



## DINÁMICA DE COLISIONES GALÁCTICAS CON GRAVEDAD NEWTONIANA MODIFICADA

ALCIDES ORTEGA <sup>1</sup> y NELSON FALCON <sup>2</sup>

Universidad de Carabobo. <sup>1</sup>Dirección de Informática. <sup>2</sup>Facultad Experimental de Ciencia y Tecnología. Laboratorio de Física de la Atmosfera y Espacio Ultraterrestre. Dpto de Física. Carabobo. Venezuela. {aortega@uc.edu.ve, nelsonfalconv@gmail.com}

Recibido: 20/07/2025, Revisado: 05/08/2025, Aceptado: 12/08/2025

### Resumen

Los Catálogos de galaxias cercanas contienen 5-7,5% de colisiones galácticas (*Merging*). Estas fusiones galácticas suelen modelarse mediante dinámica Newtoniana junto a distribuciones de materia oscura no bariónica en el halo. Alternativamente Falcon y colaboradores arguyen que la gravedad Newtoniana debe incluir un término adicional que representa la inercia local a través del principio de Mach. El objetivo del presente trabajo estimar la dinámica de los grupos de galaxias para describir sus posibles colisiones partiendo de la mecánica de Lagrange con potencial tipo Yukawa inverso (campo  $U_{YF}$ ), que varía con la distancia comóvil, con un comportamiento nulo en el sistema solar interior, débilmente atractivo a distancias interestelares, muy atractivo en cúmulos de galaxias y repulsivo a escalas cósmicas, que resuelve la incompatibilidad entre los modelos Friedman, Robertson-Walker (AFRW) con curvatura nula y densidad de materia observada. Se describe la fenomenología empleando el potencial newtoniano más un término gravitacional tipo Yukawa inverso, se modelan las órbitas galácticas, se muestran y se discuten las trayectorias predichas para las galaxias en colisión y sus implicaciones astrofísicas. Se concluye que la órbita prescrita por las galaxias aplicando la Dinámica Newtoniana Modificada con  $U_{YF}$  corresponde a trayectorias espirales donde la energía inicial de las galaxias determina las colisiones en la interacción galáctica.

**Palabras clave:** Materia Oscura, Gravedad, Gravedad Modificada, Fusión de Galaxias.

### Dynamics of galactic collisions with modified Newtonian gravity

#### Abstract

Catalogs of nearby galaxies contain 5-7,5% of galaxy collisions (*Merging*). These galactic mergers are usually modeled by Newtonian dynamics together with non-baryonic dark matter distributions in the halo. Alternatively, Falcon and collaborators argue that Newtonian gravity must include an additional term that represents the local inertia through Mach's principle. The objective of the present work is to estimate the dynamics of galaxy groups to describe their possible collisions starting from Lagrangian mechanics with an inverse Yukawa-type potential ( $U_{YF}$  field), which varies with the comoving distance, with zero behavior in the inner Solar System, weakly attractive at interstellar distances, very attractive in galaxy clusters and repulsive at cosmic scales, which resolves the incompatibility between the Friedman-Robertson-Walker (AFRW) models with zero curvature and observed matter density. The phenomenology is described using the Newtonian potential plus an inverse Yukawa-type gravitational term, the galactic orbits are modeled, and the predicted trajectories of colliding galaxies and their astrophysical implications are discussed. It is concluded that the orbit prescribed by galaxies applying Modified Newtonian Dynamics with  $U_{YF}$  corresponds to spiral trajectories where the initial energy of the galaxies determines the collisions in the galactic interaction.

**Key words:** Dark Matter, Gravity, Modified Gravity, Galaxy Merging.

## 1. Introducción

En las observaciones realizadas a las estructuras de los cúmulos de galaxias se ven colisiones (*Merging*) de galaxias que contradicen los modelos que explican la dinámica gravitacional y que están basados en la ley del inverso cuadrado de la distancia postulada por Newton, dado que la masa de materia observada es ordenes de magnitud menor que la requerida para explicar lo observado.

Modelos tradicionales emplean enjambres autogravitantes en simuladores de partículas de Materia Ordinaria conjuntamente con partículas de materia oscura no bariónica para reproducir las colisiones entre dos galaxias interactuantes, sin embargo, los halos de materia oscura es una hipótesis ad hoc de dudosa certidumbre basada en los modelos de Navarro-Frenk-White (NFW) (Navarro *et al.*, 1997) dentro del paradigma de materia exótica inobservada, no constituida por los elementos químicos conocidos ni por el modelo estándar de física de partículas.

