

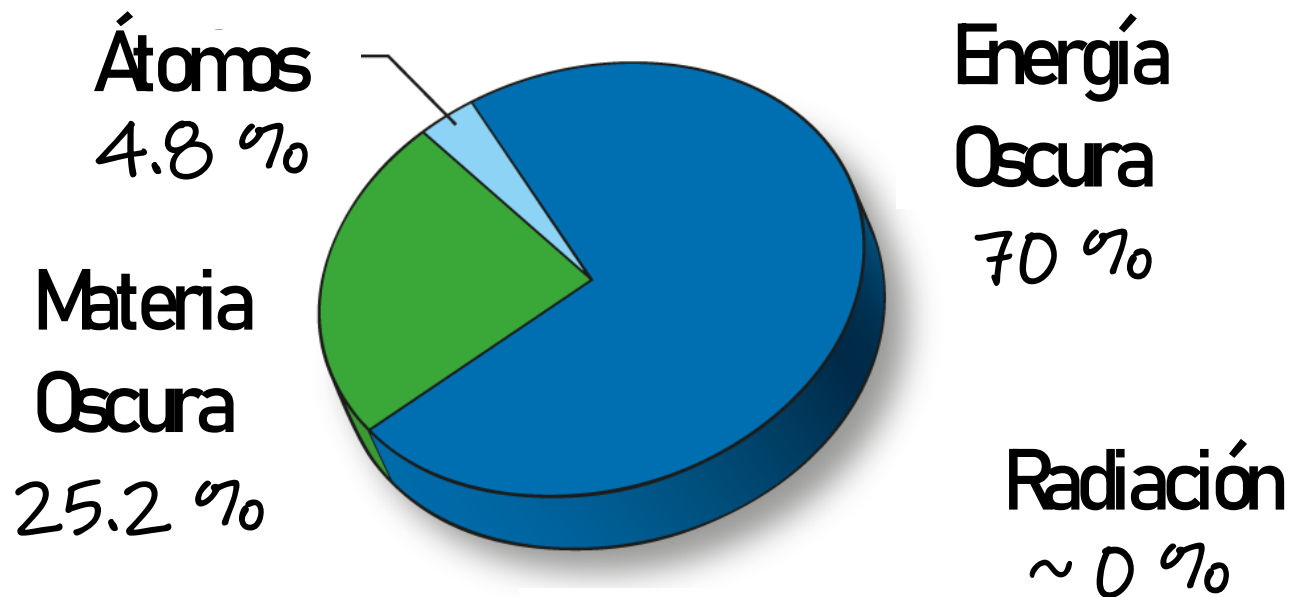
ESTRUCTURA GALÁCTICA Y DINÁMICA ESTELAR

Referencia: Capítulo 7 de Binney & Tremaine (*Galactic Dynamics*)

Termodinámica de Sistemas Gravitacionales

Termodinámica de Sistemas Gravitacionales

Como hemos discutido desde el inicio del curso, los sistemas estelares (cúmulos de estrellas, grupos y cúmulos de galaxias) pueden ser considerados como **ensambles acolicionales** de partículas moviéndose en el **campo gravitacional** promedio generado por la masa total del sistema. Con masa total, nos referimos a la suma de la **materia oscura**, la materia bariónica en forma de **gas** y la materia bariónica en las **estrellas**. Eso es importante especialmente en el contexto de los grupos y cúmulos de galaxias, donde la materia en galaxias (**masa estelar**) corresponde a tan solo un **15% de la materia bariónica** o un **2.4% de la materia total**.



Peculiaridades de los sistemas auto-gravitantes

Las principales **peculiaridades** de los sistemas gravitacionales respecto a su termodinámica son:

- La energía **no es extensiva** (la suma de la energía de las partes no es igual a la energía total).
- Inequivalencia entre ensambles estadísticos **canónicos y microcanónicos**: mientras la distribución de probabilidades microcanónicas no puede ser definida, los sistemas auto-gravitantes aislados no poseen un estado de máxima entropía.

