2$. Entonces, usando las Ecs. (17) y (18) llegamos a la relación:

$$v_{ws} = \frac{\beta v_j}{1 + \beta}, \quad \beta = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_e}}. \quad (19)$$

De esta forma vemos que para un chorro mucho más denso que el medio ambiente circundante [$\beta \gg 1$, ver la Ec. (19)] la superficie de trabajo se mueve a una velocidad $v_{ws} \approx v_j$ (o sea, que se aleja de la fuente a una velocidad similar a la velocidad del material eyectado). Para un chorro mucho menos denso que el medio ambiente circundante, la superficie de trabajo se mueve muy lentamente, a una velocidad $v_{ws} \ll v_j$ [ver la Ec. (19)]. De igual manera, para un chorro mucho más denso que el medio ambiente circundante, uno espera que la mayor parte de la energía se disipe en el choque a proa, mientras que en el caso de un chorro mucho menos denso que el medio ambiente circundante, uno espera que la mayor parte de la energía se disipe en el disco de Mach. Lo anterior se

puede ver fácilmente haciendo el cociente entre la potencia disipada en el choque a proa ($\approx \rho_e v_{ws}^3/2$) y la potencia disipada en el disco de Mach ($\approx \rho_j (v_j - v_{ws})^3/2$), el cual resulta ser igual a β .

En algunas fuentes, como HH47, se ha propuesto [5] que es posible distinguir el choque a proa del disco de Mach, pero dada la complejidad de la estructura de las superficies de trabajo reales esta separación de componentes es aun controversial.

5. JETS DE FUENTES VARIABLES

Ahora consideraremos el caso de un chorro de una fuente con una velocidad de eyección variable. Supondremos que esta variabilidad sólo se manifiesta en la magnitud (pero no en la dirección) de la velocidad de eyección.

Por supuesto, también es posible estudiar el caso de variaciones temporales de la densidad y/o temperatura con la que el chorro es eyectado. En un chorro hipersónico, estas variaciones no son tan interesantes como las variaciones de la velocidad, dado que producen choques de mucha menor velocidad de choque. Aunque sean pequeñas, las variaciones de la velocidad de eyección probablemente producen el efecto más importante sobre la formación de estructura dentro de un chorro hipersónico. Por esto, nos concentraremos en describir el efecto de una variabilidad en la velocidad de eyección.

Se puede hacer una teoría analítica sencilla para el caso de un chorro hipersónico, en el cual el efecto de la fuerza de presión es despreciable. Bajo esta condición, el material eyectado por la fuente preserva su velocidad inicial, salvo cuando pasa a través de choques. Para las zonas sin choques, por lo tanto, tenemos la relación:

$$u(x, t) = u_0(\tau) = \frac{x}{t - \tau}. \tag{20}$$

En esta ecuación, $u(x, t)$ es la velocidad de una parcela de gas que a un tiempo t se encuentra a una distancia x de la fuente del chorro. Esta parcela fue eyectada de la fuente a un tiempo $\tau < t$ con una velocidad de eyección $u_0(\tau)$. Por lo tanto, la primer igualdad de (20) es un resultado directo del hecho que la parcela preserva la velocidad con la que fue eyectada. Usando el hecho de que la parcela se mueve a una velocidad constante, es fácil ver que también debe cumplirse la segunda igualdad de (20).

La Ec. (20) por lo tanto describe la velocidad en función del tiempo t y de la distancia desde la fuente x para un chorro eyectado de una fuente con una velocidad de eyección variable $u_0(\tau)$. Ahora veremos que este “régimen de flujo libre” lleva a la formación de choques internos en el chorro.

