

Simulación Disco de Acreción Delgado usando FLASH

Pinzón A.F., Peña J.Z., Parales J.D.*

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, A.A. 14490, Bogotá, Colombia

(Fecha: 7 de marzo de 2025)

Se presenta un estudio numérico del comportamiento de un disco de acreción delgado mediante simulaciones realizadas con el código FLASH, originales de Henrique Hirsch. Se analizan dos escenarios astrofísicos representativos: uno en el que la materia interactúa con una estrella de neutrones, caracterizada por un borde reflectivo que induce rotación, y otro en el que se modela la absorción de materia en un agujero negro mediante condiciones de frontera tipo outflow. Los resultados obtenidos muestran un comportamiento coherente con el comportamiento esperado, evidenciando la eficacia de la aproximación numérica para capturar las características esenciales de los discos de acreción en distintos entornos compactos, la caracterización de los mismos en sus anillos y otros parámetros sujetos a la naturaleza física del disco de acreción, aunque se requieren estudios adicionales sobre la evolución temporal y las inestabilidades en la tasa de acreción.

Palabras Clave: Agujeros negros, disco de acreción, simulación física, astrofísica computacional, FLASH

I. INTRODUCCIÓN

La *astrofísica computacional* permite estudiar bajo principios físicos los detalles más íntimos de la astrofísica observacional, genera un entorno experimental imposible de formas prácticas y permite predecir los comportamientos de cuerpos celestes en situaciones complejas indescifrables, permitiendo que parámetros que dominan la física macroscópica pueda describirla.

El estudio de los discos de acreción hace parte de lo descifrable en términos computacionales, en la descripción física se sabe con gran certeza describir el comportamiento de estos con un modelamiento certero y elaborado. La modelación de este tipo siempre debe pasar por la mecánica de fluidos, bajo especificaciones astrofísicas ha permitido el acercamiento de la física más cercana al real práctico comportamiento, esencial en este tipo de macro estados.

En esta práctica se propuso la modelación de los discos de acreción para cuerpos típicos celestes “acretadores”, objetos como lo pueden ser: agujeros negros, estrellas en formación, estrellas de neutrones, sistemas binarios, por mencionar algunos. A pesar del esfuerzo observacional astrofísico de los fenómenos que ocurren en los discos, la información en forma de datos no es la suficiente para hacer comprobaciones directas, pero se pueden observar parámetros generales de objetos de interés físico como los *cuerpos compactos*, entre los más recientes, tenemos el trabajo realizado para obtener la primera imagen del disco de acreción de Sagitario A*.

II. MARCO TEÓRICO

Un disco de acreción es una estructura de gas que se forma cuando la materia del medio interestelar es atraída por un objeto central, i.e., una estrella, un objeto compacto, etc., y se organiza en un plano orbital en la totalidad de los casos prácticos. En este proceso, la materia

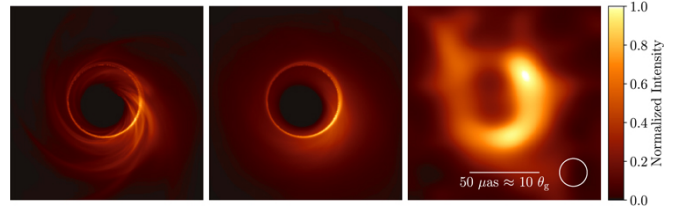


Figura 1. Sagitario A: agujero negro súper masivo del centro de la vía láctea. Tomado de Event Horizon Telescope¹.

pierde parte de su energía y momento angular a través de luminosidad L como observable, permitiendo que se acomode en una órbita estable según un promedio de momento angular mantenido. Según Hirsch², bajo condiciones generales el gas de acreción adopta una dinámica orbital descrita por la tercera ley de Kepler, de modo que el periodo P_e cumple

$$P_e^2 = \frac{4\pi^2 r^3}{GM_*},$$

donde r es el radio, G la constante gravitacional y M_* la masa del objeto central. La acumulación de materia en el disco conduce a incrementos en la densidad ρ y la temperatura T , lo que favorece el desarrollo de torques viscosos \mathcal{G} entre las capas adyacentes. Dichos torques permiten la disipación de energía y la redistribución del momento angular J a medida que la materia se desplaza hacia el centro, emitiendo radiación en el proceso.

