



FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS CON GRAVEDAD MODIFICADA A GRAN ESCALA CON CAMPO TIPO YUKAWA INVERSO UYF

LEOPOLDO RAMIREZ^{1,2*} LUIS PEREZ² y NELSON FALCON. ²

¹Coordinacion de Óptica. Instituto Nacional de Astrofísica, óptica y Electrónica (INAOE), Tonantzintla, Puebla, México

²Universidad de Carabobo. Facultad Experimental de Ciencia y Tecnología. Dpto. de Física, Laboratorio de Física de la Atmosfera y Espacio Ultraterrestre. Carabobo. Venezuela.

{leopoldo.ramirez@inaoep.mx luferperezp@gmail.com nelsonfalconv@mail.com}

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

Resumen

Se estudia la formación de cúmulos y supercúmulos de galaxias en el formalismo de la teoría de Jeans con gravedad modificada (particularmente un campo de Yukawa inverso), añadiendo la dependencia del tamaño de las nubes estelares. Las estimaciones coinciden con las observaciones para tamaños promedios de nubes moleculares y galaxias espirales; además se predice la formación de regiones alternas de estabilidad y fragmentación para gas internube, de alta estabilidad para nubes grandes ($> 10 \text{ Mpc}$) de gas intergaláctico (con densidades $n_0 \leq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) y una alta tasa de fragmentación para nubes más pequeñas ($90 \text{ kpc} < r < 10 \text{ Mpc}$). Se incluye de manera natural la expansión de Hubble en la formación de estructura a gran escala del universo sin modificar la descripción ya conocida para escalas estelares y altas densidades, siendo la nueva descripción una generalización de la teoría de Jeans sin invocar materia oscura no bariónica.

Palabras clave: Gravitación modificada, formación de estructura, teoría de Jeans,

Formation of structures with large-scale modified gravity, with inverse-Yukawa-like field UYF

Abstract

The formation of galaxy clusters and superclusters is studied in the formalism of Jeans theory with modified gravity (particularly an inverse Yukawa field), adding the dependence on the size of stellar clouds. The estimates agree with observations for average sizes of molecular clouds and spiral galaxies; in addition, the formation of alternating regions of stability and fragmentation for intercloud gas is predicted, with high stability for large clouds ($> 10 \text{ Mpc}$) of intergalactic gas (with densities $n_0 \leq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) and a high fragmentation rate for smaller clouds ($90 \text{ kpc} < r < 10 \text{ Mpc}$). The Hubble expansion is naturally included in the formation of large-scale structure in the Universe without modifying the well-known description for stellar scales and high densities. The new description is a generalization of Jeans theory without invoking non-baryonic dark matter.

Key words: Modified gravitation, structure formation, Jeans theory.

1. Introducción

La teoría de Jeans describe cómo las nubes de gas y polvo en el espacio pueden colapsar bajo su propia gravedad para formar protoestrellas y protogalaxias. Se basa en el equilibrio entre la presión interna de una nube molecular (que tiende a expandirla) y la gravedad (que tiende a contraerla). La longitud de Jeans es el tamaño crítico de una nube primigenia (protoestelar o protogaláctica) cuando alcanza un equilibrio inestable entre la gravedad y la presión, y viene dada por (Jeans 1928):

$$\lambda_J \equiv \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{G\rho}} \quad (1)$$

donde c_s es la velocidad adiabática del sonido en el medio, G es la constante de gravitación universal y ρ representa la densidad de la materia (bariónica) de la nube primigenia.

La condición para la fragmentación se alcanza cuando el tamaño de la nube supera la longitud crítica, denominada longitud de Jeans (λ_J):

$$D > \lambda_J \quad (2)$$

Otra manera de describir la formación de estructura es mediante la masa de Jeans, vale decir la masa contenida en una esfera con tamaño igual a su longitud de Jeans:

$$M_J \equiv \frac{4\pi\rho}{3} \left(\frac{\pi c_s^2}{G\rho} \right)^{3/2} \quad (3)$$

La teoría de Jeans ha permitido modelar la formación de estrellas y sistemas planetarios a partir del colapso de nubes de polvo y gas. Sin embargo, no hay ninguna teoría que explique convincentemente la formación de galaxias en el universo observable, los modelos más empleados parten de simulaciones con materia oscura fría no-bariónica (CDM), y son por tanto conjeturales.