Se han propuesto alternativas a la materia oscura no bariónica según la cual la teoría de Gravitación se debe modificar en rangos estelares y cosmológicos.

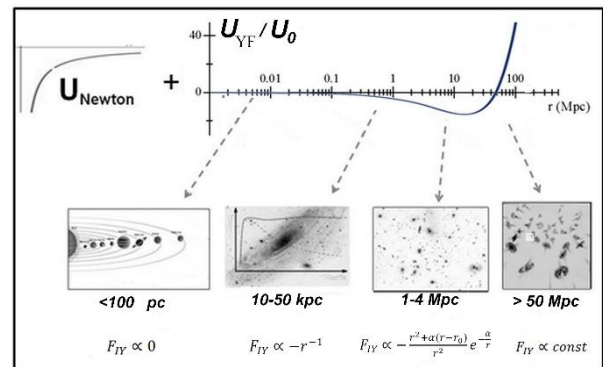
El objetivo del presente trabajo estimar la dinámica de los grupos de galaxias para describir sus posibles colisiones bajo el formalismo de gravedad modificada. Para ello en la sección 2 se describe la fenomenología un campo tipo Yukawa inverso como alternativa al paradigma de materia oscura (Falcon 2025). En la Sección 3 se modelan las órbitas galácticas mediante la formulación lagrangiana empleando como potencial efectivo el potencial newtoniano más un término gravitacional tipo Yukawa inverso (Falcon 2021). En la sección 4 se muestran las trayectorias predichas para las galaxias en colisión y sus implicaciones astrofísicas. Seguidamente una breve discusión respecto a colisiones en

poblaciones de galaxias cercanas (sección 5) Finalmente se presentan las conclusiones.

## 2. Gravedad Modificada con campo tipo Yukawa inverso

Falcon y colaboradores (Falcon 2013, 2014, 2021) arguyen que la gravedad Newtoniana debe incluir un término adicional ( $U_{YF}$ ) que represente la inercia local a través del principio de Mach. El origen de ese campo es la materia bariónica ordinaria y representa la contribución gravitacional de la distribución a gran escala de la masa en la inercia local, obviada en la gravitación Newtoniana al describir la interacción entre dos partículas.

Esta contribución complementaria sería nula en rangos de distancias comóviles del orden del sistema solar, débilmente atractiva en rangos de distancias interestelares, muy atractiva en rangos de distancias intergalácticas, y repulsiva a escalas cósmicas (Fig 1).



**Fig. 1.** Modificación a gran escala de la con campo tipo Yukawa inverso ( $U_{YF}$ ) en escala astronómica para diferentes rangos de distancia comóvil.

El uso de este potencial tipo Yukawa inverso permite resolver la incompatibilidad entre los modelos Friedman, Robertson-Walker (FRW) con curvatura nula y la densidad de materia bariónica observada (Falcon 2013). El empleo de esta formulación resuelve el problema de la masa perdida de Zwicky sin incorporar materia oscura (Falcon

2025)

La Fig. 1 muestra un mínimo en  $r \approx 10$  Mpc y por lo tanto el modelo predice la finitud del alcance de la gravedad y masa del gravitón no nula, en concordancia de la observación de ondas gravitacionales (Falcon 2023).

El potencial  $U_{YF}$  puede expresarse como:

$$U_{YF} = U_0 e^{-\frac{\alpha}{r}} (r - r_0) \quad (1)$$

Donde las constantes de acoplamiento son  $r_0 = 50$  Mpc,  $\alpha = 2.5$  Mpc y  $U_0 = 4\pi \tilde{l} G M r_0^{-1}$ .  $\tilde{l}$  es un parámetro dimensional con valor de  $m^{-1}$ . Adviértase que el  $U_{YF}$  es un potencial por unidad de masa, creado por la distribución de masa  $M$ , luego para describir la interacción con alguna partícula masiva hay que multiplicar por el valor de la masa  $m$  de dicha partícula.