Para mostrar ésto, consideraremos una forma sencilla para la variabilidad de la velocidad de eyección:

$$u_0(\tau) = v_0 + a\tau, \quad v_0, a > 0 \tag{21}$$

donde v_0 y a son constantes. Consideremos ahora dos parcelas de gas, la parcela 1 eyectada a un tiempo $\tau = 0$, y la parcela 2 eyectada a un tiempo $\tau > 0$. Por lo tanto la

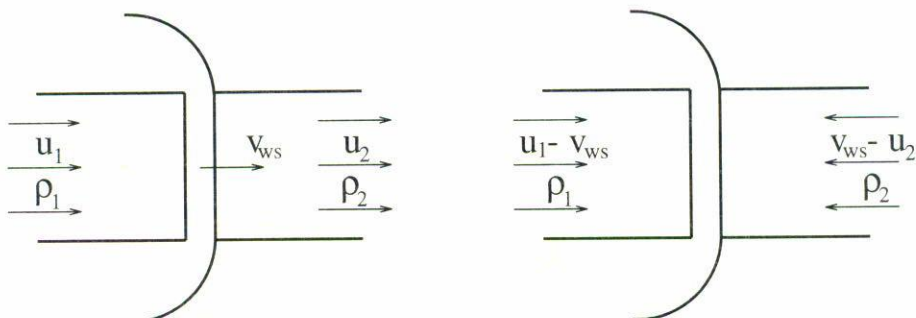


FIGURA 8. Estructura de dos choques de una “superficie de trabajo interna”, en el cual material eyectado de la fuente con una velocidad u_1 (y densidad ρ_1) alcanza al material eyectado previamente de la misma fuente con una velocidad $u_2 < u_1$ (y densidad ρ_2). El flujo visto desde un sistema de coordenadas en reposo respecto de la fuente se muestra en la parte izquierda de la figura, y el flujo visto desde un sistema que se mueve con la superficie de trabajo se muestra en la parte derecha de la figura.

parcela 1 tiene una velocidad v_0 [ver la Ec. (21)], de forma que a un tiempo t la distancia d_1 desde la fuente hasta la parcela tendrá un valor:

$$d_1 = v_0 t. \tag{22}$$

La parcela 2 tiene una velocidad $v_0 + a\tau$ [ver la Ec. (21)], y a un tiempo t se encuentra a una distancia d_2 de la fuente, dada por:

$$d_2 = (v_0 + a\tau)(t - \tau) \approx v_0 t + \tau(at - v_0) = d_1 + \tau(at - v_0), \tag{23}$$

donde la segunda igualdad corresponde a una expansión en serie de Taylor a primer orden en τ , y la tercera igualdad se puede obtener en forma directa usando la Ec. (22).

De la Ec. (23) vemos que la parcela 2 alcanza a la parcela 1 a un tiempo t_c dado por:

$$t_c = \frac{v_0}{a}. \tag{24}$$

Podemos calcular la distancia d_c de la fuente a la cual están las parcelas en el momento en que una alcanza la otra usando la Ec. (22), de la cual obtenemos:

$$d_c = v_0 t_c = \frac{v_0^2}{a}. \tag{25}$$

Mediante estos sencillos argumentos vemos que en un chorro eyectado con una velocidad variable ocurren eventos en que parcelas de gas “alcanzan” a material eyectado previamente a velocidades menores. Estos lugares de “colisiones” de parcelas resultan en la formación de estructuras de choques similares a las que se encuentran en la cabeza de un chorro. En la Fig. 8, mostramos en forma esquemática la estructura de una de estas “superficies de trabajo internas” (llamadas así en analogía al nombre dado a los choques formados en la cabeza de un chorro).

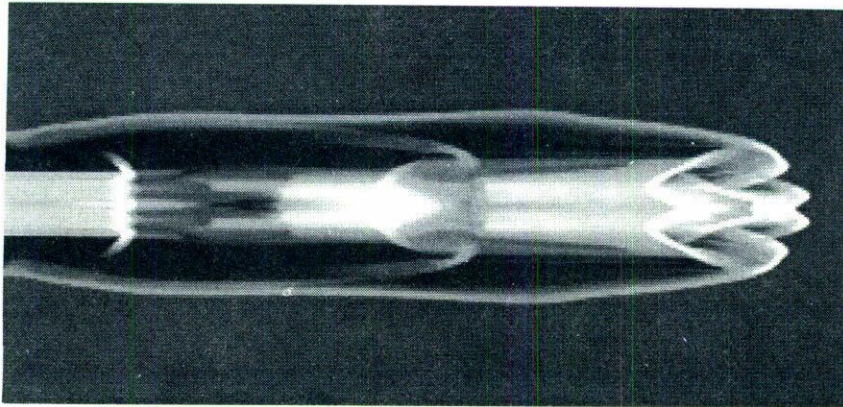


FIGURA 9. Diagrama de escala de grises de densidad (las zonas más claras correspondiendo a densidades mayores) que muestra la estructura de choques de un chorro eyectado con una velocidad que varía periódicamente con el tiempo. La fuente está ubicada en el borde izquierdo del diagrama. Las ondas de choque se ven como cambios bruscos de tono de gris. Observamos como se obtiene una superficie de trabajo en la cabeza del chorro, seguida de un número de “superficies de trabajo internas”.