La formación de estructura a gran escala como los cúmulos y supercúmulos de galaxias, sigue siendo un problema abierto, pues los modelos computacionales emplean el formalismo de Navarro-Frenk-White (NFW) que suponen una distribución de materia oscura (Navarro et al 1996). Esta materia oscura no estaría compuesta por elementos de la tabla periódica ni del Modelo Estándar de Física de Partículas, en abierta contradicción con los experimentos terrestres y la observación astronómica (visible, infrarrojo, rayos X, ultravioleta y rayos gamma). La materia oscura se presume en virtud de sus efectos gravitacionales exclusivamente.

Otra línea de investigación supone cambiar el paradigma de la materia oscura por la modificación a gran escala de la gravitación. Recientemente, una de estas teorías (Falcon 2021, 2023) propone adicionar un término no-local al potencial Newtoniano, denominado campo de Yukawa inverso (UYF). El origen de este potencial es la inercia ocasionada por la distribución a gran escala de la materia ordinaria (Falcon 2021) prescrito por:

$$U_{YF} \equiv \langle U \rangle = U_0(r - r_0)e^{-\frac{\alpha}{r}} \quad (4)$$

Con las constantes de acoplamiento $r_0 = \sim 50$ Mpc, $\alpha \sim 2.5$ Mpc y $U_0 \equiv 4\pi l GM r_0^{-1}$ en unidades de J/kg; y $l \equiv 1$ m⁻¹.

El potencial descrito en la Ec.(4) resulta nulo a escalas de menores a 1 parsec, en concordancia en los experimentos tipo Eotvos que comprueban la ley de gravedad de Newton para estas escalas. Es débilmente atractivo a escalas de kiloparsecs explicando las curvas de rotación de galaxias; es fuertemente atractivo en rangos de megaparsecs explicando la fuerte atracción dentro de los cúmulos de galaxias sin suponer la existencia de materia oscura no bariónica. Y el potencial U_{YF} resulta repulsivo a escalas mayores de 50 Mpc explicando expansión acelerada del universo (energía oscura).

Nos proponemos estudiar el

formalismo de formación de estructuras de Jeans al incorporar un potencial tipo Yukawa inverso (U_{YF}) como complemento a gran escala de la gravitación Newtoniana. En la sección 2 se muestra la formación de estructuras con gravedad modificada $U_{total}=U_{Newton}+U_{YF}$. Luego los resultados del modelo de fragmentación en la sección 3, y se discute la variación con la temperatura (sección 4) y las conclusiones en la última sección.

2. Metodología: Modelo de Jeans

Para estudiar el colapso auto gravitante en nubes protoestelares y protogalácticas se asumen las siguientes hipótesis (Sercic 1982, Mo et al 2010):

- (i) Solo se consideran la fuerza de gravedad y las ondas de presión debido a los choques entre las partículas.
- (ii) Las nubes solo contienen gas y polvo, principalmente regiones HI (hidrógeno neutro) y HII (hidrógeno ionizado)
- (iii) El tamaño de las nubes estelares es mucho menor al horizonte de partículas existente en ese momento, por lo que el régimen Newtoniano es equivalente al relativista; se considera densidades sin correcciones relativistas significativas
- (iv) Las nubes primigenias están en equilibrio térmico, homogeneidad e isótropa. La nube se considera aislada térmicamente (proceso adiabático).
- (v) Se asume simetría esférica, y en consecuencia, las magnitudes físicas involucradas (densidad, campo gravitatorio y el vector de onda de presión) son solo funciones radiales.