ENSAMBLES ESTADÍSTICOS

- **Ensamble (colectividad) microcanónico:** Sistema **aislado** en equilibrio (**no troca ni energía ni masa con el entorno**). Su energía permanece constante al no existir intercambios con el medio exterior.
- **Ensamble canónico:** Posibles estados del sistema que intercambia **energía térmica pero no materia** con el alrededor. En estas condiciones, la energía no está completamente determinada, sino que es una variable aleatoria que puede tomar un conjunto de valores. Corresponde a un sistema macroscópico con número de partículas, volumen y temperatura definidos (ese último cuando en equilibrio).
- **Ensamble macrocanónico (grancanónico):** Sistema que puede intercambiar tanto **energía** como **masa** con el entorno. Al estudiar el equilibrio del sistema se fijan **macroscópicamente** el potencial químico, el volumen y la temperatura para el sistema.

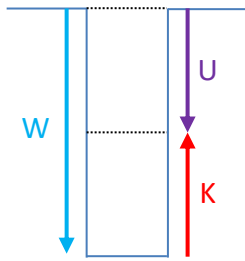
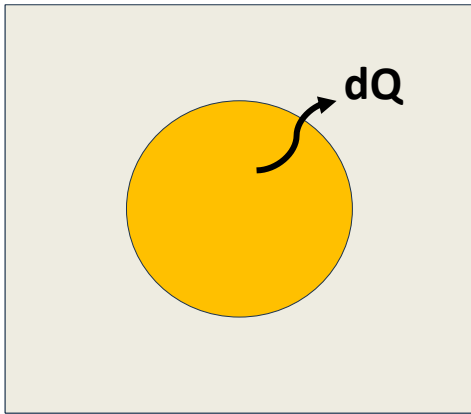
En cada conjunto estadístico, la configuración de **equilibrio** del sistema está dictada por la maximización de la **entropía** de la unión del sistema y su reservorio, de acuerdo con la segunda ley de la termodinámica.

Peculiaridades de los sistemas auto-gravitantes

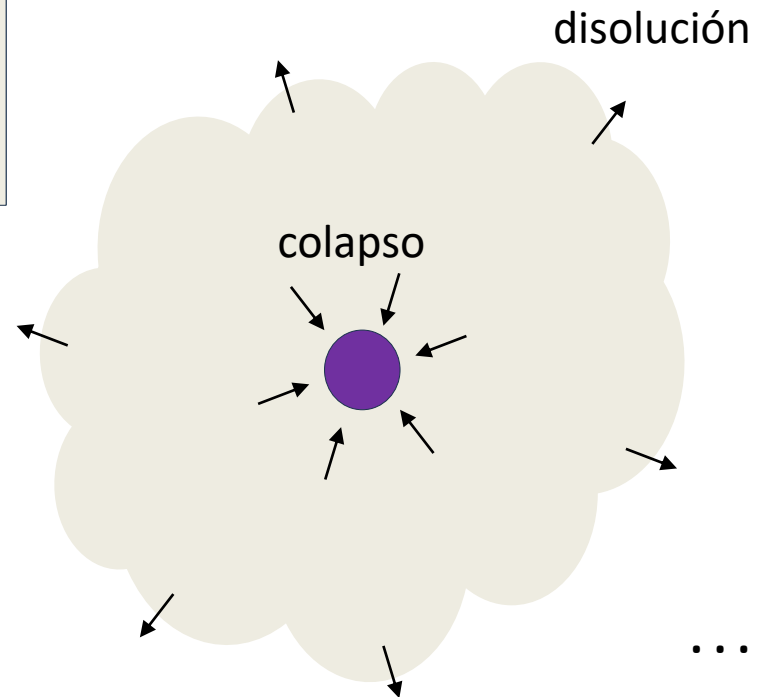
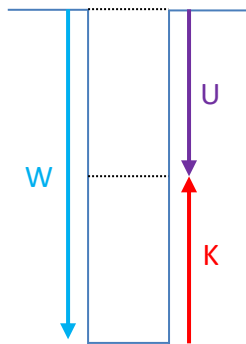
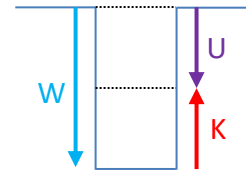
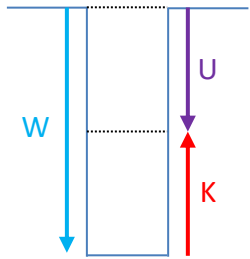
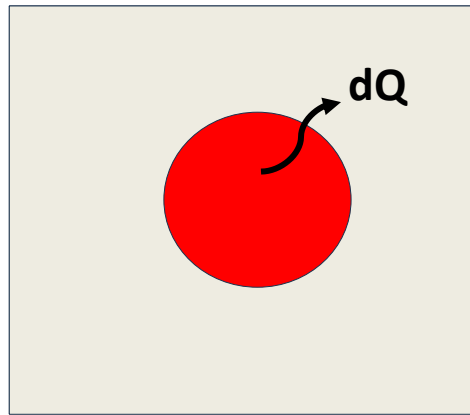
Las principales **peculiaridades** de los sistemas gravitacionales respecto a su termodinámica son:

- La energía **no es extensiva** (la suma de la energía de las partes no es igual a la energía total).
- Inequivalencia entre ensambles estadísticos **canónicos y microcanónicos**: mientras la distribución de probabilidades microcanónicas no puede ser definida, los sistemas auto-gravitantes aislados no poseen un estado de máxima entropía.
- Calor específico negativo:
$$C \equiv \frac{dU}{dT} = -\frac{3}{2}Nk_B < 0$$

El comportamiento de un sistema con capacidad calorífica negativa es bien distinto de un sistema de laboratorio. En el experimento mental de poner ese tipo de sistemas en contacto con un **baño térmico**, notamos que, cuanto mas calor quitamos del sistema ($T_0 - dQ/C = T_1$), **mas caliente** ($T_1 > T_0$) ese se hace (y *vice-versa*, cuanto más calor el baño térmico da al sistema, mas frío se hace el sistema). Luego, un sistema con calor específico negativo en contacto con un baño térmico es siempre termodinámicamente **inestable**.



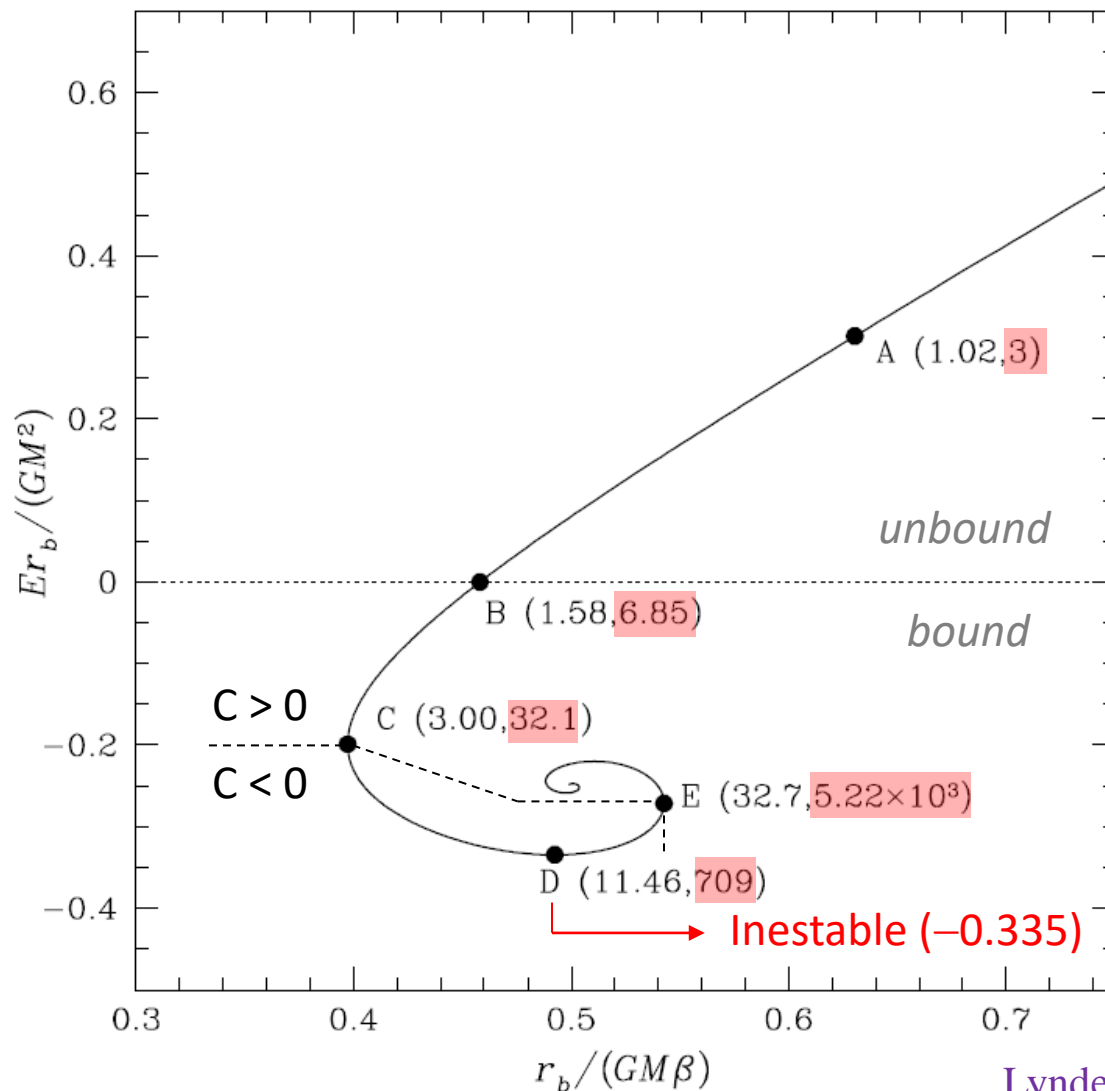
$$C = dU/dT < 0$$



M70
HST



Catástrofe gravotérmica



Lynden-Bell & Wood (1968)

Figure 7.1 The dimensionless temperature $r_b/(GMm\beta) = k_B T r_b/(GMm)$ and dimensionless energy Er_b/GM^2 for a mass M of isothermal gas in a spherical container of radius r_b . The points A–E are labeled by the dimensionless box radius $\tilde{r}_b = r_b/r_0$ and by the density contrast $\mathcal{R} = \rho_0/\rho(r_b)$ (see Problem 7.6). The curve spirals inward to the point $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{4})$ corresponding to the singular isothermal sphere.

Una explicación heurística para esa inestabilidad es la siguiente:

- el **halo** tiene una capacidad calorífica positiva, C_h , una vez que sufre menos influencia de la auto-gravedad;
- el **core**, por otro lado, está confinado primariamente por su auto-gravedad, y tiene C_c negativa;
- supongamos que momentáneamente el **core** se queda más caliente que el **halo**, el calor fluye del **core** hacia el **halo**, y las temperaturas de ambos **aumentan**;
- si $C_h < |C_c|$, la temperatura del **halo** sube más que la temperatura del **core** y el flujo de calor es interrumpido;
- si $C_h > |C_c|$, por su mayor inercia térmica el **halo** no puede aumentar su temperatura tan rápido como el **core** y la diferencia de temperatura entre ambos aumenta.

En resumen, estados de **estabilidad** tienden a ocurrir cuando el contraste de densidad entre el centro y la “orilla” del sistema es $\rho_0 / \rho(R_{vir}) < 708.61$, y el equilibrio corresponde, en ese punto, a un **máximo local de entropía**.

Antonov (1962), Vestnik Leningrad Univ. 7, 135; 9, 96
Lynden-Bell & Wood (1968), MNRAS 138, 495