Uno de los principales observables de estos sistemas es la luminosidad del disco L , la cual se relaciona con la conservación de masa y momento angular, permitiendo determinar parámetros como la densidad y la velocidad radial v_r . En este sentido, la aproximación de disco fino—donde la altura H es mucho menor que el radio— resulta especialmente útil para simplificar tanto el análisis teórico como el numérico.

En el régimen kepleriano, la materia se mueve con una velocidad angular Ω_K definida por

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}},$$

lo que establece la base para describir la dinámica del disco. Dado el modelo de *disco delgado*, se introduce la densidad superficial Σ , definida a partir de la densidad ρ como

$$\Sigma = \int_{-H}^H \rho dz.$$

La evolución de la masa en el disco se rige por la ecuación de conservación de masa para la acreción como

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) = 0,$$

que describe cómo se redistribuye la densidad superficial en función del flujo radial v_r .

Para que la materia pueda acercarse al objeto central es necesario que pierda parte de su momento angular, lo que se facilita mediante la acción de torques viscosos. La conservación del momento angular en cambio se expresa como

$$\frac{\partial (r^3 \Sigma \Omega_K)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (r^3 \Sigma v_r \Omega_K) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial r}.$$

Haciendo uso de la ecuación de conservación de masa, podemos escribir la ecuación de conservación de momento angular como:

$$r \Sigma v_r \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega_K) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial r}.$$

Este mecanismo redistribuye el momento angular, permitiendo que la materia fluya hacia el interior y se libere energía en forma de radiación.

En la región interna del disco se establece un equilibrio crucial en el que la fuerza gravitatoria, que atrae a la materia hacia el objeto central, se iguala a la presión de radiación que actúa en sentido opuesto:

$$\frac{GM_* m_H}{r^2} = \frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c^2},$$

donde m_H es la masa de un átomo de hidrógeno, σ_T la sección eficaz de Thomson, L la luminosidad y c la velocidad de la luz. Este equilibrio conduce a la definición de la luminosidad límite o de Eddington,

$$L_{\text{edd}} = \frac{4\pi GM_* m_p c}{\sigma_T},$$

con m_p la masa del protón, estableciendo la máxima luminosidad permitida para el sistema sin que la presión de radiación interrumpa la acreción.

La energía liberada por la acreción, que surge de la disminución de la energía potencial gravitacional del material que se aproxima al objeto central, se cuantifica mediante la luminosidad de acreción L_{ac} como

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_* \dot{M}}{R_*},$$

donde \dot{M} es la tasa de acreción y R_* el radio del objeto. Al exigir que L_{acc} no supere la luminosidad límite de Eddington L_{edd} , se deduce la tasa máxima de acreción

$$\dot{M}_{\text{edd}} = \frac{4\pi R_* m_p c}{\sigma_T}.$$

Esta condición es fundamental para mantener el equilibrio hidrodinámico del disco.

Según *King*³, la tasa de acreción en un disco delgado se obtiene al integrar la ecuación de continuidad sobre la circunferencia del disco, lo que conduce a la expresión más simple

$$\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_r$$

Esta formulación ilustra cómo el flujo radial del gas impulsa la transferencia de masa hacia el objeto central, resaltando la interrelación entre la dinámica local del disco y el mecanismo viscoso que redistribuye el momento angular.