Bajo tales consideraciones, el tiempo de tránsito (τ_t) de una onda de presión a través de una nube estelar de longitud λ está dado por:

$$\tau_t \cong \frac{\lambda}{c_s} \quad (5)$$

Donde la velocidad adiabática del sonido en la nube (c_s), se expresa en términos de su temperatura (T), la masa del Hidrógeno (m_H) y la constante de Boltzmann como:

$$c_s \approx \sqrt{\frac{k_B T}{m_H}} \quad (6)$$

Además, el tiempo de caída libre (τ_g) hacia el centro de la nube bajo la acción de la gravedad $U_{total}=U_{Newton}+U_{YF}$ sería:

$$\tau_g = \sqrt{\pi} \left[G\rho + \frac{3U_0}{4\pi r^3} (r - r_0) e^{-\frac{\alpha}{r}} \right]^{-1/2} \quad (7)$$

Si $\tau_g < \tau_t$, la fuerza de presión del gas es mayor que la fuerza de gravedad y la nube se expande. Recíprocamente si $\tau_g > \tau_t$ la nube colapsa. La inestabilidad crítica se alcanza cuando las dimensiones características de la nube son iguales a la longitud de Jeans, por tanto:

$$\frac{\lambda_J^{(YF)}}{\lambda_J^{(N)}} = \left[1 - \Phi_0(n_0) e^{-\frac{\alpha}{r}} \frac{(r^2 + \alpha(r - r_0))}{r^3} \right]^{-1/2} \quad (8)$$

Donde los estandartes ^(YF) y ^(N) denotan las longitudes de Jeans considerando el potencial gravitacional modificado y Newtoniano respectivamente. $\Phi_0(n_0)$ es una función que depende de la densidad del número de partículas de la nube (n_0) y la metalicidad (μ). Suponiendo metalicidad solar ($\mu \sim 10^{-2}$) en una nube principalmente de Hidrógeno, se obtiene:

$$\Phi_0(n_0) \equiv \frac{3U_0(M)}{4\pi G\rho} = \frac{3}{\mu n_0 m_H} \approx \frac{5.8}{n_0} \langle \frac{Mpc}{cm^3} \rangle \quad (9)$$

La Ec.(8) revela que en el formalismo de gravedad modificada con U_{YF} , dependiente de la distancia comovil, la longitud de Jeans variará dependiendo de la escala de longitud considerada (Fig. 1). Además se verifica en (8) que $\lim_{r \rightarrow 0} \lambda_J^{(YF)} = \lambda_J^{(N)}$, luego el formalismo no predice cambios en el colapso de nubes estelares para sistemas planetarios, como cabe esperar para rangos de longitud donde la

contribución del término U_{YF} es despreciable.

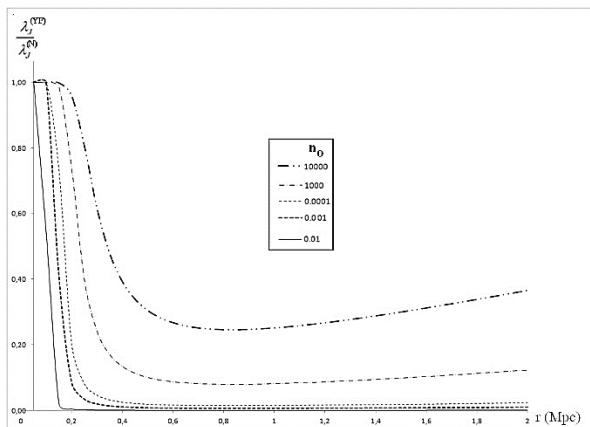


Fig. 1. Variación de la longitud de Jean a diferentes escalas y densidad del número de partículas.

Observamos en la Fig. 1 que la modificación de la gravitación newtoniana a gran escala no afecta la longitud de Jeans en rangos de distancia de comóvil menores de 100 kpc, incluso para densidades tan bajas como la del medio intergaláctico.

