« Propriétés et évolution des galaxies »

David Elbaz (delbaz@cea.fr)

Service d'Astrophysique - CEA Saclay
Tel: 01 69 08 54 39

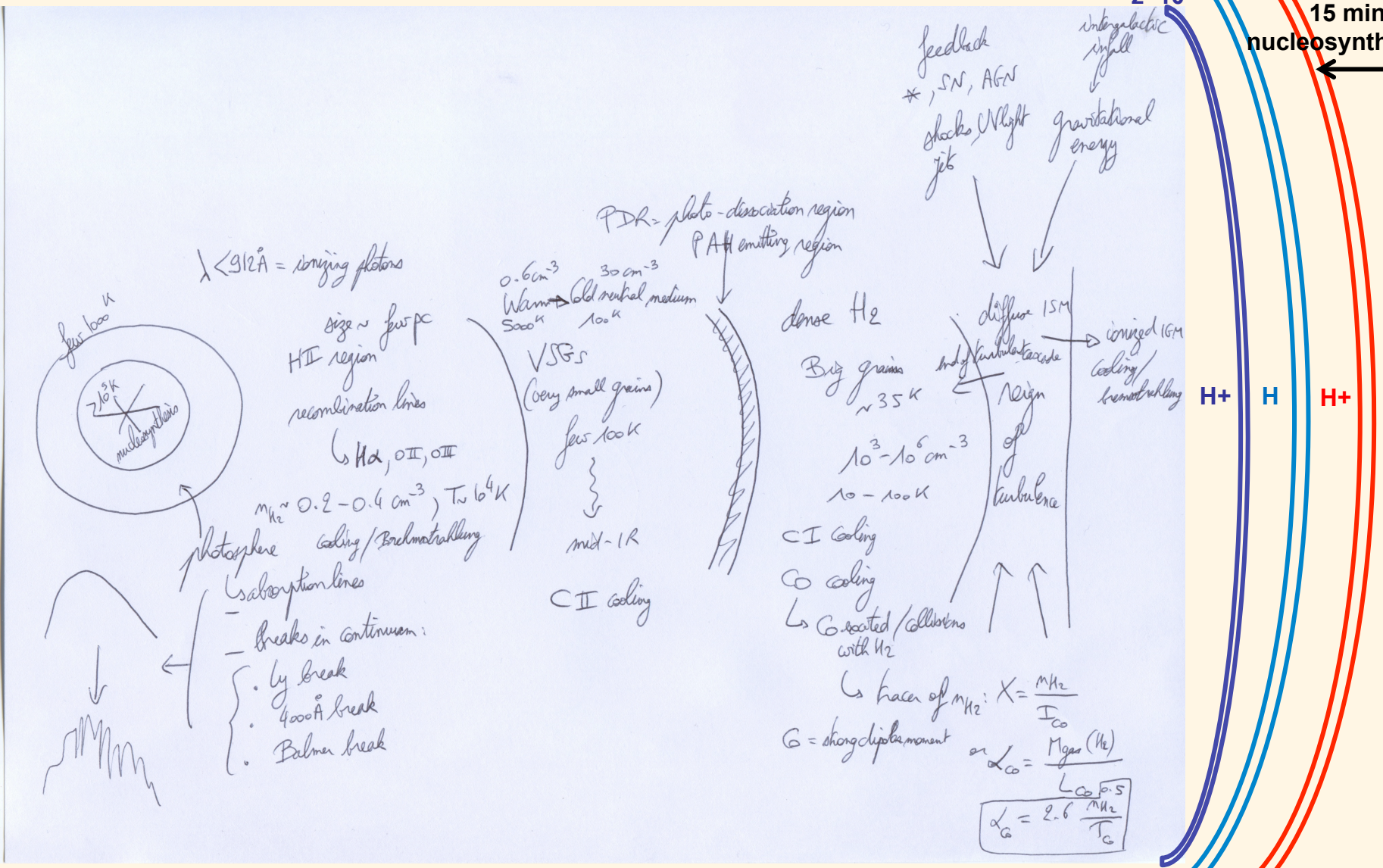
Formation d'étoiles: temps caractéristiques et autorégulation

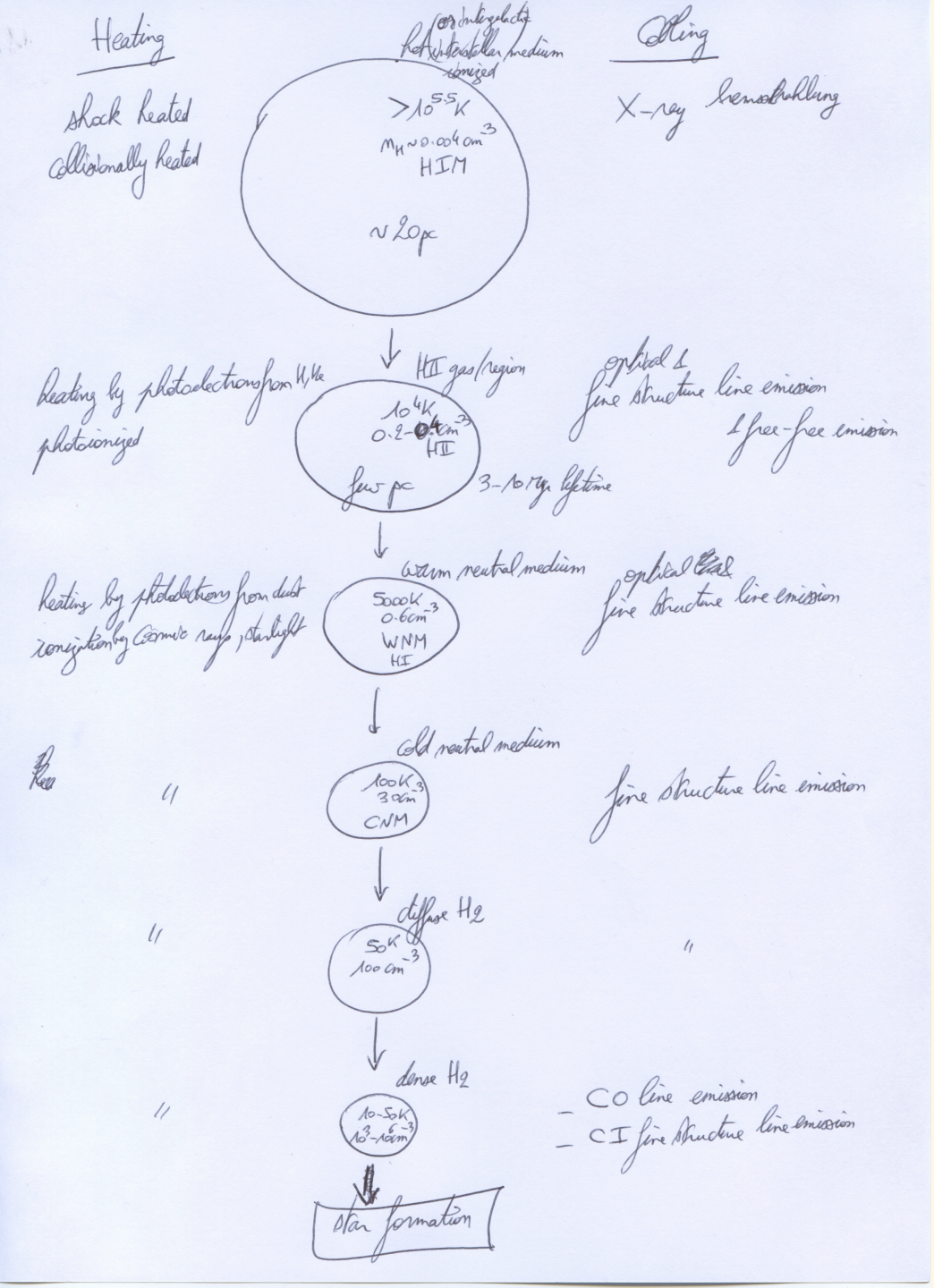
Master Recherche M2 Astronomie & Astrophysique