Finalmente, en un disco delgado se pueden identificar tres regiones con distintos regímenes de rotación. En la zona externa, denominada fase kepleriana, el gas orbita de manera predecible bajo la influencia dominante de la gravedad central. Conforme la materia se aproxima al interior, se alcanza una región sub-kepleriana en la que la presión interna y los procesos viscosos alteran la distribución de velocidades, desviando la rotación del régimen kepleriano clásico. Finalmente, en la parte más interna del disco se establece la fase de cuerpo rígido, donde todas las capas rotan a una misma velocidad angular, estableciendo un estado de rotación uniforme. Este esquema –compuesto por las fases kepleriana, sub-kepleriana y de cuerpo rígido– es crucial para comprender la transición en la dinámica del disco y la disipación de energía, tal como se describe en Hirsch².

III. SIMULACIÓN

En la simulación se utilizó el modelo base de *Double Mach Reflection* para representar la interacción de un gas a partir de diferentes condiciones de frontera en una región transformada en cilíndricas bajo . Se observaron 2 fenómenos fundamentales de alta densidad ρ : la estrella de neutrones (NS), que mantiene un borde reflectivo (cambia el signo y puede añadir rotación), en nuestro caso no directamente sino a través del factor $\Omega = v_\phi/R$ que depende de las condiciones del disco como se verá pronto después. El segundo fenómeno de estudio es respecto

a un agujero negro (BH), identifica una frontera de tipo *Outflow* donde la materia es absorbida tan pronto se encuentra en la frontera.

Se observa en general que las simulaciones tienen un tiempo generalmente alto de reproducción computacional, entre media hora a tiempos indefinidos, o que lo hace realmente difícil de verificar variación de variables respecto a estados estacionarios con un computador personal. Se generan simplificaciones del modelo a continuación para permitir reducir los grados de libertad y tener una fidelidad en la física.

Es un disco delgado tal que $H \ll R$, donde la viscosidad molecular estándar es constante μ determinada, con un disco de acreción de Hidrógeno neutro como gas ideal y sin refrigeración. Buscamos describir solo la capa interna y una frontera ideal de la formación del disco en sus dos estados de estabilidad -kepleriano y cuerpo solido-. Dada la ec. II, se tiene determinada por tanto v_r en una evolución del proceso, además que $v_\phi \ll v_r$ según el modelo. Se toman las rotaciones de cuerpo rígido y la descrita kepleriana, con periodos en el primer caso semejantes a una estrella de neutrones $P_e = 10^{-2}$ s que describe la frontera *user*.

Se genera la simulación suponiendo un estado estacionario, por tanto se colocan las condiciones iniciales de \dot{M} que condiciona a los demás factores, T que determinará los factores por ecuación de estado de gas ideal, el punto de masa que refiere a la condición de autogravedad, con estas condiciones se generará una densidad de masa inicial que se equilibrará luego de unos ms y obtendremos una figura adecuada a lo requerido.