Al aumentar la densidad del número de partículas tiende a suavizar la diferencia entre las longitudes de Jeans con y sin la corrección a gran escala para la gravedad newtoniana. Para densidades bajas, como las del medio intergaláctico, la diferencia entre los dos modelos para la longitud de Jean es significativa. Siendo del orden del 40% menor que $\lambda_J^{(N)}$ en los rangos de distancia de (0,5 a 2) Mpc, lo que coincide con la aglutinación de gas caliente observada en rayos X en cúmulos de galaxias.

Para nubes densas ($n_0 \sim 10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$), la longitud de Jeans es prácticamente constante en todo rango, y se re obtiene una de las características estándar: la independencia con el tamaño de la nube. Si la nube es muy pequeña ($r \sim 0$) o muy grande ($r \gg r_0$), su comportamiento respecto a la fragmentación es constante a densidades altas.

En cambio, para densidades bajas ($n_0 \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$), el modelo predice que la longitud de Jeans supera los 14Mpc; en concordancia

con la ausencia de estructura de nubes poco densas y muy extensas; resultado no predicho por el formalismo estándar de Jeans, que no limita el tamaño de la nube a esas escalas de longitud y baja densidad.

3. Condiciones de fragmentación

La ecuación (2) representa el tamaño crítico en el cual la nube pasa de ser estable, con poca amplitud de las ondas de presión y densidad, hasta que estas últimas empiezan a crecer debido al aumento de la presión gravitacional. Se generan zonas con menor densidad de materia en los valles de las ondas de densidad, condición que se retroalimenta a medida que las ondas aumentan de amplitud; así, si inicialmente una nube grande en comparación a su densidad era homogénea ahora estaría segmentada en regiones aisladas, formándose fragmentos en la nube estelar original.

La inclusión del U_{YF} no cambia este mecanismo, pero afecta la tasa de fragmentación para diferentes tamaños de nubes estelares. La nueva condición de fragmentación para la longitud de Jeans reescalada (8) con gravedad tipo U_{YF} es:

$$\frac{\lambda_J^{(YF)}}{\lambda_J^{(N)}} \leq (7.32) \sqrt{\frac{n_0}{T}} r \quad (10)$$

Donde la Temperatura T se expresa en Kelvin, la distancia r en Mpc y la densidad del número de partículas en cm^{-3} .

Por lo que la condición de fragmentación (10) representa una recta que varía con la densidad y temperatura promedio de la nube de gas y polvo estelar. Por

consiguiente, se estudia $\frac{\lambda_J^{(YF)}(r, n_0)}{\lambda_J^{(N)}(r, n_0)}$ para diferentes tipos de nubes de gas y polvo estelar como lo son: las nubes moleculares (NM); el gas frío atómico (FA); el gas internube (IN) y el gas intergaláctico (IG) (Tabla 1).

Región	Densidad (cm^{-3})	Temperatura (K)
NM	$10^2 - 10^6$	$10^0 - 10^1$
FA	20 - 50	$10^1 - 10^2$
IN	0,2 - 0,5	$10^3 - 10^4$
IG	10^{-3}	10^5

Tabla 1: Densidades y temperaturas en diferentes regiones interestelares. (Murray 2011, Estalella y Anglado 1996, Ferriere 2001)

En la Figura 1 se aprecia que existe un máximo en $r \sim 18$ Mpc, por lo que las nubes de estas dimensiones tendrían a ser más estables bajo el modelo usando UYF que en la teoría de Jeans convencional.

Para $r \sim 0,83$ Mpc existe un mínimo donde el modelo tiene menor magnitud con respecto a la longitud de Jeans usual, lo que implica que a esas escalas se facilita la fragmentación de las nubes estelares.

La ecuación (10) provee una condición para las simulaciones de formación de estructura a gran escala como la formación de proto-galaxias o de cúmulos de proto-galaxias usando gravedad modificada en lugar de suponer materia oscura no bariónica con perfiles NFR de dudosa certidumbre.