### 3. Aproximación Lagrangiana

Considérese una galaxia de masa  $m$ , dentro de un campo gravitacional de un cumulo de galaxias de masa  $M$ , y sea  $U = U(r)$  el potencial efectivo que solo depende de la distancia comóvil. Entonces la función de Lagrange en coordenadas polares es:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) - U(r) \quad (2)$$

Donde el punto como estandarte sobre las letras, denota derivada parcial respecto al tiempo y  $\mu \equiv (M+m)/(Mm)$  es la masa reducida. Entonces las Ecuaciones de Euler-Lagrange que describen el movimiento, para los dos grados de libertad  $r$  y  $\theta$  son:

$$\frac{d}{dt} (\mu r^2 \dot{\theta}) = 0 \quad (3)$$

$$\mu \ddot{r} - \mu r \dot{\theta}^2 + \frac{\partial U(r)}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

Nótese que  $\theta$  es una variable cíclica, por lo tanto (3) conlleva a la Conservación del momento angular ( $l$ ):

$$(\mu r^2 \dot{\theta}) = \text{Constante} = l \Rightarrow \dot{\theta} = \frac{l}{\mu r^2} \quad (5)$$

La ecuación de Euler-Lagrange para la variable  $r$  permite, luego de multiplicar por  $\dot{r}$ , obtener la conservación de la energía ( $E$ ):

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\mu}{2} \dot{r}^2 + \frac{l^2}{2\mu r^2} + U \right) = 0 \Rightarrow \left( \frac{\mu}{2} \dot{r}^2 + \frac{l^2}{2\mu r^2} + U \right) = E \quad (6)$$

En el caso de que el potencial gravitacional sea el Newtoniano, entonces

$$U(r) = U_N = -\frac{GMm}{r} \quad (7)$$

Reemplazando (5) en (6) e Integrando se obtiene la ecuación de la órbita:

$$\Delta\theta = \int \frac{r^{-1} dr}{\sqrt{\frac{2\mu E}{l^2} r^2 - \frac{2\mu}{l^2} U(r) r^2 - 1}} \quad (8)$$

Al realizar la integración obtenemos una expresión de la forma:

$$r = \frac{\epsilon k}{1 + \epsilon \cos \theta} \quad (9)$$

Que es la ecuación característica de las cónicas en coordenadas polares; y representa, en la Dinámica Newtoniana, trayectorias keplerianas de excentricidad  $\epsilon$ .

Consideremos ahora la modificación a gran escala de la Gravedad (Falcón 2011, 2021), con un término  $U_{YF}$  que representa la contribución de la inercia local, dado por (1), entonces en lugar de (7) se tiene:

$$U(r) = U_N + U_{YF} \quad (10)$$

Y la ecuación de la órbita (8), queda como:

$$\Delta\theta = \int \frac{r^{-1} dr}{\sqrt{\frac{2\mu}{l^2} r^2 \left[ E + \frac{GMm}{r} - U_0 e^{-\frac{\alpha}{r}} (r - r_0) \right] - 1}} \quad (11)$$

La no linealidad de (11) requiere una aproximación polinómica, en el rango

esperado de variabilidad para la distancia comóvil:  $1 \leq r \leq 3$  Mpc, característica dentro de un cúmulo de galaxias.

Con el cambio de variables  $x \equiv \frac{r}{r_0} = \frac{r}{50 \text{ Mpc}}$ , en el rango  $0.02 \leq x \leq 0.06$ , se obtiene:

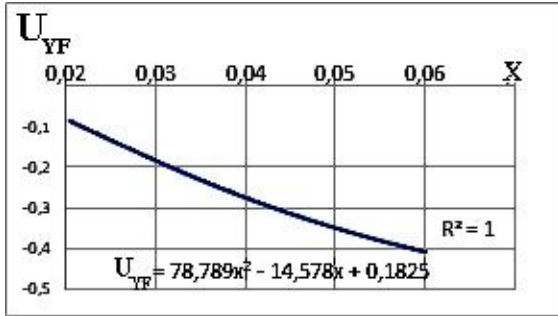
$$\Delta\theta = \int \frac{x^{-1} dx}{\sqrt{\frac{2\mu E r_0^2}{l^2} x^2 - \frac{2\mu r_0^2 U(x)}{l^2} x^2 - 1}} \quad (12)$$

Donde

$$U(x) = -\frac{GMm}{r_0 x} + 4\pi G M m \tilde{l} e^{-\frac{0.05}{x}} (x-1) \quad (13)$$