Enseignement thématique des parcours M2 - Galaxies

http://david.elbaz3.free.fr/master_m2

The cycle of light emission from the Big Bang to stellar light





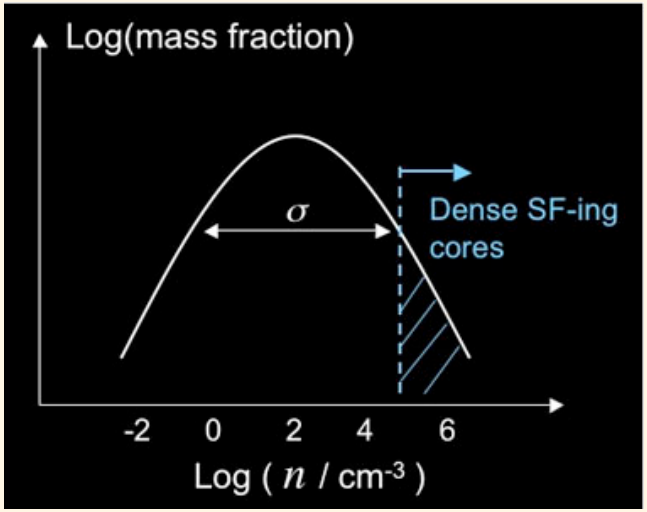
DM: puits de potentiel gravitationnel (

baryons: dissipation mais compétition chauffage/ refroidissement + chocs

Sources de refroidissement:
haute T: free-free, brehmsstrahlung
moyenne T: raies de structure fine CII, OI
basse T: raies moléculaires (vibr. , rot.)

+ turbulence qui empêche la formation d'étoiles aux grandes échelles et la permet aux petites échelles. Energie injectée par l'apport de matière extérieure et le feedback.

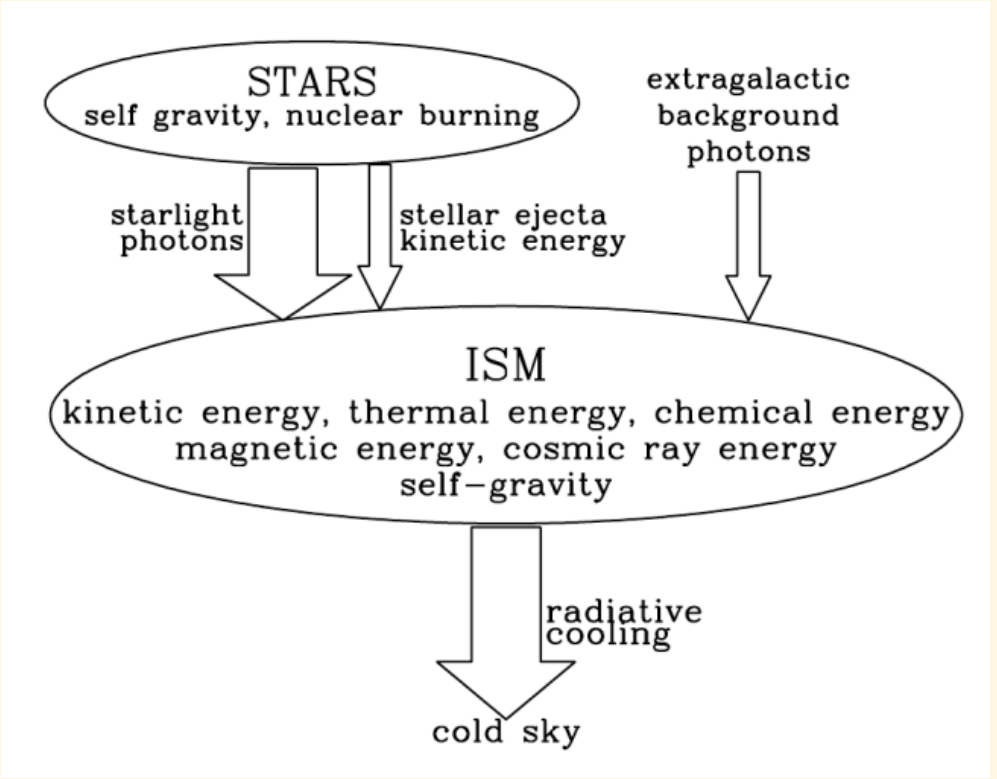
La distribution des densités de l'ISM vérifie une loi lognormale comme observé en régime turbulent en laboratoire. La formation d'étoiles a lieu dans la queue de la distribution à haute densité.



Phase	T(K)	$n_{\rm H}$(cm^{-3})	Comments
Coronal gas (HIM) $f_V \approx 0.5$? $\langle n_{\rm H}\rangle f_V \approx 0.002\,{\rm cm}^{-3}$ ($f_V \equiv$ volume filling factor)	$\gtrsim 10^{5.5}$	~ 0.004	Shock-heated Collisionally ionized Either expanding or in pressure equilibrium Cooling by: ◇ Adiabatic expansion ◇ X ray emission Observed by: • UV and x ray emission • Radio synchrotron emission
H II gas $f_V \approx 0.1$ $\langle n_{\rm H}\rangle f_V \approx 0.02\,{\rm cm}^{-3}$	10^4	0.2-0.4	Heating by photoelectrons from H, He Photoionized Either expanding or in pressure equilibrium Cooling by: ◇ Optical line emission ◇ Free–free emission ◇ Fine-structure line emission Observed by: • Optical line emission • Thermal radio continuum
Warm H I (WNM) $f_V \approx 0.4$ $n_{\rm H} f_V \approx 0.2\,{\rm cm}^{-3}$	~5000	0.6	Heating by photoelectrons from dust Ionization by starlight, cosmic rays Pressure equilibrium Cooling by: ◇ Optical line emission ◇ Fine structure line emission Observed by: • H I 21 cm emission, absorption • Optical, UV absorption lines
Cool H I (CNM) $f_V \approx 0.01$ $n_{\rm H} f_V \approx 0.3\,{\rm cm}^{-3}$	~ 100	30	Heating by photoelectrons from dust Ionization by starlight, cosmic rays Cooling by: ◇ Fine structure line emission Observed by: • H I 21-cm emission, absorption • Optical, UV absorption lines
Diffuse H_2 $f_V \approx 0.001$ $n_{\rm H} f_V \approx 0.1\,{\rm cm}^{-3}$	~ 50 K	~ 100	Heating by photoelectrons from dust Ionization by starlight, cosmic rays Cooling by: ◇ Fine structure line emission Observed by: • H I 21-cm emission, absorption • CO 2.6-mm emission • optical, UV absorption lines
Dense H_2 $f_V \approx 10^{-4}$ $\langle n_{\rm H}\rangle f_V \approx 0.2\,{\rm cm}^{-3}$	$10-50$	10^3-10^6	Heating by photoelectrons from dust Ionization and heating by cosmic rays Self-gravitating: $p > p$(ambient ISM) Cooling by: ◇ CO line emission ◇ C I fine structure line emission Observed by: • CO 2.6-mm emission • dust FIR emission
Cool stellar outflows	$50-10^3$	$1-10^6$	Observed by: • Optical, UV absorption lines • Dust IR emission • H I, CO, OH radio emission