Si se toma en cuenta la condición de fragmentación (11) y la longitud de Jeans (8), la intercepción gráfica de ambas relaciones define un radio crítico r_f en el cual las nubes pasan de un régimen estable a un régimen de fragmentación, que depende de la densidad de la nube. Este radio de fragmentación aumenta conforme la densidad de la nube disminuye (Tabla 2).

Los radios máximos de las nubes moleculares más densas no pasan de 310 pc a 5 K antes de fragmentarse, y las nubes moleculares gigantes (GMC) tienen radios de hasta ~ 200 pc (Murray 2011) si bien podrían llegar a existir nubes moleculares más grandes y menos densas.

Region	n_o (cm^{-3})	Temp. (K)	r_f
NM	10^6	5	310 pc
NM	10^2	5	31 kpc
FA	50	50	140 kpc
FA	20	50	210 kpc
IN	0,5	5×10^3	1,7-3,2 Mpc
IN	0,2	5×10^3	1,7-3,2 Mpc
IG	10^{-3}	10^5	38,7 Mpc

Tabla 2: Radios de fragmentación para diferentes n_o .

Las galaxias más densas (compuestas principalmente de gas FA) pueden llegar a tener radios máximos 140 kpc; el tamaño medio de las galaxias espirales es ~ 40 kpc.¹³ En el gas internube se podrían formar “zonas anulares” de fragmentación o zonas donde se alterna la estabilidad y la fragmentación de las nubes (Fig. 2). El comportamiento de estos anillos también varía con la temperatura

Al tener muy baja densidad, las nubes de gas intergaláctico están débilmente cohesionadas gravitacionalmente; aun siendo muy calientes no se fragmentan o colapsan para formar grupos de estructuras más pequeñas, manteniéndose extremadamente estables.

La alta estabilidad predicha de estas nubes explica por qué son la mayor parte del universo observable al “cubrir” el espacio entre las galaxias y cúmulos de galaxias, incluso formando zonas aún menos densas, más estables y con enormes tamaños vacíos, llamados voids.

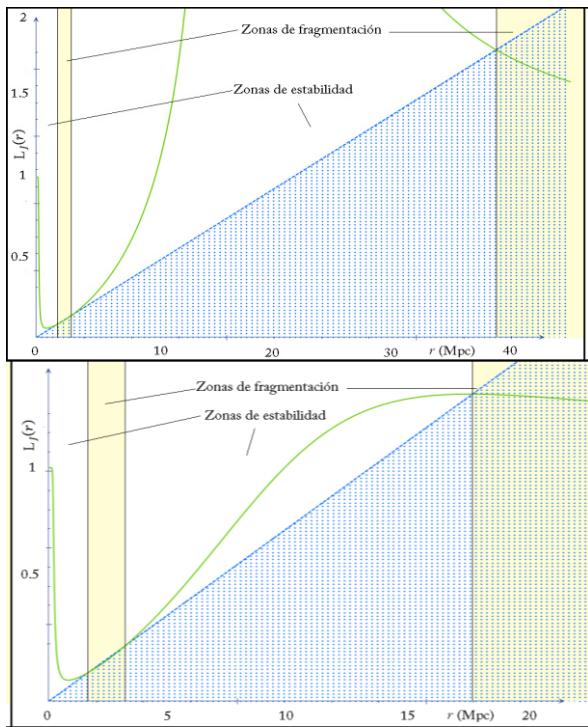


Fig. 2: Zonas de fragmentación (amarillo) y estabilidad (blancas) presentes en el gas IN. Arriba: para $n_o = 0,2 \text{ cm}^{-3}$. Abajo: para $n_o = 0,5 \text{ cm}^{-3}$. La zona punteada representa la región donde se satisface la inecuación (10).

4. Discusión: Dependencia con la Temperatura

En (8) no hay dependencia directa de la longitud de Jeans reescalada y la temperatura; sin embargo, hay dependencia indirecta con la ecuación (10) por lo que la temperatura cambia la pendiente de la condición de fragmentación. Al igual que en la longitud de Jeans newtoniana, el aumento en la temperatura de las nubes estelares tiende a hacer la nube más estable, y así, las nubes frías tienden a fragmentarse con más facilidad que las nubes calientes. Esto se observa en las Figura 3-8 donde se han usado las temperaturas mínimas y máximas promedio observadas en las distintas regiones de gases interestelares.