Se puede aproximar el término no lineal de (12) a una función polinómica cuadrática (Fig. 2):

$$\begin{aligned} U_{YF}(x) &\cong a_2 x^2 + a_1 x + a_0 \\ &= 78,79x^2 - 14,58x + 0,18 \end{aligned} \quad (14)$$



**Fig. 2.** Aproximación del potencial  $U_{YF}$  en el rango interno de distancia comóvil de los cúmulos de galaxias

Luego, la ecuación de la órbita (12), en forma integral queda como:

$$\Delta\theta = \int \frac{x^{-1} dx}{\sqrt{b_4 x^4 + b_3 x^3 + b_2 x^2 + b_1 x + b_0}} \quad (15)$$

Donde

$$b_4 = -\frac{2\mu r_0^2}{l^2} 4\pi G M m \tilde{l} a_2$$

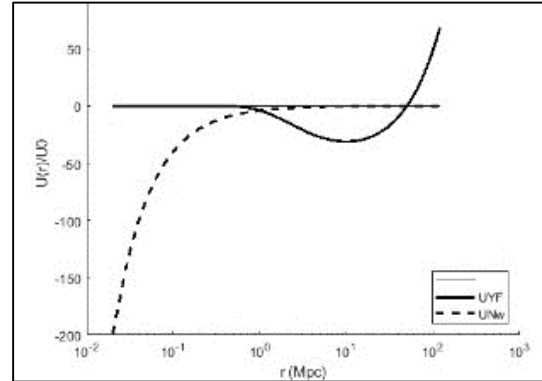
$$b_3 = -\frac{2\mu r_0^2}{l^2} 4\pi G M m \tilde{l} a_1$$

$$b_2 = -\frac{2\mu r_0^2}{l^2} 4\pi G M m \tilde{l} \left( a_0 - \frac{E}{4\pi G M m \tilde{l}} \right)$$

$$b_1 = -\frac{2\mu r_0}{l^2} G M m$$

$$b_0 = 1$$

En el rango de la distancia comóvil considerado:  $1 \leq r \leq 3$  Mpc, el potencial  $U_{YF}$  resulta mucho mayor que el potencial Newtoniano (Fig. 3) por lo tanto  $b_4 \gg b_1$ ,  $b_3 \gg b_1$ ,  $b_2 \gg b_1$ ; además son términos mucho mayores que la unidad.



**Fig. 3.** Comparación de los potenciales Newtoniano y  $U_{YF}$  en el rango interno de distancia comóvil de los cúmulos de galaxias

Por lo tanto (15) puede escribirse como:

$$\Phi(x) \equiv \frac{\Delta\theta}{A} = \int \frac{x^{-2} dx}{\sqrt{-a_2 x^2 - a_1 x + (a_0 - B)}} \quad (16)$$

Donde

$$A = \frac{l}{\sqrt{8\pi r_0^2 G M m \mu \tilde{l}}}, \quad B = \frac{E}{4\pi G M m \tilde{l}} \quad (17)$$

Finalmente, la integración de (16) provee la ecuación de la órbita en términos de los parámetros de momento angular  $A$  y energía  $B$ :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\theta}{A} &= \frac{\sqrt{-6207,7x^2 + 14,58x + B - 0,18}}{(0,18 - B)x} \\ &\quad + \frac{7,3}{(0,18 - B)^{3/2}} \tan^{-1}(\xi) \end{aligned} \quad (18)$$

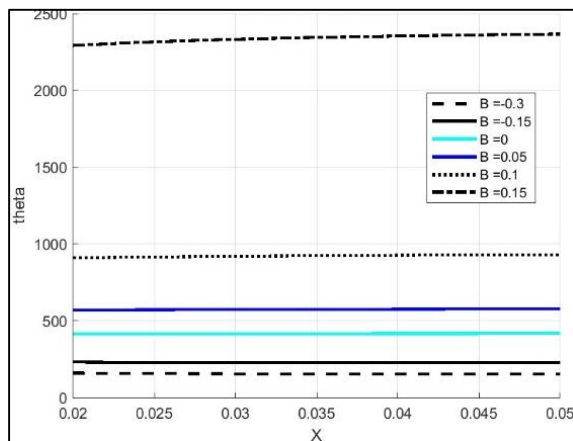
Con

$$\xi \equiv \frac{\sqrt{-6207,7x^2 + 14,58x + B - 0,18} - \sqrt{B - 0,18}}{\sqrt{B - 0,18}(851,65x - 1)} - 1 \quad (19)$$

Obsérvese que la ecuación de la trayectoria obtenida en (18) ya no corresponde a cónicas en coordenadas polares y por tanto las trayectorias no serán keplerianas.