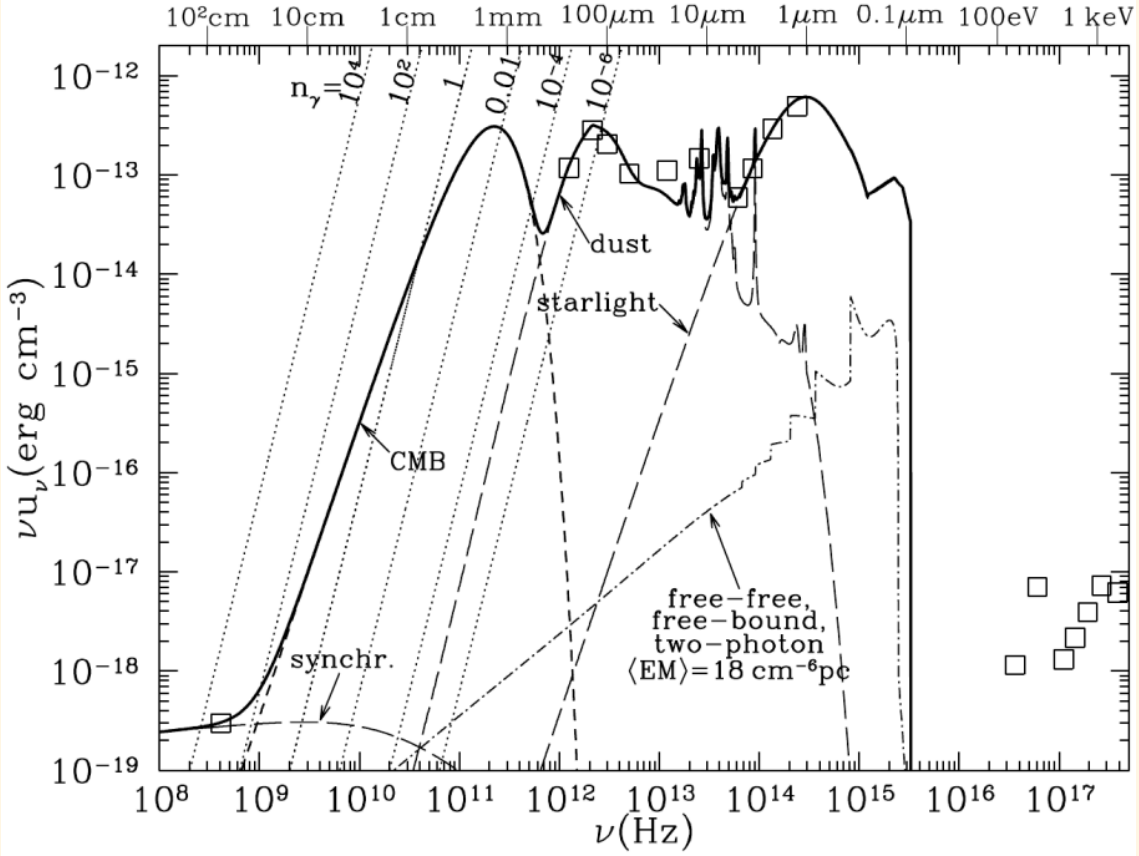
Table 1.5 Energy Densities in the Local ISM

Component		u(eV cm^{-3})
Cosmic microwave background	($T_{\rm CMB} = 2.725$ K)	0.265
Far-infrared radiation from dust		0.31
Starlight ($h\nu < 13.6$ eV)		0.54
Thermal kinetic energy $(3/2)nkT$		0.49
Turbulent kinetic energy $(1/2)\rho v^2$		0.22
Magnetic energy $B^2/8\pi$		0.89
Cosmic rays		1.39



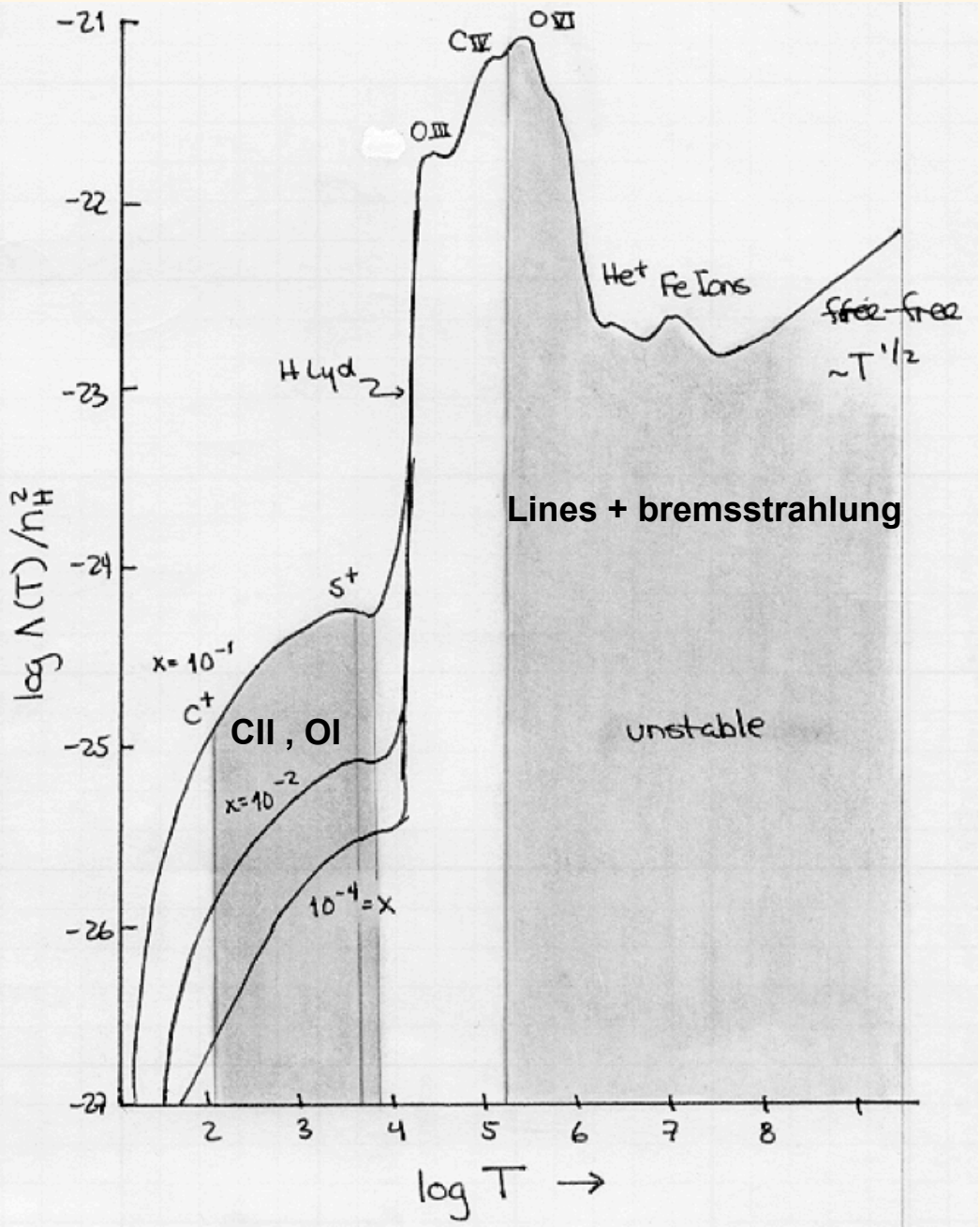
From « Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium » by Bruce T. Draine