Como se aprecia en la Figura 3, las nubes moleculares más frías (10^0 K) pueden llegar a radios máximos de 1,37 kpc, y las mas

calientes (10^1 K) a ser más grandes hasta de 4,32 kpc antes de fragmentarse; como en la sección anterior, las nubes moleculares más grandes observadas llegan hasta $r \sim 200 \text{ pc}$ que esta dentro de los límites predichos.

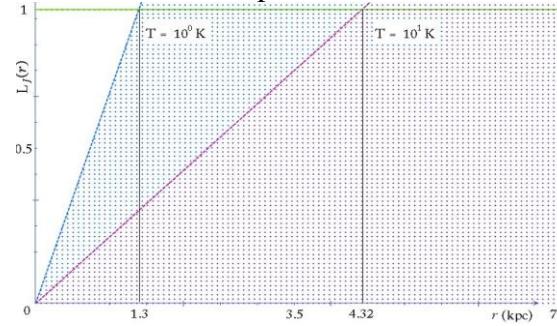


Figura 3: Longitud de Jeans ponderada (8) en función del radio para nubes moleculares. Las líneas verticales delimitan las temperaturas observadas. La zona punteada representa la inecuación (10), y las zonas sin sombra son estables.

La nube de gas frio atómico (Figura 4) a temperaturas de 10^1 K se empiezan a fragmentar cuando llegan a radios mayores de 137 kpc; las más calientes (10^2 K) pueden llegar a alcanzar radios máximos de 317 kpc, lo cual está acorde con las galaxias observadas (Ferriere 2001, Murray 2011).

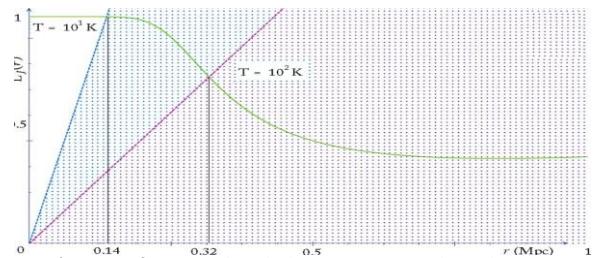


Figura 4: Longitud de Jeans ponderada (8) en función del radio para gas frio atómico . Las líneas verticales delimitan las temperaturas observadas. La zona punteada representa la inecuación (10), y las zonas sin sombra son estables.

En el gas internube (Figura 5), las nubes más frías empiezan a fragmentarse al alcanzar los 1,2 Mpc de tamaño, y alcanzan tamaños de fragmentación de 4,7 Mpc en el momento en que dejan de fragmentarse cuando superan $T \sim 5,3 \times 10^3 \text{ K}$. Se puede notar que está en el mismo

orden de magnitud que la separación promedio entre cúmulos de galaxias: $r_a \approx 1,5h^{-1} \text{ Mpc}$ (Peebles y Rastra, 2003).

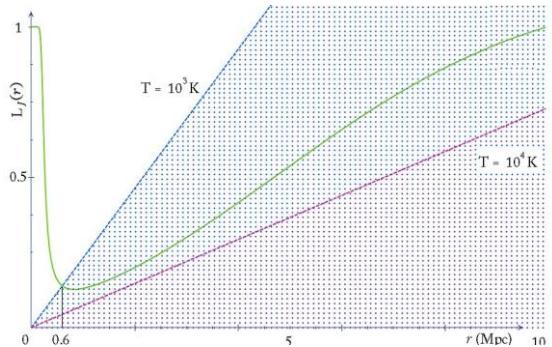


Figura 5: Longitud de Jeans ponderada (8) en función del radio para gas internube. Las líneas verticales delimitan las temperaturas observadas. La zona punteada representa la inecuación (10), y las zonas sin sombra son estables.