IV. ANÁLISIS Y RESULTADOS

A. Estrella de Neutrones

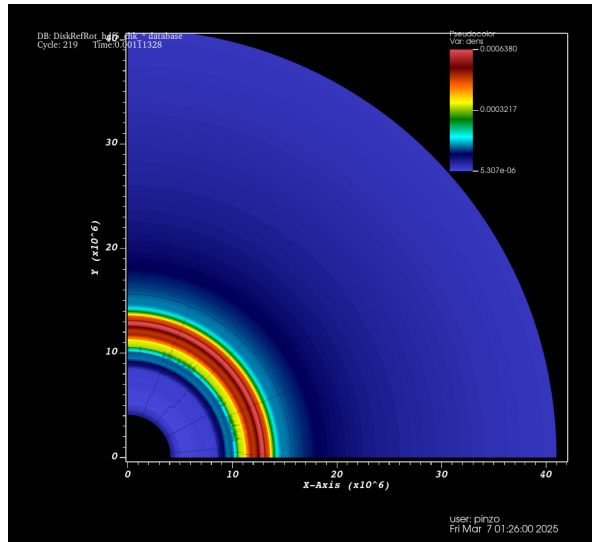


Figura 2. Simulación estrella de Neutrones en el estado inicial

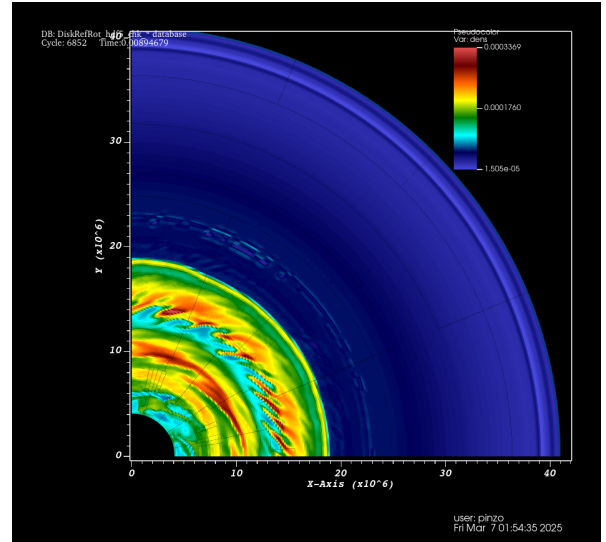


Figura 3. Simulación estrella de neutrones en estado *evolucionado*.

En 2 se puede observar que en esta fase inicial hay una expansión de gas hacia afuera de la NS. Esto se debe a que nuestra simulación, al correr los primeros fotogramas con una densidad de gas inercial alrededor de la estrella, interpretaría que todo el gas debe estar sobre la estrella, lo que arruinaría la simulación en adelante. La forma de solucionar esto es definir una velocidad inicial positiva a las partículas del gas. Pasada esta primera fase y cuando el gas tiene distancia de la estrella, empieza la siguiente fase.

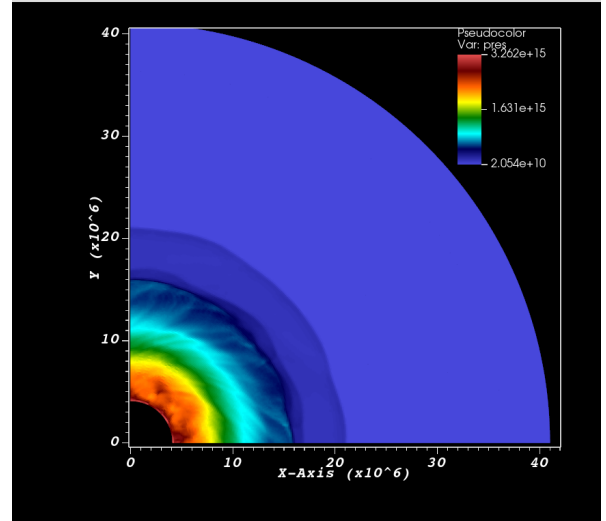


Figura 4. Estado evolucionado de la presión en una NS. Se forman las regiones Kepleriana y de Cuerpo Solido.

Cuando evoluciona el sistema 3, se generan regiones anillo concentricos, en el interior del disco, se forman al menos una región de transición y dos bien diferenciadas: kepleriana, cuando la masa del cuerpo compacto interacciona con la masa del gas a través de la leyes de gra-

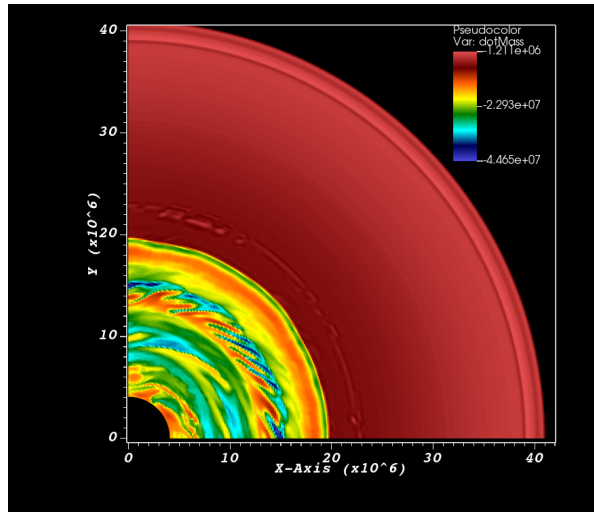


Figura 5. Tasa de acreción \dot{M} según r para NS evolucionada.

vitación Newtoniana, luego más cerca la viscosidad del medio impide el comportamiento kepleriano iniciando el comportamiento de cuerpo sólido.