Interstellar radiation field

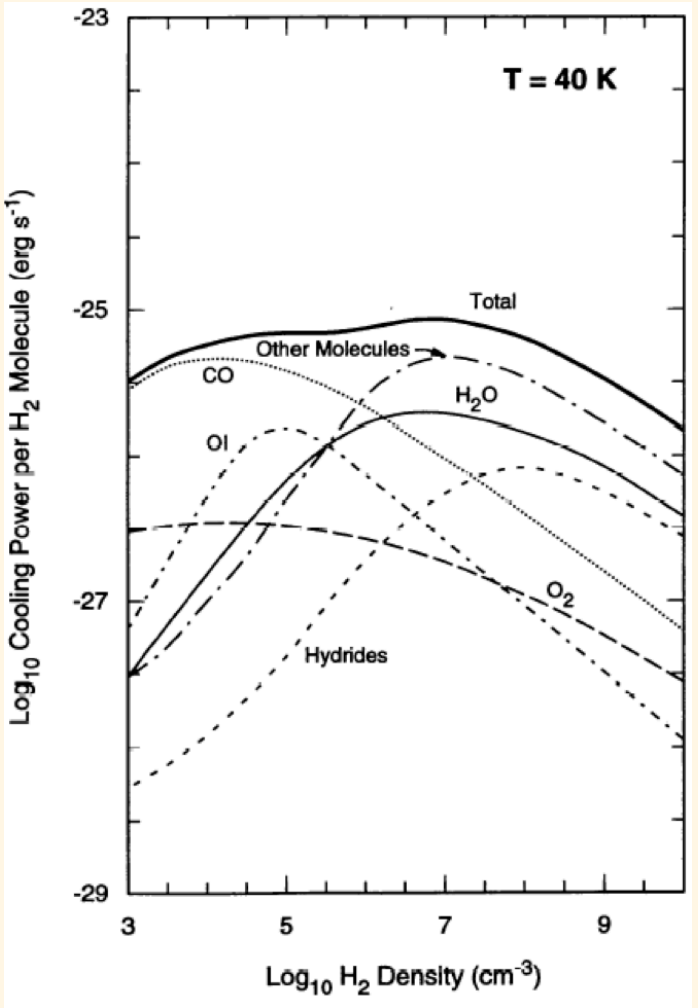


Component		$u_{\rm rad}$ (erg cm^{-3})
Radio synchrotron [Eq. (12.2)]		2.7×10^{-18}
CMB, $T = 2.725$ K		4.17×10^{-13}
Dust emission		5.0×10^{-13}
Free–free,free–bound,two-photon		4.5×10^{-15}
Starlight: $T_1 = 3000$ K, $W_1 = 7 \times 10^{-13}$	4.29×10^{-13}	
$T_2 = 4000$ K, $W_2 = 1.65 \times 10^{-13}$	3.20×10^{-13}	
$T_3 = 7500$ K, $W_3 = 1 \times 10^{-14}$	2.39×10^{-13}	
$\lambda < 2460$ Å UV (Eq. 12.7)	7.11×10^{-14}	
Starlight total		1.06×10^{-12}
Hα		8×10^{-16}
Other $\lambda \geq 3648$ Å H lines = 1.1 × Hα:		9×10^{-16}
$0.1 - 2$ keV x rays		1×10^{-17}
ISRF total		1.98×10^{-12}

Cooling rate of the ISM



$T<10^4$K : cooling by fine structure lines (CII mainly)
Molecular gas cooling dominates at low T :
CO at low densities $<10^5$ cm^{-3}
Then H_2O at higher densities.