En estas nubes estelares, existen cuatro zonas o regiones donde se alterna la estabilidad y la fragmentación (Figura 6). La primera zona es de estabilidad, desde el centro hasta 1err_f donde las nubes pequeñas no se fragmentan. La segunda zona es de fragmentación; nubes de gas IN con radios de entre primer punto crítico r_c y segundo r_c , se fragmentan, su grosor disminuye a medida que aumenta la temperatura, y así, cuando la nube excede $T \geq 5,3 \times 10^3 \text{ K}$, esta zona de fragmentación desaparece. La tercera zona también es de estabilidad, con grosor del tercer r_c y el segundo r_c , que aumenta con la temperatura y disminuye con la densidad; esta zona aparece cuando $10^4 \text{ K} > T \geq 2,7 \times 10^3 \text{ K}$ a cualquier densidad. A temperaturas $10^3 \text{ K} < T < 2,7 \times 10^3 \text{ K}$ y aparece a $n_0 \leq 1,27 \times 10^{-4} * T \text{ K}^{-1} + 0,15 \text{ cm}^{-3}$. Por último, la cuarta zona es de fragmentación y define el tamaño máximo que puede llegar a tener las nubes de gas IN a una temperatura y densidad determinada. Esta zona se une con la primera zona de fragmentación cuando la tercera desaparece, por lo que las nubes de gas IN se fragmentan entre 2 y 40 Mpc dependiendo de la densidad y temperatura de la nube, estando en el mismo orden de magnitud que la escala en el que la materia va de agruparse débilmente a

aglutinaciones fuertes (Peebles y Rastra, 2003).

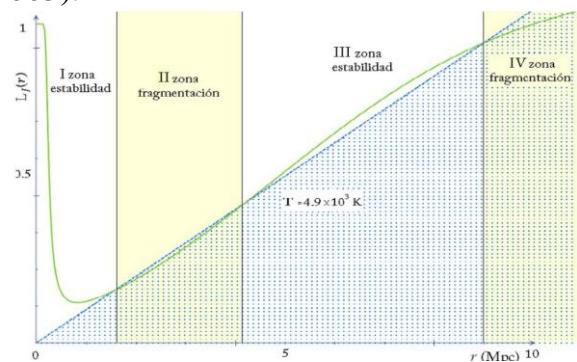


Figura 6: Longitud de Jeans ponderada (8) en función del radio para gas internube. Las líneas verticales delimitan las temperaturas observadas. La zona punteada representa la inecuación (10), y las zonas sin sombra son estables.

El gas intergaláctico (Figura 7) sigue manteniéndose muy estable aun variando la temperatura. Nubes con estas densidades ($n_0 \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) solo podrían fragmentarse si tuvieran temperaturas $T \leq 5,2 \times 10^3 \text{ K}$, pero en general, estas nubes son muy calientes con temperatura de hasta $10^7 - 10^8 \text{ K}$ (Spinrad 2005, Gupta et al. 2010).

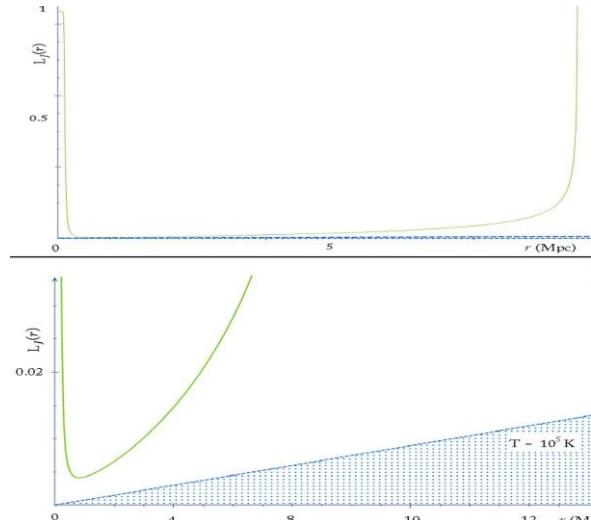


Figura 7: Longitud de Jeans ponderada (8) en función del radio para gas intergaláctico. La zona punteada representa la inecuación (10), y las zonas sin sombra son las regiones estables.