#### 4. Resultados

El incremento del momento angular, parámetro adimensional  $A$  en (18), aumenta monótonamente el ángulo  $\theta$  para la misma distancia radial  $r$ . El comportamiento del ángulo  $\theta$  con relación al parámetro adimensional de energía  $B$  no es evidente de la relación (18), la figura 4 muestra que también se incrementa monótonamente con la energía (parámetro  $B$ ).



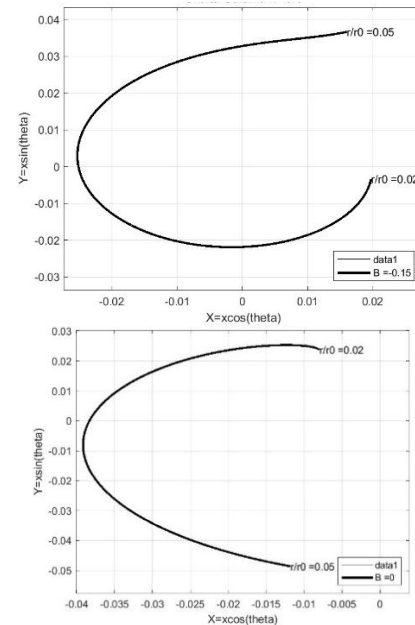
**Fig 4.** Variación angular en función del parámetro de energía  $B$ .

El incremento directamente proporcional de la posición angular, para la misma distancia radial, respecto a la energía y al momento angular confirma el carácter no Kepleriano de las órbitas dentro de un cúmulo de Galaxias. Este resultado es importante porque, a diferencias de las órbitas planetarias y estelares, no es posible comparar dos o mas posiciones orbitales en galaxia alguna dado que los tiempos de traslación exceden por mucho la edad de la Tierra. Hasta ahora en la literatura, se asume, sin evidencia alguna, que las órbitas galácticas son similares a las órbitas cónicas estelares y planetarias.

Las órbitas físicamente validas serán aquellas para las cuales la ecuación de la trayectoria (18) sea real. El radical en el primer término de (18) acota al valor minimal del parámetro de energía  $B \geq -9,52$ . Análogamente el radical del denominador segundo término de

(18) demanda la cota superior  $B < 0.18$ . Valores de energía relativa  $B$ , fuera de este rango no producirán órbitas estables ligadas en el cúmulo de galaxias.

Para valores mínimos de energía ( $B \leq 0$ ) se obtienen trayectorias abiertas en el rango de distancias comóviles consideradas (Fig. 5) que no se corresponden a secciones cónicas ni arcos de circunferencias.

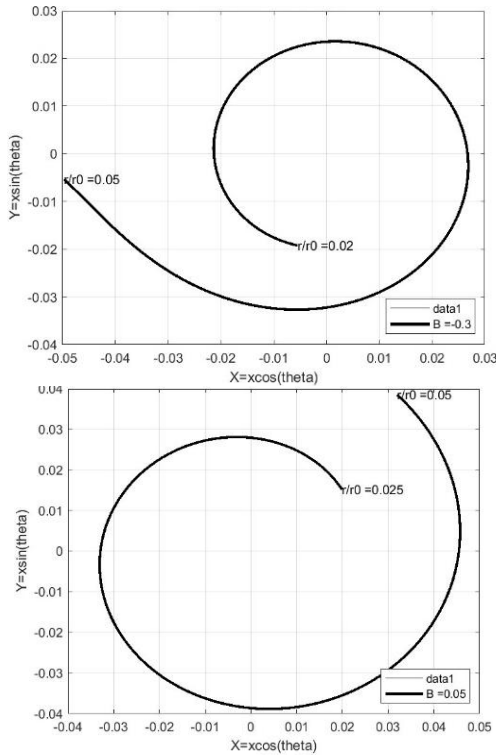


**Fig 5.** Trayectorias abiertas para galaxias con energía es pequeña. Arriba  $B = -0,15$ . Abajo  $B = 0$ .

Para graficar las trayectorias se usó la proyección de (18) en un plano bidimensional en el rango de distancia comóvil de 1-3 Mpc. Nótese que ese plano no corresponde necesariamente con el plano de observación de los cúmulos galácticos vistos desde la Tierra.