Molecular and atomic line cooling for ≠ temperatures

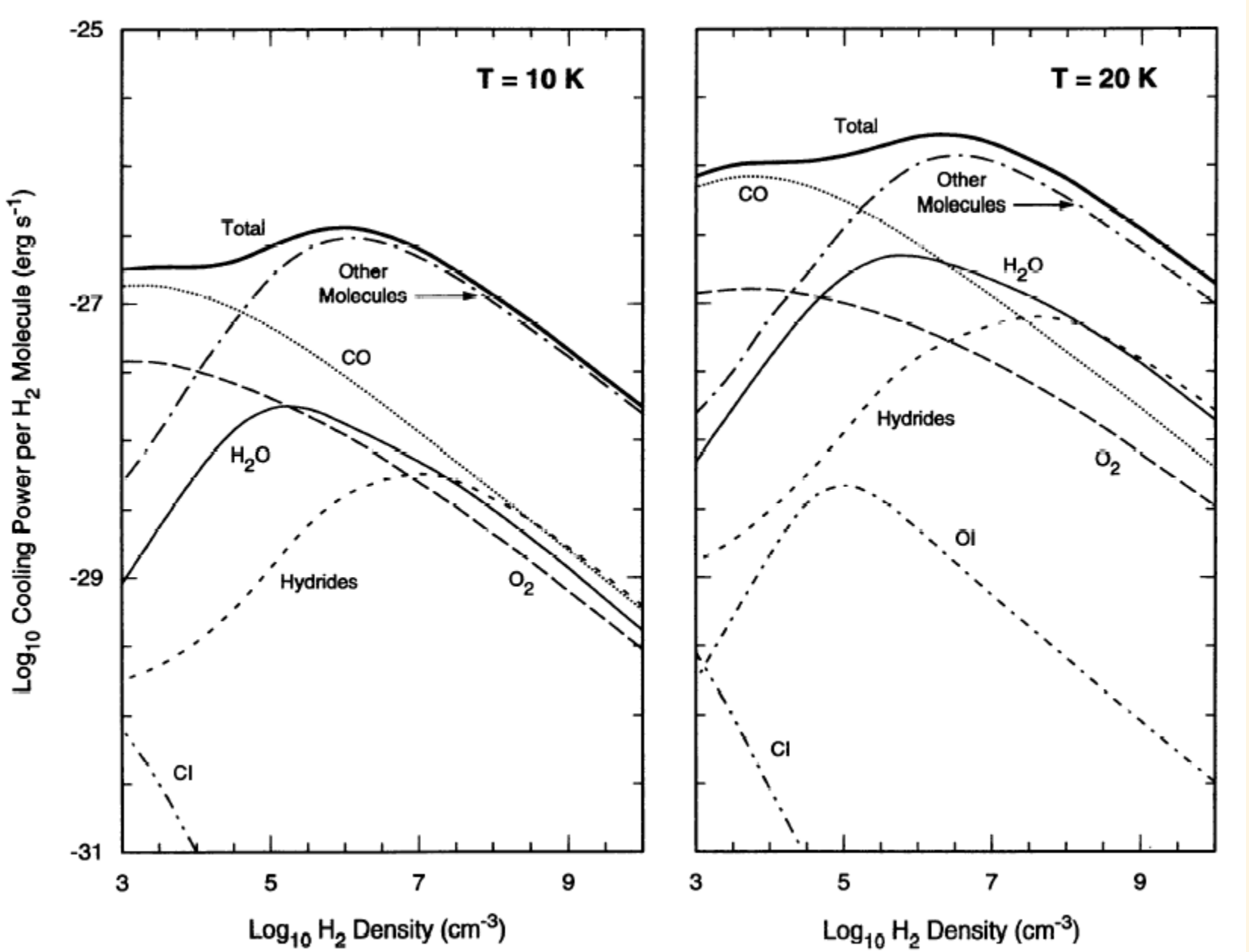


FIG. 2a

Neufeld, Lepp, & Melnick 1995

Molecular and atomic line cooling for ≠ temperatures

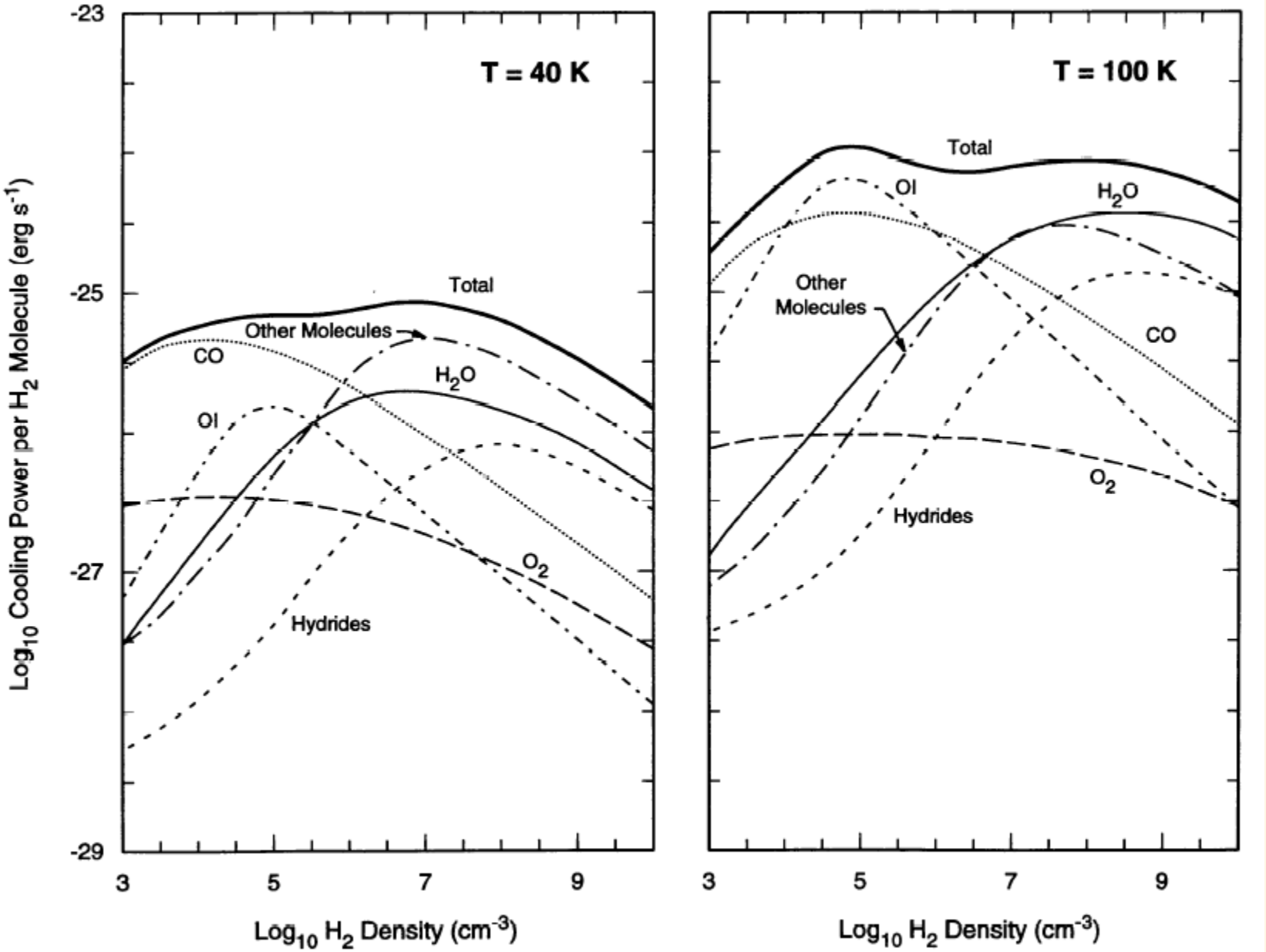
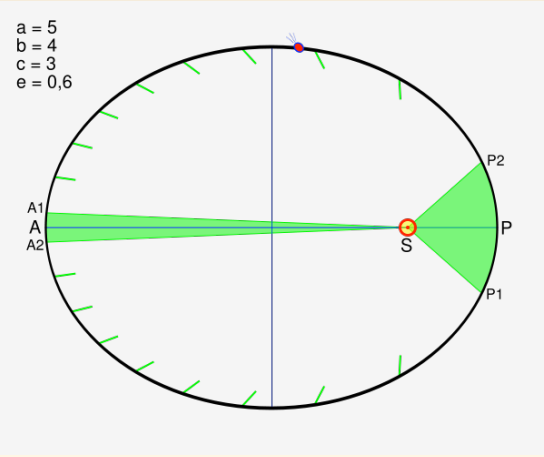


FIG. 2b

Neufeld, Lepp, & Melnick 1995

Gravité et temps de chute libre → formation des structures



1ère loi de Kepler – loi des orbites: Soleil foyer ellipse (1609)

2ème loi de Kepler – loi des aires: d(aire)/dt = constante (1609)
Accélère près du Soleil → Kepler à un collègue :
Une chose est certaine : du Soleil émane une force qui saisit la planète.

3ème loi de Kepler – loi des périodes: $T^2 \sim a^3$ (1618)
T= durée orbite & a=1/2 grand axe ellipse

Newton: $T^2/a^3 = 4\pi^2/GM$ (1687)
+ analogie pomme – Lune combine (i) chute libre & (ii) inertie
(Galilée: inertie circulaire, Descartes: inertie rectiligne)
+ calcul différentiel (fluxions: Newton, infinitésimaux: Leibniz)

→ Force de la gravité

Jeans (1929) : instabilité gravitationnelle → effondrement.

Les 2 problèmes de la gravité newtonienne

Lettre de Newton écrite en 1693 en réponse au Révérend Richard Bentley qui l'interrogeait sur *l'action à distance*:

« *Que la gravitation soit innée, inhérente et essentielle à la matière, de sorte qu'un corps puisse agir sur un autre, à distance dans le vide, sans aucune médiation à travers et par laquelle leur action et leur force puissent passer de l'un à l'autre, c'est pour moi une si grande absurdité, que je crois qu'aucun homme doué d'une faculté capable de penser en matière de philosophie, ne pourra jamais y tomber* »

Dans l'une de ses lettres à Newton, Bentley posa la question suivante :

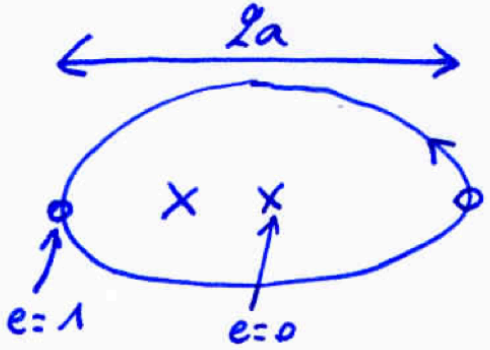
si tous les corps matériels de l'univers s'attirent les uns les autres, l'univers ne devrait-il pas s'effondrer sur lui-même et former une masse compacte ?

Newton remarqua que ce processus était probablement à l'origine de la formation du Soleil et des étoiles, mais reconnut aussi que cela posait un problème majeur à son système du monde. L'effondrement gravitationnel n'avait aucune raison de s'arrêter et de proche en proche l'ensemble de l'univers devrait s'effondrer sur lui-même sous l'effet de l'attraction gravitationnelle. Cette énigme força Newton à réaliser que l'univers devait être infini !

Mais Bentley lui fit remarquer que l'équilibre serait instable → Newton proposa que Dieu, le Grand Horloger garantisse la stabillité de l'univers.

Réponse actuelle:
(i)l'univers EST instable et en effondrement ou en expansion !
(ii)Localement la distribution de matière est instable et s'effondre pour engendrer des étoiles,...

Temps de chute libre (*free fall*)



3e loi de Kepler : $T^2 \sim a^3$ $\quad a = \frac{1}{2}$ grand axe

tps² passages entre devant 1 *.

