

OBSERVATORIO de CORDOBA
TIRADA APARTE N° 156

UNIVERSIDAD NACIONAL DE TUCUMAN

APARTADO DE LA

REVISTA

SERIE A

MATEMATICA Y FISICA TEORICA

VOL. XVIII

1968

Nos. 1 y 2

**EVOLUCION DE GALAXIAS Y FORMACION
DE ESTRELLAS**

J. L. SÉRSIC

**FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y TECNOLOGIA
TUCUMAN
REPUBLICA ARGENTINA**

EVOLUCION DE GALAXIAS Y FORMACION DE ESTRELLAS

Por

J. L. SÉRSIC

OBSERVATORIO ASTRONÓMICO, CÓRDOBA; CNICT, BUENOS AIRES

(Recibido el 20 de abril de 1968)

Hemos desarrollado en otro lugar (Sérsic, 1965) las ecuaciones fundamentales para la evolución irreversible de una masa gaseosa autogravitante con formación de estrellas. Nos proponemos discutir en el presente trabajo algunos resultados que se desprenden de un modelo particular basado en las ecuaciones fundamentales antes derivadas.

La fuente de entropía local se escribe (para notaciones, ver Sérsic, 1965):

$$\begin{aligned} \sigma T_1 = & - J_M X c_1 - \Pi_1^{(0)} \operatorname{div} v_1 - J_1^{(1)} \operatorname{grad} T_1 \\ & - \Pi_1^{(1)} (\operatorname{rot} v_1 - 2\omega_1) - \Pi_2^{(1)} (\operatorname{grad} v_1)_0^s \end{aligned}$$

de la cual se desprenden las ecuaciones fenomenológicas

$$J_M = - L_{11} X c_1 - L_{12} \operatorname{div} v_1, \quad \Pi^{(1)} = - L_{21} X c_1 - L_{22} \operatorname{div} v_1$$

$$J_1^{(1)} = - K \operatorname{grad} T_1$$

$$\Pi_1^{(1)} = - R (\operatorname{rot} v_1 - 2\omega_1), \quad \Pi_2^{(1)} = - 2v (\operatorname{grad} v_1)_0^s$$

donde pondremos

$$L_{11} = \lambda; \quad L_{22} = \eta; \quad L_{21} = -L_{12} = \rho_0$$

siendo λ el coeficiente de la "reacción" de la formación de estrellas, η la compresibilidad de volumen y ρ_0 una densidad característica. Con esto tenemos

$$J_M = - \lambda X c_1 + \rho_0 \operatorname{div} v_1, \quad \Pi_0^{(1)} = - \rho_0 X c_1 - \eta \operatorname{div} v_1 \quad (1)$$

para las primeras dos relaciones fenomenológicas, de las cuales nos ocuparemos en lo sucesivo.

La ecuación de la continuidad para la densidad del gas,

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho_1 v_1) = J_M$$

junto a la primera de (1) nos da

$$\frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} + \text{div} (\Delta \rho v_1) = -\lambda X c_1$$

donde hemos puesto $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_0$. Esta expresión donde $\lambda X c_1$ es siempre positiva nos dice de la tendencia del gas a reducir su densidad cuando ésta es superior a la densidad característica ρ_0 . La reducción de densidad está controlada por el término sumidero $-\lambda X c_1$, que mide la tasa de formación de estrellas. El modelo predice, pues, una densidad crítica, por encima de la cual el gas tiende a condensar y formar estrellas.

Teniendo en cuenta $\rho_1 = c_1 \rho$, y la definición del operador

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + v_2 \text{ grad}$$

que mide derivadas temporales siguiendo el movimiento de las estrellas (para la discusión de su introducción, ver el artículo ya citado), se obtiene la siguiente ecuación, en vez de la de la continuidad:

$$\rho \frac{dc_1}{dt} - (c_1^2 \text{ grad } \rho - \rho \text{ grad } c_1)(v_1 - v_2) - \rho_0 \text{ div } v_1 + \lambda X c_1 = 0 \quad (2)$$

La segunda ecuación fenomenológica (1) se escribe, observando que $\Pi_0^{(1)} = \frac{1}{3} \rho_1 (v_1 - v_2)^2$ en primera aproximación,

$$\text{div } v_1 = -\frac{\rho_1}{3\eta} (v_1 - v_2)^2 - \frac{\rho_0}{\eta} \lambda X c_1 \quad (3)$$