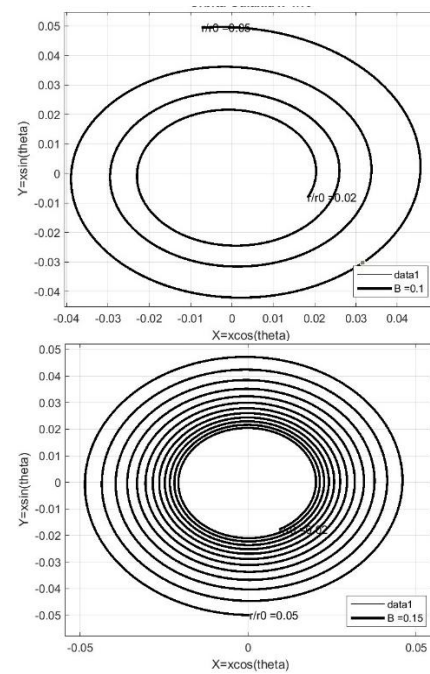
El incremento en modulo del parámetro de energía  $B$ , conlleva a trayectorias espirales que caen hacia el centro del Cúmulo (Fig 6). El spin o dirección de giro cambia con la signatura de la energía total.





**Fig. 6.** Trayectorias espirales. Arriba: dextrógiros ( $E < 0$ ) Abajo levógiros ( $E > 0$ )

El incremento de la energía (parámetro  $B$ ) produce trayectorias espirales con mayor número de vueltas para los mismos rangos de distancia comóvil (Fig. 7). Como cabe esperar, pues dado un cúmulo de masa  $M$  y una galaxia de masa  $m$ , el aumento de  $B$  en (17) implica un incremento de la energía total, siendo que el potencial permanece constante, luego equivale a un aumento en la energía cinética y por tanto del número de vueltas que efectúa respecto al centro atractor.

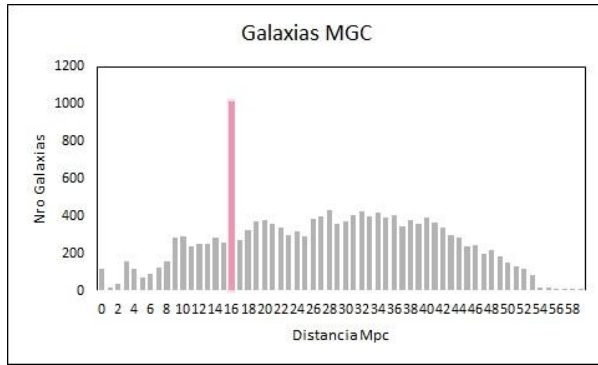


**Fig 7.** Trayectorias espirales levógiros, arriba  $B=0,1$ , abajo  $B=0,15$ .

El aumento de la Energía total ( $B$ ) se traduce en un incremento proporcional de la energía cinética. Las trayectorias espirales descendentes de las galaxias hacia el centro atractor del cúmulo permiten inferir la tendencia hacia las colisiones y fusión entre galaxias, toda vez que la dinámica del campo  $U_{YF}$  no permite órbitas keplerianas donde el centro de masas fungiría como foco de las órbitas. Es decir, al no existir órbitas cónicas, todas las galaxias del cúmulo terminarían colisionando con el centro de masas de la configuración gravitacional.

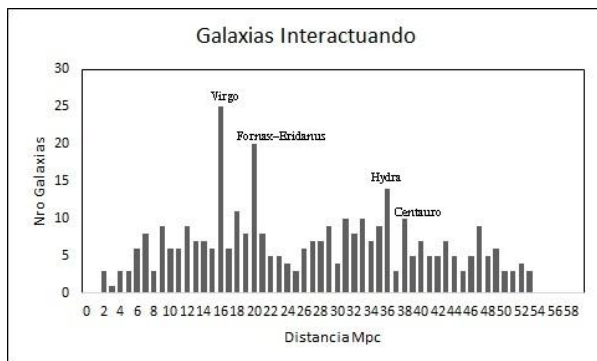
## 5. Discusión

El más reciente *surway* de Galaxias cercanas) a menos de 50 Mpc, (Ohlson D *et al* 2024 muestran una distribución isótropa aproximadamente gaussiana, respecto al grupo local, salvo por la presencia del supercúmulo de Virgo (situado a 16 Mpc) y obviamente el sesgo de detección de galaxias pequeñas enanas del grupo local y sus cercanías en  $r < 5$  Mpc (Fig.8).