Newton : $T^2 = \frac{4\pi^2}{GM} a^3 \Rightarrow T = 2\pi \frac{a^{3/2}}{\sqrt{GM}}$

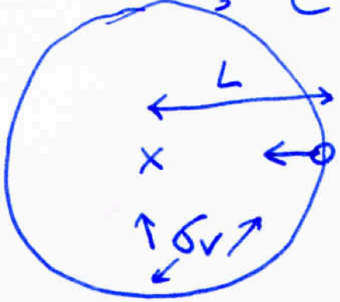
si $e = 1$: $t_{ff} = T/2$ et $a = L/2$

$$\Rightarrow \begin{cases} t_{ff} = \pi \frac{(L/2)^{3/2}}{\sqrt{GM}} \\ M = \frac{4}{3}\pi L^3 \rho \leftarrow \text{système auto-gravitant.} \end{cases}$$

$$\Rightarrow \boxed{t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32 G\rho}}}$$

Temps d'échappement (*crossing time*)

$M = \frac{4}{3}\pi L^3 \rho$



$= \frac{L}{\sigma_v}$

Compétition tps de échappement / crossing / tps d'effondrement / de chute libre

$t_c = \frac{L}{\sigma_v}$ vs $t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32 G \rho}}$; $t_c = t_{ff} \Rightarrow L_{Jeans} = \sigma_v \sqrt{\frac{3\pi}{32 G\rho}}$

si $t_{ff} < t_c$ alors effondrement

→ T, vitesse du son : 3000 K ~ 5 km/s

$\Rightarrow L > L_{Jeans} = \sigma_v \sqrt{\frac{3\pi}{32 G\rho}}$

($\rho \sim \rho_c$ de...) ↳ propagation des perturbat.

↳ . ds l'univers : taille des galaxies, groupes, amas

. ds les galaxies : taille des GMC

↳ application à la Voie Lactée :

$\sigma_v \simeq 45$ km/s à la pos° du ⊙

$G = 6.67 \times 10^{-11}$ ($m^3 kg^{-1} s^{-2}$)

$\rho \sim 0.14\ M_\odot\ pc^{-3}$ (4×10^{-24} g cm^{-3})

Σ ($75\ M_\odot\ pc^{-2}$ × h ← disc scale length ~ 2.7 ± 0.1 kpc (most stars in 300 pc))

$\Rightarrow L^{3D}_{Jeans} \simeq 1$ kpc

$L > 1$ kpc devrait s'effondrer.

$L^{3D}_{Jeans} \simeq 1$ kpc !

$L^{2D}_{Jeans} \simeq 2.5$ kpc !

→ Toomre : grâce à

$L_{rot} < L$ effond^t

si $L_J < L < L_{rot}$ eff.

si $L_{rot} < L_{Jeans}$ pas d'eff

Temps de chute libre (*free fall*) dans un disque à 2D (Voie lactée)

$$L^{3D}_{Jeans} = 45\times10^3\ m/s \sqrt{\frac{3\pi}{32\times6.67\times10^{-11}\ m^3 kg^{-1} s^{-2}\times\frac{\cancel{7}}{0.14}\times2\times10^{30}\ kg}\times(3.085\times10^{16})^3\ m^3} \simeq 1\ kpc$$

dans MIS, σ_v ~ vit. son

$\Sigma = 75\ M_\odot\ pc^{-2} \times h$ ← disc scale length = 2.7±0.1 kpc

but most stars in ~300 pc

Ojha 2000, JAAS, 53

$L > 1$ kpc devrait s'effondrer...

Disque

temps de free fall 2D : $t_{ff} = \frac{\pi (L/2)^{3/2}}{\sqrt{GM}}$ où $M = \pi L^2 \sigma_{2D}$

$$= \left(\frac{\pi^2 L^3}{8G\pi L^2 \sigma_{2D}}\right)^{1/2} = \left(\frac{\pi L}{8G\sigma_{2D}}\right)^{1/2}$$

L_{Jeans} : $\left(\frac{\pi L_J}{8G\sigma_{2D}}\right)^{1/2} = \frac{L_J}{\sigma_v} \Rightarrow L^{2D}_{Jeans} = \frac{\pi\sigma_v^2}{8G\sigma_{2D}}$ où $\sigma_{2D} = 75 M_\odot pc^{-2}$

$\Rightarrow L^{2D}_{Jeans} = 2.5$ kpc

mieux que 1 kpc mais n'explique toujours pas la stabilité du disque.

Instabilité de Jeans (1929)

Supposons une distribution quasi uniforme d'étoiles à l'intérieur de laquelle se trouve une région sphérique légèrement sur-dense de rayon L et de densité ρ. Cette région sur-dense s'effondrera sur elle-même si les vitesses aléatoires des étoiles ne sont pas assez grandes pour les emporter hors de la région avant que celle-ci ne s'effondre (Jeans 1929, Toomre 1964).

Le temps d'effondrement se calcule en supposant une étoile au repos sur la surface de la sphère.

Le temps qu'il faudra à l'étoile pour tomber au centre de la sphère est égal à la ½ période Képlerienne d'une orbite de ½ grand axe L/2 autour d'un point de masse M:
en remplaçant L^3/M par $3/(4\,\pi\,\rho)$.

Formulation de la 3ème loi de Képler par Newton:
T=période
a=1/2 grand axe

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{GM} a^3$$

$$\Longrightarrow \quad t_{eff} = \frac{1}{2} \times \left[2\pi \frac{(L/2)^{3/2}}{(GM)^{1/2}} \right] = \left(\frac{3\pi}{32 G\rho} \right)^{1/2}$$

t_{eff} est aussi appelé temps de chute libre ou free-fall time

Calcul du temps de chute libre à l'aide de la 3ème loi de Képler

Le temps d'effondrement d'une région sphérique de rayon L et de densité ρ est égal au temps que mettra une étoile à sa surface pour arriver au centre = free-fall time, t_{ff}, temps de chute libre

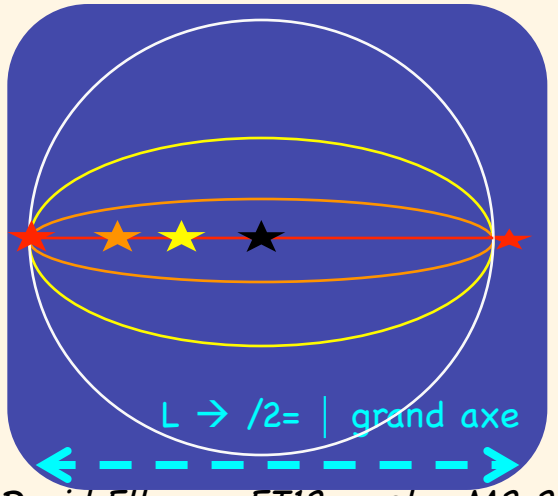
L'étoile suit une orbite képlerienne dont la période est définie par la 3ème loi de Képler:

3ème loi de Képler: Le carré de la période sidérale T d'un objet (temps entre deux passages successifs devant une étoile lointaine) est directement proportionnel au cube du demi-grand axe "a" de la trajectoire elliptique de l'objet. Formulation par Newton: $\mathbf{T^2=(4\pi^2/GM)a^3}$.

- Chute ≠ orbite complète, le temps de "chute libre" = période de l'orbite/2= $\mathbf{t_{ff}=T/2}$
- où **a** est défini par la 1ère loi de Képler: une orbite est une ellipse dont le centre de masse occupe l'un des foyers.

Dans le cas d'une très petite masse tombant vers une très grande masse, le centre de masse est à l'intérieur de la grande masse. Le foyer de l'ellipse est d'autant plus décentré que l'ellipticité augmente.