5. Conclusiones y perspectivas.

En general, el modelo con IYF tiene el mismo comportamiento para la formación de estructuras primordiales del universo temprano que el formalismo de Jeans convencional en relación a la densidad y la temperatura. Pero a diferencia del formalismo usual, el campo U_{YF} provee una dependencia con el tamaño de la propia nube, presentando una relación entre el radio de fragmentación proporcional a $n^{1/2}$ con la densidad de partículas de la nube estelar y $T^{-1/2}$ con la temperatura, como se aprecia en (10).

El radio máximo predicho para las nubes moleculares coincide con los radios máximos de las nubes moleculares gigantes. Para el gas frío atómico, el radio máximo en el cual se empiezan a fragmentar las nubes concuerda con el tamaño promedio de las galaxias; sin necesidad de incorporar materia oscura no bariónica como en los modelos NFW. Sin embargo, en el caso del gas internube, pueden llegar a existir regiones alternas de estabilidad y fragmentación donde los radios predichos coinciden con el radio de Abell para cúmulos. También se predice la alta estabilidad del gas intergaláctico; a $n \leq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ las nubes con $r < 10 \text{ Mpc}$ se fragmentan formando nubes más pequeñas de hasta 90 kpc, en concordancia con el alcance finito de la gravedad ($r \sim 10 \text{ Mpc}$) del modelo U_{YF} (Falcon 2021) y las más grandes y menos densas, como los espacios intercúmulos, se mantienen estables a muy baja densidad como ocurre en los voids.

Una teoría de gravitación modificada con el campo U_{YF} generaliza la teoría

estándar de Jeans de la formación de estructura, introduciendo la expansión del universo de manera natural sin alterar la formación a escalas estelares y planetarias. A la vez describe la formación de estructura a gran escala del universo sin recurrir a la hipótesis de materia exótica (materia oscura no bariónica), y que podría describir y/o predecir la formación de galaxias (y otras estructuras a gran escala) con simulaciones computacionales, que queda como perspectiva futura.

6. Agradecimientos

Se agradece el financiamiento del Ministerio del Poder Popular para la Ciencia y Tecnología a través del proyecto CFP 2025000038: Modificación a gran escala de la Gravedad: alternativa a la Materia oscura y Energía Oscura del Universo.

7 Referencias

- Estalella, R., Anglado, G. 1996. *Introducción a la física del medio interestelar*. Ed. Uni. Barcelona: España.
- 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
- Ferriere, K. 2001. The interstellar environment of our Galaxy. *Rev. Mod. Phys.*, **73**:1031–1066.
- Gupta, A., et al. 2010. Detection and characterization of the warm-hot intergalactic medium. *B. Am. Astron. Soc.*, **41**:908.

Jeans, J.H. 1928. *Astronomy and cosmogony*. Cambridge University Press, Cambridge, Reino Unido,

Mo, H., van den Bosch, F., White, S. 2010 *Galaxy formation and evolution*. Cambridge University Press: Cambridge.

Murray, N. 2011. Star formation efficiencies and lifetimes of giant molecular clouds in the Milky Way. *Ap. J.*, **729**:133.

Navarro, J F.; Frenk, C. S.; White, S. D. 1996. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *ApJ*. **462**: 563–575

Peebles, P., Rastra, B. 2003. The cosmological constant and dark energy. *Rev. Mod. Phys.*, **75**: 559– 606.

Sersic, J.L. 1982. *Extragalactic Astronomy*. D. Reidel Pub. C.: Dordrecht,

Spinrad, H. 2005. *Galaxy formation and evolution*. Springer/Praxis Pub: Chi-chester, Reino Unido,