Debemos ahora hacer una hipótesis en concordancia con la línea de pensamiento que hemos mantenido en el trabajo anterior. La ecuación (2) debe ser covariante con aquella definida en un sistema en reposo, es decir, la forma para la tasa de crecimiento de la concentración, tal como es observada desde un sistema móvil con la fase condensada (estrellas) debe ser la misma que para el caso de laboratorio. Escribiremos entonces:

$$\rho \frac{dc_1}{dt} + \left(\lambda + \frac{\rho_0^2}{\eta} \right) X c_1 = 0 \quad (4)$$

y de (2) y (3) se desprende

$$v_1 - v_2 = \frac{3\eta}{\rho_0} \left(c_1 \frac{\text{grad } \rho}{\rho} - \frac{\text{grad } c_1}{c_1} \right) \quad (5)$$

una relación que expresa la velocidad de “convección interna” en función de la densidad total, la concentración y sus gradientes. Hasta aquí no hemos hecho otra cosa que seguir las conclusiones de la teoría anterior.

Modelo particular: Si ponemos ahora

$$v_1 - v_2 = \frac{3\eta}{\rho_0} \kappa \frac{\text{grad } \rho}{\rho} \quad (6)$$

es posible expresar c_1 como función de ρ , siempre que κ sea constante. Se tienen las siguientes fórmulas:

Velocidad baricéntrica:

$$v = v_0 + \frac{3\eta}{\rho_0} \kappa c_1 \frac{\text{grad } \rho}{\rho}$$

Concentración en función de la densidad total:

$$c_1(\rho) = \frac{\kappa}{1 + (\kappa - 1) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\kappa}, \quad \rho_0 \leq \rho$$

Densidad total en función de la concentración

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\kappa = \frac{\kappa - c_1}{(\kappa - 1)c_1}$$

La tabla I da algunos valores de c_1 para distintos parámetros κ , análogamente la tabla II da los valores de ρ_1 . Puede observarse que c_1 tiene un máximo para $c_M = \kappa - 1$ siempre que $\kappa \leq 2$. Si éste es el caso, $\rho c_M > \rho_0$ y la formación de estrellas procede en un volumen.

Las ecuaciones de evolución que se desprenden del modelo (definido por (6)) son: Evolución de la densidad total:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\rho v_2) + \frac{3\eta}{\rho_0} \kappa \text{div} (c_1 \text{grad } \rho) = 0$$

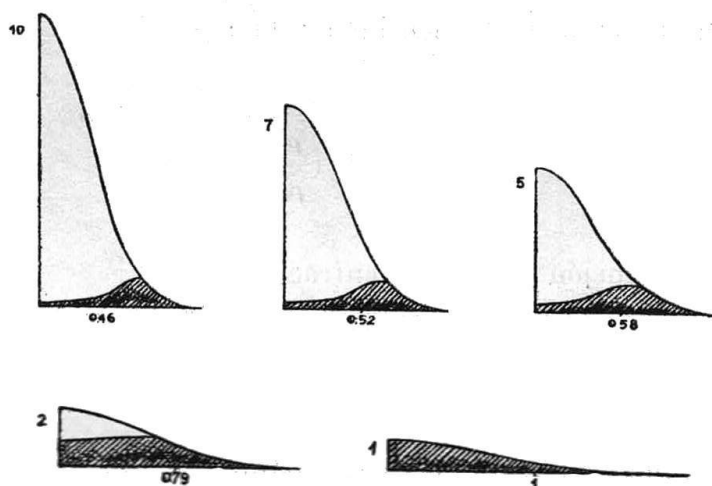
una ecuación de difusión con velocidad de drift v_2 y coeficiente de difusión variable.

Campo de velocidades baricéntrico. Observando que $v = v_2 + c_1(v_1 - v_2)$ se obtiene

$$\text{div } v = -\frac{3\eta}{\rho_0} \kappa c_1 \left(\frac{\text{grad } \rho}{\rho}\right)^2 - \frac{(\lambda + \frac{\rho_0^2}{\eta}) X}{\rho(\kappa - c_1)} \leq 0 \quad (8)$$

una expresión que muestra que el campo de velocidades baricéntrico tiene divergencia siempre negativa, se trata entonces de un campo de colapso, al que contribuyen la contracción gravitatoria (representada por el término en grad ρ) y el proceso de condensación (representado por el término que contiene a λX).