Dans le cas d'une trajectoire purement radiale: ellipse "dégénérée", c'est-à-dire d'ellipticité maximale, égale à 1. Le foyer est décentré au maximum et le demi grand axe de l'ellipse est donc L/2.



$$t_{ff}=T/2= [(4\pi^2/GM)(L/2)^3]^{1/2} /2$$
$$\text{et } M= (4/3)\ \pi\ L^3\ \rho \Rightarrow L^3/M=3/(4\pi\rho)$$

$$t_{ff}= [\ 3\pi/(32G\rho)\ ]^{1/2}$$

Instabilité de Jeans (1929)

Le temps d'effondrement (collapse time) est donc: $$t_{eff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho}\right)^{1/2}$$

Tandis que le temps qu'il faudrait à une étoile pour s'échapper de la région sur-dense est :
t(échappement) = t_{ech}= L / σ_v où σ_v est la dispersion de vitesses (r.m.s.).

Notons que t_{eff} est indépendant de la taille de la région, alors que t_{ech} croît linéairement avec L.
Donc:
les petites régions n'ont pas le temps de s'effondrer sous l'effet de la gravité, puisque $t_{ech} < t_{eff}$.
Par contre: les grandes régions sont instables et s'effondrent sous l'effet de leur poids ($t_{eff} < t_{ech}$).

Le rayon critique entre ces deux régimes est la longueur de Jeans:

Les régions sur-denses de taille $L>L_{Jeans}$ s'effondrent sous l'effet de l'instabilité de Jeans.

$$L_{\rm Jeans} = \left(\frac{3\pi\sigma_{\rm v}^2}{32G\rho}\right)^{1/2}$$

Cas de la Voie Lactée:
- dispersion de vitesses des étoiles du disque : $\sigma_v \sim 45$ km/s
- densité d'étoiles: $\rho \sim 0.14\ M_\odot/pc^3$

→ L_{Jeans} ~ 1 kpc ! Les dimensions > 1 kpc devraient s'être effondrées !... *Mais structure 2D !*

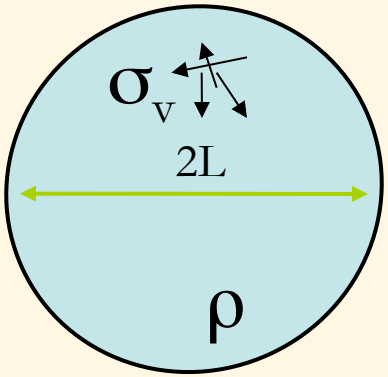
Discussion sur la stabilité du disque de la Voie Lactée et des galaxies spirales en général

Pourquoi le disque de la Voie Lactée ne s'est-il pas effondré sur lui-même sous l'effet de la gravité, par instabilité de Jeans ?

Instabilité de Jeans

Région d'un disque 2D (fin, éventuellement en rotation)

Dimension L, densité ρ, dispersion de vitesses σ_v



La région s'effondre si les vitesses désordonnées (σ_v) des étoiles ne sont pas assez élevées pour les faire sortir de la région avant que l'effondrement ne se produise

Stabilité des disques de galaxies

Connaissant maintenant le mécanisme de l'instabilité de Jeans responsable de l'effondrement d'une sphère sur-dense, interrogeons-nous maintenant sur la stabilité d'un disque galactique vis-à-vis de la gravité: *pourquoi le disque de la Voie Lactée ne s'est-il pas effondré sur lui-même sous l'effet de l'instabilité de Jeans ?*

Comment comprendre l'existence, sur de longues durées, de disques galactiques ?

Supposons dans un premier temps un disque galactique sans rotation.

Nous utiliserons une version 2D de l'instabilité de Jeans comme approximation des effets de l'instabilité gravitationnelle dans un disque stellaire. Soit σ la densité de surface du disque et considérons une région sur-dense de rayon L et de masse:

$$M = \pi L^2 \sigma$$

La formule de la période d'une orbite Képlerienne appliquée dans le calcul de l'instabilité de Jeans pour calculer le temps d'effondrement devient:

$$t_{eff}^{2D} = \frac{1}{2} \times \left[2\pi \frac{(L/2)^{3/2}}{(GM)^{1/2}} \right] = \left(\frac{\pi L}{8G\sigma} \right)^{1/2}$$

Tandis que t_{ech} garde la même valeur, i.e. varie linéairement avec L. En 2D, t_{eff} dépend de L, contrairement au cas 3D, mais en $L^{1/2}$ donc moins vite que t_{ech}, donc à nouveau les régions sur-denses où $L > L_{Jeans}$ s'effondrent avant d'être effacées par les mouvements aléatoires des étoiles.

$$L_{\mathrm{Jeans}}^{2D} = \frac{\pi \sigma_v^2}{8G\sigma}$$

Stabilité du disque de la Voie Lactée et des galaxies spirales en général

Selon le critère d'instabilité de Jeans, un disque galactique sera instable i.e. s'effondrera sur lui-même et perdra sa forme de disque, si: $T_{effond} < T_{echap}$

soit: $$L > L^{2D}_{Jeans} = \frac{\pi \sigma_v^2}{8 G \sigma}$$

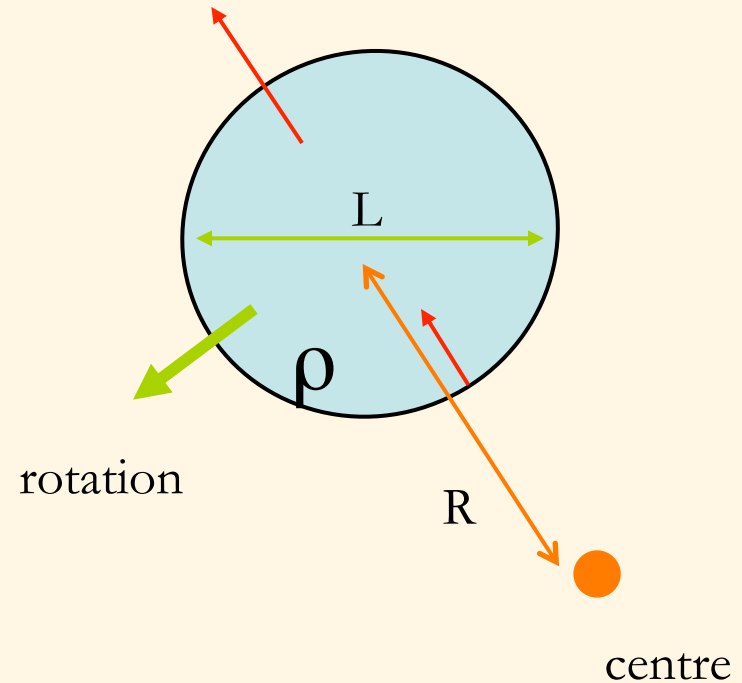
Dans le cas d'une galaxie spirale comme la Voie Lactée, la dispersion de vitesses des étoiles du disque est typiquement de l'ordre de: $\sigma_v \sim 45$ km/s et la densité surfacique d'étoiles: $\sigma \sim 75\ M_\odot/pc^2$ => $L_{Jeans} \sim 2.5$ kpc

$$L^{2D}_{Jeans} = \frac{\pi \times 45000^2 [m^2 s^{-1}]}{8 \times 6.67 \times 10^{-11} [m^3 kg^{-1} s^{-2}] \times 75 \times 2 \times 10^{30} / (3.0856 \times 10^{16})^2 [kg\ m^{-2}]} \times \frac{1}{3.0856 \times 10^{19}}\ [kpc]$$

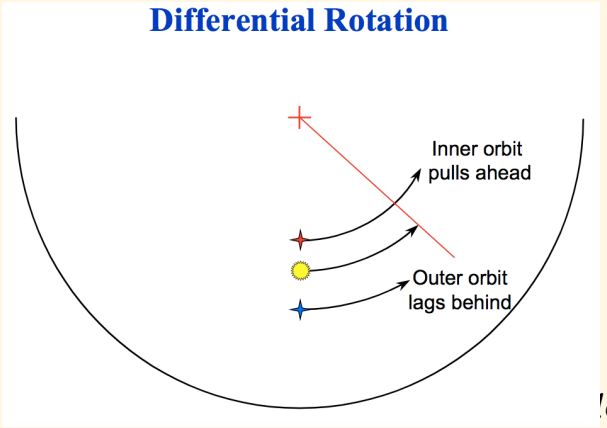
Seules les petites échelles sont stabilisées par la dispersion de vitesses (pression) et le disque devrait s'effondrer sur lui-même aux plus grandes échelles !…

=> Pourquoi les disques sont-ils stables et ne se fragmentent-ils pas ?