**Fig 8** Histograma de galaxias en función de la distancia comóvil para  $r > 50$  Mpc. Fuente propia a partir del catálogo de Ohlson (Ohlson D *et al* 2024 ). El supercúmulo de Virgo a  $r \sim 16$  Mpc está destacado en color.

Por otra parte, las galaxias en fusión (*Merging*) presentan una distribución menos homogénea según el catálogo de galaxias interactuantes (Vorontsov-Velyaminov *et al* 1999). Se observa que la distribución presenta alrededor de 4-5 % de galaxias en fusión respecto al número total de galaxias a esas mismas distancias (Fig. 9).

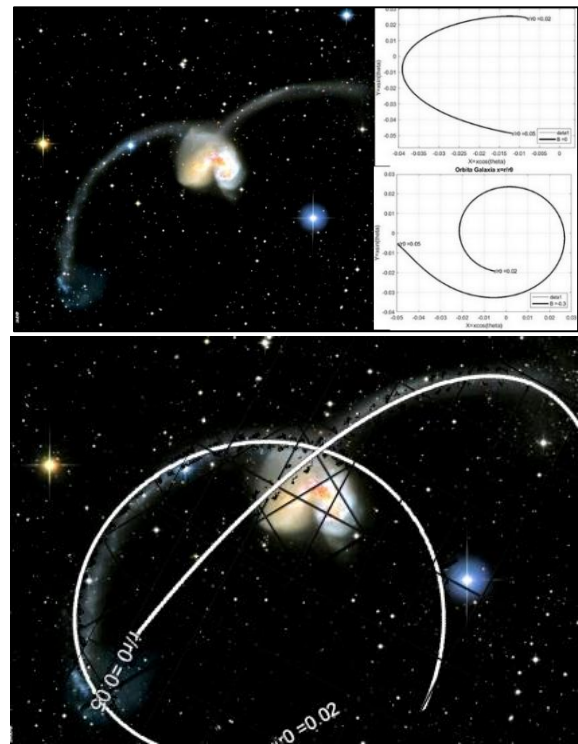


**Fig 9** Histograma de fusiones de galaxias. Fuente propia a partir del catálogo de Galaxias interactuantes (Vorontsov-Velyaminov *et al* 2024 ). Los picos notables de frecuencia corresponden a los supercúmulos de galaxias cercanos.

Los máximos relativos de frecuencias de galaxias en colisión (*Merging*) se corresponden con las estructuras de los supercúmulos de galaxias a esas distancias: Virgo (4%), Fornax-Eridanus (5%) e Hydra-Centauro (3,5%). El registro de galaxias cercanas (Ohlson D *et al* 2024) contiene 15424; mientras que el Catálogo de galaxias

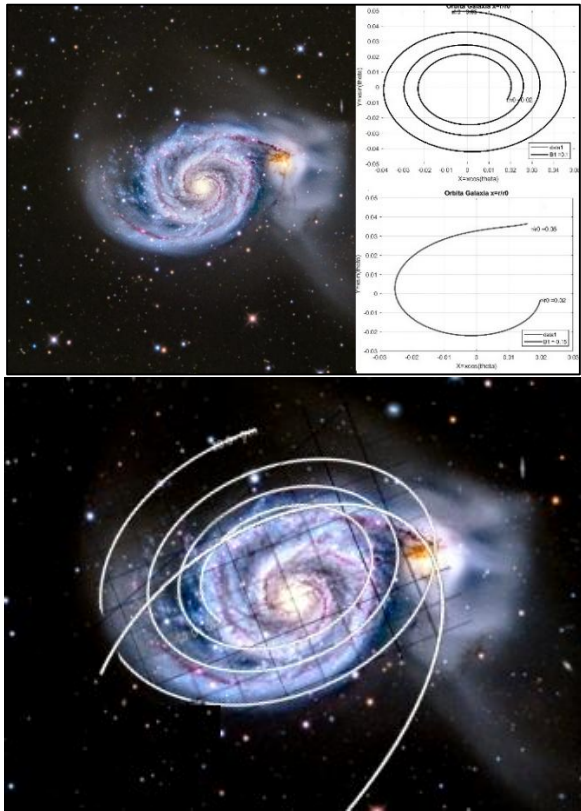
interactivas contiene solo 1162 (Vorontsov *et al* 1999); luego el 7,5 % se fusionan entre sí. Esta es una proporción grande si se considera que la distancia media entre galaxias en un cúmulo es del orden de 0,5 Mpc (Mo *et al* 2010). La dinámica galáctica prescrita en (11) sugiere que en los supercúmulos las colisiones o fusiones entre dos galaxias serán más frecuentes. Por cuanto el incremento de la inercia local debido a las masas dispersas de las otras galaxias en el supercúmulo incrementa el potencial  $U_{YF}$ .