La barrera se forma entre las regiones debido a cambios abruptos de densidad producto del factor viscosidad que no se mantiene hasta un cierto r . Se observa claramente en la fig. 4 las regiones, junto con la transitoria subkepleriana.

Vemos por la ec. de la variación de la masa \dot{M} que varía por anillos según v_r , dependiente del tipo de región en la que se encuentre. Esto se identifica en la fig.

Mientras r aumente, los anillos generados serán cada vez más evidentes.

B. Agujero Negro

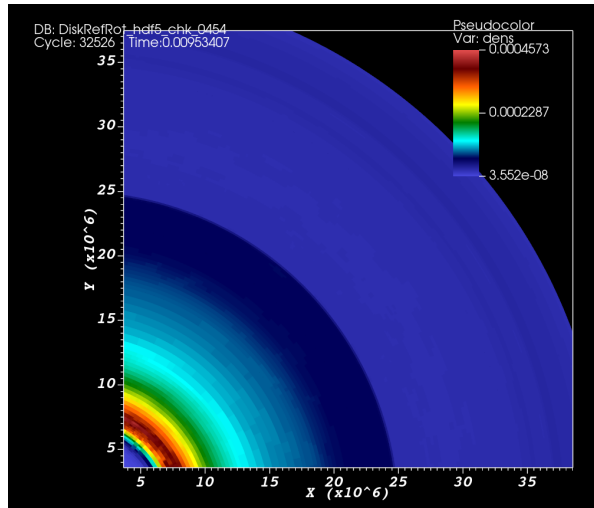


Figura 6. Densidad en $t \sim 5$ ms.

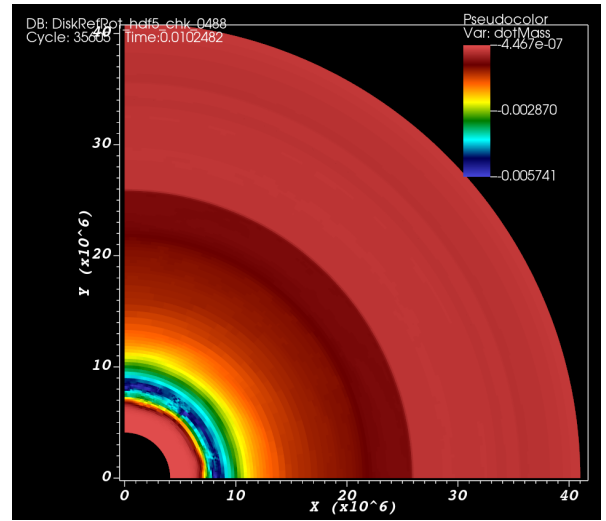


Figura 7. Tasa de acreción o variación de masa \dot{M} del agujero negro evolucionado

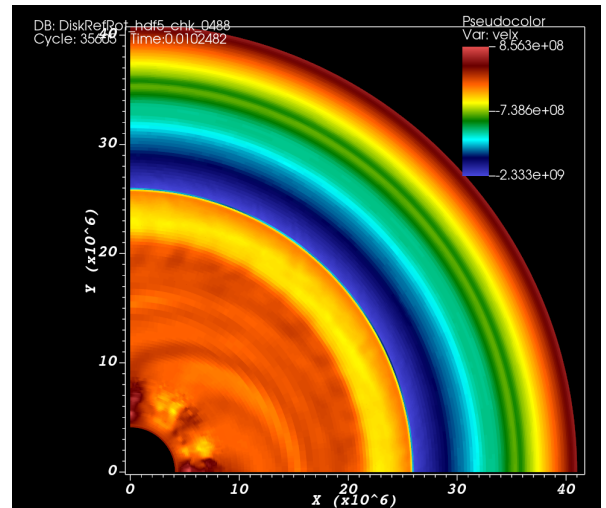


Figura 8. Velocidad del Agujero Negro *evolucionado*.