Stabilisation par la rotation: La rotation différentielle dans le disque présente une plus grande résistance à la gravité que la dispersion des vitesses stellaires.



On a négligé le mouvement d'ensemble dans le disque:
il faut rajouter les accélérations d'entraînement qui dépendent du rayon.
La vitesse de rotation des étoiles autour du centre de la Voie Lactée dépend de leur distance au centre
On a vu que seules les échelles supérieures à la longueur de Jeans étaient instables et que cette longueur était elle-même grande (L_{Jeans} ~ 2.5 kpc) :
sur une si grande différence de distance au centre de la VL les vitesses de rotation des étoiles varient beaucoup, entre le bord inférieur et supérieur de la sphère ce qui crée un gradient de force qui contrebalance l'auto-gravité.
Les étoiles les plus proches du centre de la VL tournent plus vite (rotation différentielle) ce qui contrebalance en partie l'inertie.



La rotation stabilise les grandes échelles (critère de Toomre) :
$L > L_{rot}$ implique une stabilisation par la rotation du disque
il faut $L > L_{Jeans}$ pour effondrement, mais si $L_{Jeans} > L_{rot}$ alors $L > L_{rot}$ toutes les échelles sont stables

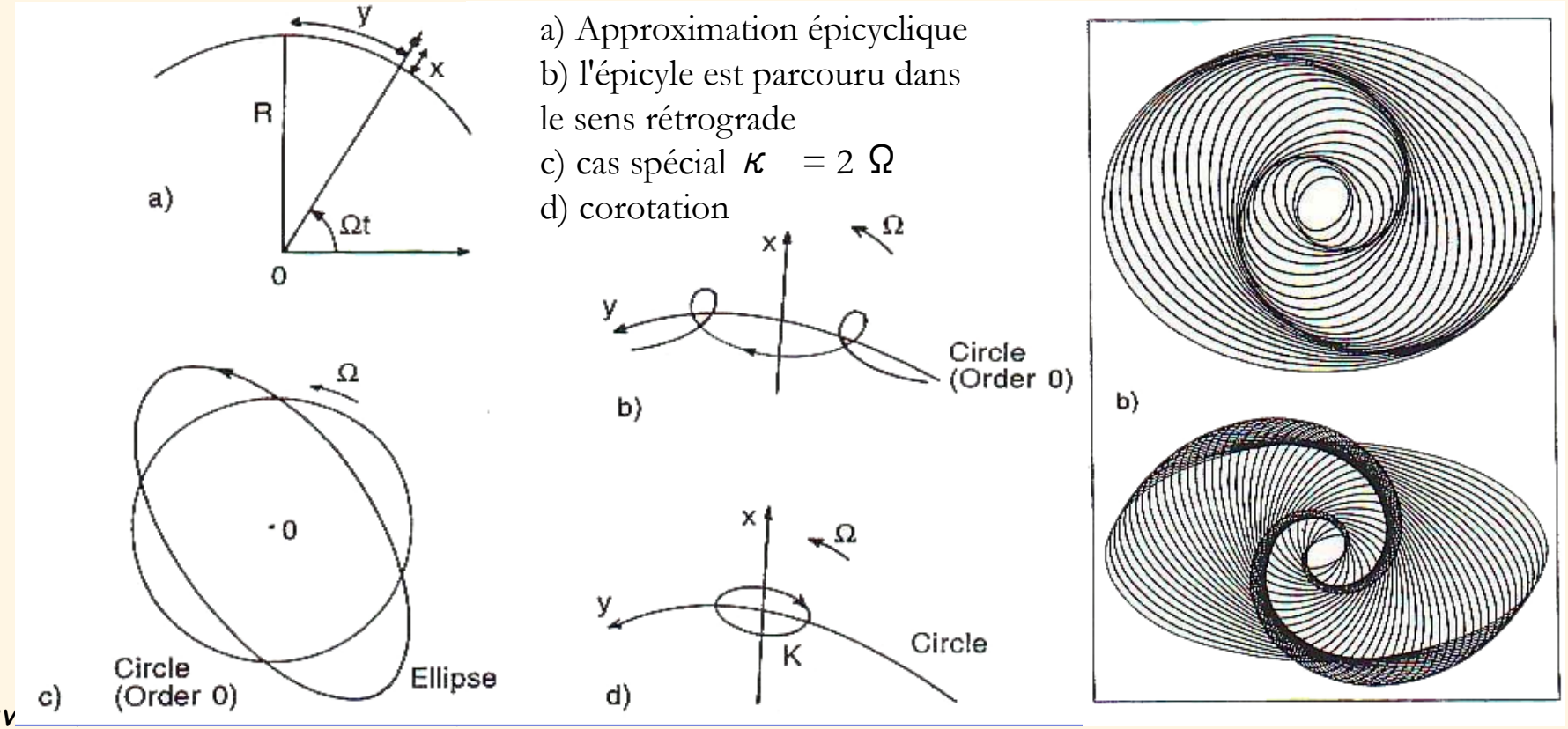
Stabilisation par la rotation et critère de Toomre

La rotation stabilise les grandes échelles. En quelques sorte les forces de marées détruisent toute structure plus grande qu'une certaine taille L_{crit}

Forces de marée $F_{tid} = d(\Omega^2 R)/dR \ \Delta R = 2R\,\Omega\, d\,\Omega /dR + \Omega^2 \sim \kappa^2 \Delta R$

Ω fréquence de rotation angulaire

κ fréquence épicyclique : fréquence à laquelle un élément de masse, en orbite circulaire dans le disque, oscille radialement, lorsqu'il est perturbé. La cause fondamentale du mouvement épicyclique est la force de Coriolis, c'est-à-dire, la conservation du moment cinétique.



Le seuil en densité dans les galaxies spirales: le critère d'instabilité de Toomre

L'instabilité gravitationnelle du gaz en rotation dans une galaxie spirale est contrecarrée par la dispersion de vitesse (Jeans) aux petites échelles et la rotation différentielle aux grandes échelles.

La rotation différentielle crée un gradient de vitesse qui représente une force qui s'oppose à l'effondrement. Aux échelles supérieures à une taille critique L_{rot}, cette force suffit à contrecarrer les instabilités gravitationnelles:

$$\mathbf{L_{rot}=4\pi^2 G\sigma/\kappa^2}$$

où σ est la densité surfacique

et κ la fréquence épicyclique = f(vitesse angulaire Ω, gradient de vitesse angulaire $d\Omega/dR$**)**

→ Cette échelle caractéristique dépend de la densité locale, qui favorise l'effondrement, et de la fréquence épicyclique $\kappa^2=d(\Omega^2 R)/dR$, sachant que $d\Omega/dR$ est la rotation différentielle (les vitesses sont plus grandes près du centre).

Effondrement gravitationnel **possible** si $L>L_{Jeans}$

Effondrement gravitationnel **impossible** si $L>L_{rotation}$

donc la galaxie est stabilisée contre l'effondrement si: $\mathbf{L_{Jeans}>L_{rotation}}$

Toomre (1964) définit le paramètre qui résume ce critère: $Q= \kappa\sigma_v/\pi G\Sigma > 1$ stabilise le disque

Le milieu interstellaire s'effondrera si $Q < 1$ (fortes densités et faibles dispersions de vitesse)