De la estructura mostrada en la Fig. 8, se ve directamente que el argumento de balance de presiones post-choque usado en la Sec. 4 (para deducir la velocidad de la superficie de trabajo en la cabeza de un chorro) resulta ahora en la relación :

$$\rho_1(u_1 - v_{ws})^2 = \rho_2(v_{ws} - u_2)^2, \tag{26}$$

de la cual se puede despejar la velocidad v_{ws} de la superficie de trabajo interna:

$$v_{ws} = \frac{u_1 + \beta u_2}{1 + \beta}, \quad \beta = \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}. \tag{27}$$

De esta ecuación vemos que la superficie de trabajo interna se traslada a una velocidad que corresponde a un promedio pesado de las velocidades de los dos flujos interactuantes que la están formando.

La imagen que emerge de estos argumentos analíticos es que un chorro eyectado de una fuente variable tendrá una “cabeza” (que es el resultado directo de que el chorro comience a ser eyectado a un tiempo dado), seguida de un número de “superficies de trabajo internas” (que son el resultado directo de la variabilidad posterior de la fuente). Para ilustrar esta situación, en la Fig. 9 mostramos los resultados obtenidos de una simulación numérica (que representa una solución de las ecuaciones completas de la dinámica de gases descritas en la Sec. 2) para un chorro eyectado con una velocidad que varía con el tiempo en forma periódica.

6. UNA COMPARACIÓN CON LOS CHORROS ASTROFÍSICOS

En este artículo hemos discutido cuáles son las ecuaciones que describen la dinámica de un chorro (Sec. 2), y hemos usado estas ecuaciones para describir las características de



FIGURA 10. Imagen obtenida en la línea $H\alpha$ (emitida por átomos de hidrógeno) del chorro estelar HH 111. Las regiones más oscuras corresponden a zonas con mayor emisión de $H\alpha$. La fuente del chorro se encuentra en la parte izquierda del diagrama, y el chorro se propaga hacia la derecha. Se observan una serie de regiones de emisión con forma de “uñas”, que corresponden a las superficies de trabajo internas (que resultan de una variabilidad de la velocidad de eyección de la fuente). Adaptado de Morse *et al.* [6].

las ondas de choque (Sec. 3). Finalmente, hemos usado estos resultados para describir los choques que se forman en la cabeza (o “superficie de trabajo”) de un chorro (Sec. 4) y la formación de “superficies de trabajo internas” debidas a una variabilidad de la velocidad de eyección de la fuente.

Notablemente, en observaciones de chorros estelares recientemente realizadas con el HST (el “telescopio espacial Hubble”) se observan estructuras que parecen ser similares a las que se predicen con los modelos de chorros de fuentes variables. En la Fig. 10 vemos la emisión observada en el chorro HH 111, que muestra una serie de “cabezas” distribuidas en forma lineal, alejándose de la fuente. Estas cabezas corresponderían a las superficies de trabajo internas que hemos discutido en la Sec. 5.

REFERENCIAS

1. I.F. Mirabel and L.F. Rodríguez, *Nature* **371** (1994) 46.
2. P.A. Hughes, (ed.) *Beams and Jets in Astrophysics*, (Cambridge University Press, 1991).
3. P. Parma, C. Fanti, R. Fanti, R. Morganti, and H.R. de Ruiter, *Astronomy & Astrophysics* **181** (1987) 244.
4. B. Reipurth, en *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, edited by B. Reipurth, (ESO, 1989), p. 247.
5. B. Reipurth and S. Heathcote, *Astronomy & Astrophysics* **246** (1991) 511.
6. S. Morse, S. Heathcote, P. Hartigan, and B. Reipurth, *Astrophysical Journal* (1997), en prensa.