Esta simulación también requiere una fase inicial de expansión del gas y pasa a una fase estable 2 que en comparación con el disco de la estrella de neutrones la materia se acreciona mucho más cerca de la frontera. Por otro lado la velocidad angular presenta un comportamiento muy interesante, en 8 se puede ver que la velocidad radial forma anillos, podemos ver que entre 26×10^6 cm y 34×10^6 cm hay una zona donde la velocidad hacia el agujero negro es mucho menor. Como consecuencia de las velocidades necesarias para la estabilidad del disco, generadas por la propia física, las velocidades siempre son hipersónicas respecto al hidrógeno c_s como se ve en la fig. 9

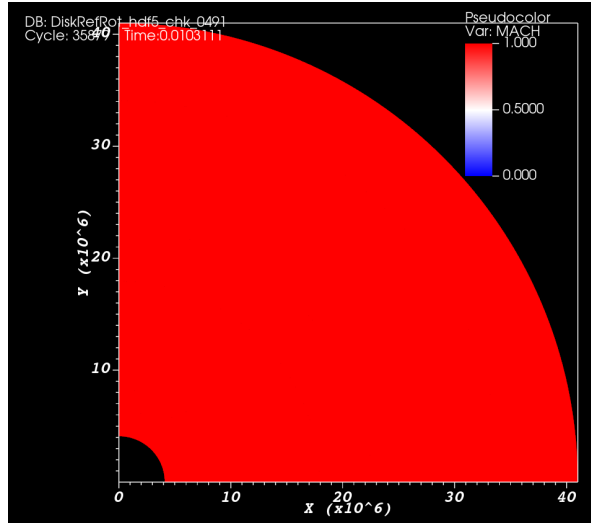


Figura 9. Número Mach respecto el radio r , siendo en absoluto un fluido hipersónico.

V. CONCLUSIONES

A través de esta práctica resulta evidente como se refleja el comportamiento de acreción en las simulaciones cuando se cumplen las leyes fundamentales de los fluidos, de la termodinámica y de la gravedad, replican el comportamiento esperado cercano a la construcción teórica de los discos y se obtiene un resultado convincente de estabilidad en los dos casos en ese rango de tiempo.

Se observaron los anillos de acreción según la estabilidad de la materia acretada, se diferencia muy claramente el salto de densidad provocado por el comportamiento de las propiedades viscosas y cuando domina solo el termino Kepleriano, pero solo se establecio cualitativamente este comportamiento, habría de identificar si las ecuaciones que indican los periodos y densidad superficial se establecen con lo que podríamos dar como teóricos.

No resulta evidente la evolución temporal pues el tiempo de computo aún era mucho menor del esperado y no se logró estudiar en profundidad la conexión de las variables de inestabilidad presentes en \dot{M}_{edd} , producto de la luminosidad L que compete a un factor observable descrito en referencias, donde se puede establecer estabilidades de sistemas con discos de acreción.

* apinzonh@unal.edu.co; jpenato@unal.edu.co; jparales@unal.edu.co

¹ E. H. T. Collaboration, “First sagittarius a event horizon telescope results. i. the shadow of the supermassive black hole in the center of the milky way,” *Astrophysical Journal Letters*, vol. 930, no. 2, p. L12, 2022.

² H. D. Hirsch and C. G. Bernal, “Introdução aos discos de acreção: Um estudo teórico e numérico.” Trabalho de Conclusão de Curso, Universidade Federal do Rio Grande, 2023.

³ J. Frank, A. R. King, and D. J. Raine, *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge: Cambridge University Press, 3rd ed., 2002.