Resultados preliminares muestran que las imágenes de colisiones y fusiones galácticas podrían simularse con una escogencia adecuada de las familias de trayectorias posibles dadas en (18). Sin pretender un modelo exhaustivo se ilustran las alegorías de dos ejemplos notables de colisiones galácticas. La figura 10 muestra la fusión de galaxias NGC4038 y NGC4039 en la constelación del Cuervo (Galaxias de “Las Antenas”).



**Fig 10** Galaxias de Las Antenas . Arriba: Trayectorias propuestas con  $B=0$  y  $B=-0,3$ . Abajo superposición de trayectorias.

El par de galaxias en colisión NGC 5194-5185 en la constelación Canes Venacetti (Galaxias del remolino) se modela en la Figura 11.



**Fig 11** Galaxias del Remolino. Arriba: Trayectorias propuestas  $B=0,15$  y  $B=-0,15$ . Abajo superposición de trayectorias.

## 6. Conclusiones.

El formalismo Lagrangiano de gravedad modificada por un campo  $U_{YF}$ , tipo Yukawa Inverso (Falcon 2021, 2024, 2025) permite modelar las trayectorias galácticas dentro de los cúmulos de galaxias, y sus colisiones, sin incluir materia oscura no barionica como en los modelos NFW. Las órbitas encontradas corresponden a trayectorias espirales en acuerdo con las observaciones, que dependen de la energía y momento angular inicial de las componentes. A diferencia de la gravitación newtoniana las trayectorias galácticas serian no Keplerianas donde la energía inicial regula el acercamiento o alejamiento en las

componentes galácticas para la fusión-colisión. Adicionalmente el formalismo explica la tasa relativamente alta de colisiones (5-7,5%) en los Catálogos de galaxias cercanas ( $r < 50$  Mpc) y están de acuerdo con la hipótesis de finitud del alcance de la fuerza de gravitación, prescrito por el campo  $U_{YF}$ .

## 7. Agradecimientos

Se agradece el financiamiento del MinCyT CDCHUC a través del proyecto CFP 20250000038: Modificación a gran escala de la Gravedad: alternativa a la Materia oscura y Energía Oscura del Universo.

## 8. Bibliografía

Falcon, N. (2013). Modification of the Newtonian Dynamics in  $\Lambda$ FRW-Cosmology an Alternative Approach to Dark Matter and Dark Energy. JMP 319. 10-18.

Falcon, N., Aguirre A. (2014). Theoretical Deduction of the Hubble Law Beginning with a MoND Theory in Context of the  $\Lambda$ FRW-Cosmology. IJAA. 4. 551-559.

Falcon, N. (2021). A large-scale heuristic modification of Newtonian gravity as an alternative approach to dark energy and dark matter. J Astrophys Astron 42. 102.

Falcon, N. (2023). Modified Gravitation and Mach's Principle: An Alternative to the Dark Matter and Dark Energy Cosmological Paradigm. OAJA 1 (1): 000103

Falcon, N. (2025). Zwicky's Missing Mass: Dark Matter versus Modified Gravity. OAJA. 3 (1):000156.

Mo, H., van den Bosch, F., White, S. (2010). *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press: USA.

Navarro, J; Frenk, C; White, S. (1997). A



Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *APJ* 490. (493): 000103

Ohlson D *et al* (2024) The 50 Mpc Galaxy Catalog (50 MGC): Consistent and Homogeneous Masses, Distances, Colors, and Morphologies *AJ* **167** 31

Vorontsov-Velyaminov, B.A. Noskova, R.I. Arkhipova V.P. (1999) *The Catalogue of Interacting Galaxies* Sternberg Astronomical Institute: Moscow University