La figura (1) ilustra un caso muy esquemático de colapso de una distribución gaussiana de densidad. Las densidades centrales siendo 1, 2, 5, 7 y 10 en unidades de la densidad característica ρ_0 . Como la masa ha de conservarse durante el proceso de colapso, el radio efectivo (dispersión) de la distribución se reduce correspondientemente desde 1 hasta 0.46, como se indica en las figuras. Haciendo uso de los resultados de la tabla II y tomando $\kappa = 2$ hemos trazado las distribuciones de densidad del gas respectivas. En nuestro caso límite $\kappa = 2$ la formación de estrellas procede en la superficie $\rho = \rho_0$, que en caso de simetría esférica es una esfera.



(Figura 1)

Si recordamos ahora el significado de κ ,

$$\kappa = c_1 - \left(\frac{\rho}{c_1}\right) \frac{dc_1}{d\rho} = 1 + c_1 - \frac{1}{c_1} \frac{d\rho_1}{d\rho} \quad (9)$$

notaremos que, de tratarse de una distribución de masa discoidal, en la que se definen las direcciones R (en el plano del disco) y Z (normal al disco), tendremos

$$\left(\frac{a\rho_1}{d\rho}\right)_Z \ll \left(\frac{d\rho_1}{d\rho}\right)_R \quad \text{y por consiguiente} \quad \kappa(Z) \gg \kappa(R)$$

Esto significa que, para distribuciones suficientemente aplanadas tendremos $\kappa_R \ll 2$ y habrá formación de estrellas en un volumen anular correspondiente al anillo de gas que en estas condiciones queda definido. Este modelo predice,

pues, la existencia de un anillo de gas, donde la formación de estrellas procede, siempre que la distribución de masa del sistema sea discoidal. Tales condiciones se cumplen en las galaxias espirales, y recientes observaciones de M. S. Roberts (1966), W. D. Brundage, J. D. Kraus (1966) y J. Davies (1966) confirman la existencia del anillo de hidrógeno para M31 y posiblemente M33. Resta ahora demostrar que dicho anillo es sede de activa formación estelar. Para ello recurriremos a una investigación por el autor (Sérsic, 1964) donde se demuestra que las regiones HII son indicadores de formación de estrellas. Las investigaciones de Roberts y Davies, independientemente, muestran que las regiones HII se asocian al anillo de hidrógeno interestelar por ellos descubierto. La correlación del número de regiones HII con la densidad de HI es sorprendente y permite corroborar los resultados ya anunciados por el autor en el trabajo citado de que la velocidad de formación de estrellas es proporcional a una potencia superior a 2 en esas regiones.

TABLA I — VALORES DE $C_1(\rho/\rho_0)$

$\kappa =$	1.25	1.50	1.75	2.00	2.50	3.00
ρ/ρ_0						
1	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
2	.78	.62	.50	.40	.26	.18
3	.63	.42	.29	.20	.10	.06
4	.52	.30	.18	.12	.05	.02
5	.44	.23	.13	.08	.03	.01
6	.37	.18	.10	.05	.02	.01
7	.32	.15	.07	.04	.01	.00
8	.29	.12	.06	.03	.01	.00
9	.26	.10	.05	.02	.01	.00
10	.23	.09	.04	.02	.01	.00

TABLA II — VALORES DE ρ_1/ρ_0

$\kappa =$	1.25	1.50	1.75	2.00	2.50	3.00
ρ/ρ_0						
1	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
2	1.57	1.24	.99	.80	.53	.35
3	1.89	1.25	.86	.60	.31	.16
4	2.07	1.20	.74	.47	.20	.09
5	2.24	1.13	.64	.38	.15	.06
6	2.28	1.08	.58	.32	.11	.04
7	2.30	1.02	.52	.28	.09	.03
8	2.30	.98	.47	.25	.07	.02
9	2.30	.93	.44	.22	.06	.02
10	2.29	.89	.41	.20	.05	.01

REFERENCIAS

- J. DAVIES: IAU Symposium N° 29, Byurakan, 1966.
 W. D. BRUNDAGE, J. D. KRAUS: Science, 1966.
 M. S. ROBERTS: Astrophysical Journal, 144, 639, 1966.
 J. L. SÉRSIC: Boletín Academia Nac. Ciencias, 1965. Córdoba.
 J. L. SÉRSIC: Z. Für Astrophysik, 58, 259, 1964.