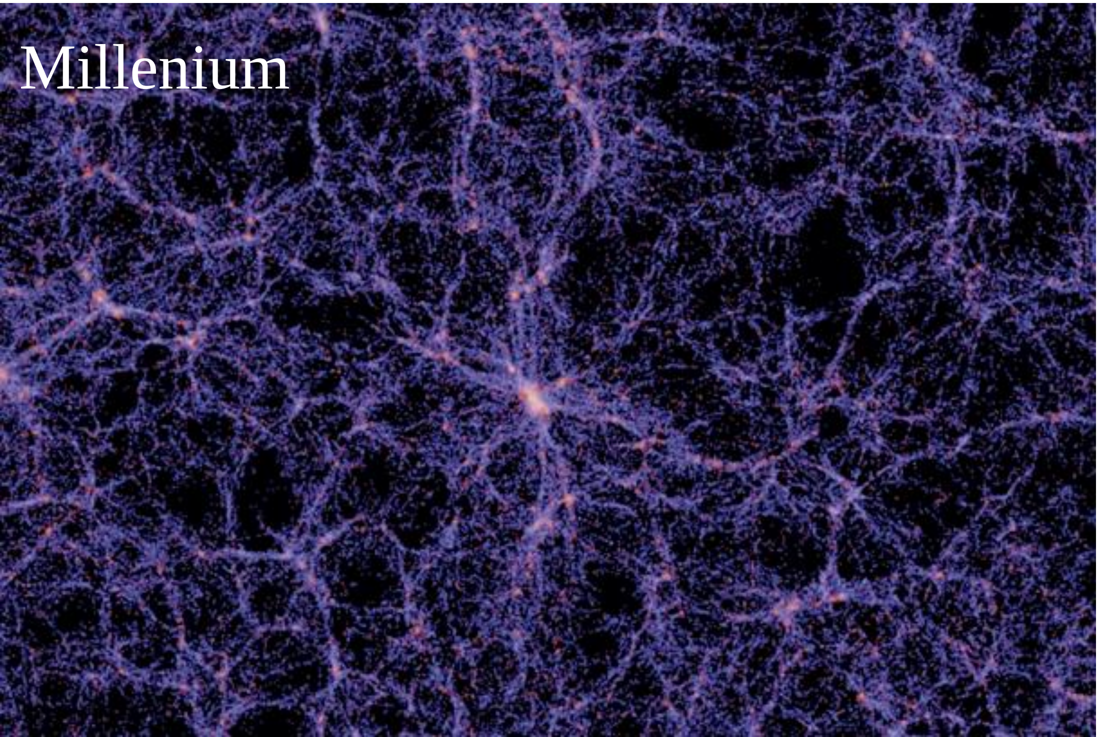
Chaire Galaxies et Cosmologie

# Théorie des Grandes Structures




Françoise Combes

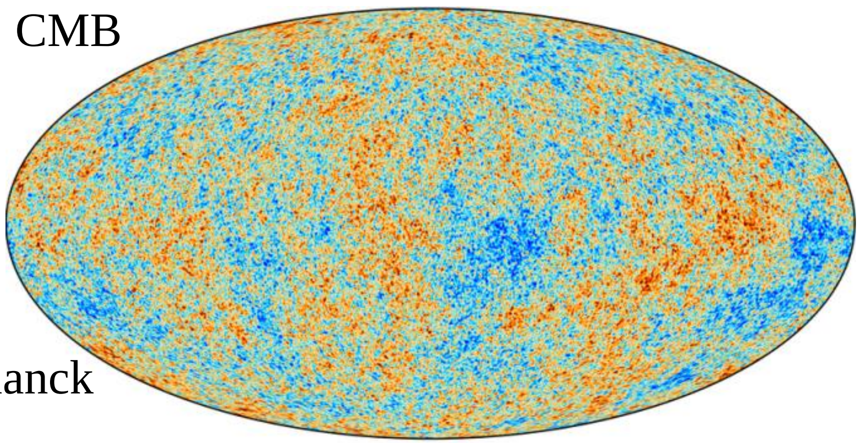
Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique

# Les grandes questions

# Formation des structures

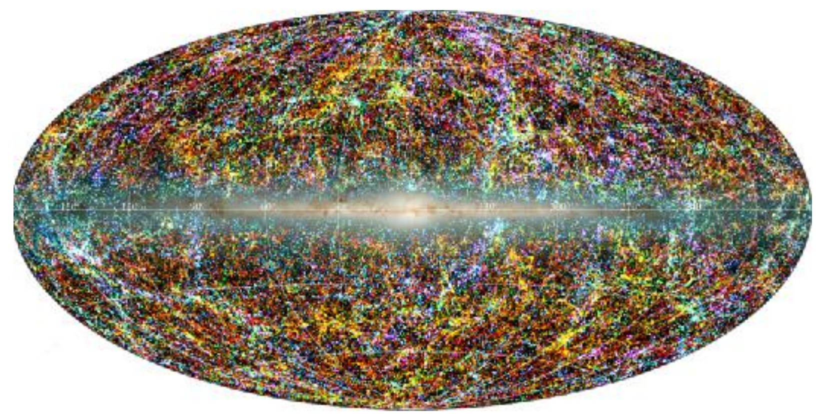
A quelle vitesse se forment les structures? Gravité modifiée?
Le biais des galaxies ($\delta g = b\ \delta m$) par rapport à la matière noire
➔ fonction de $\Omega_m$, $\Lambda$ et de leur évolution

CMB



Planck

2MASS

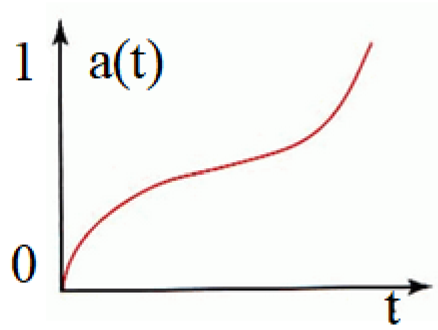


380 000 ans après le Big-Bang
**Conditions initiales $\delta = \delta\rho/\rho \sim 10^{-5}$**

13.8 milliards d'années
**Structures $\delta \sim 10\text{-}10^6$**

# Equations de la formation des structures

Univers en expansion **a(t)= 1 à z=0, a(t) < 1**




Quelques idées fondamentales:
instabilité gravitationnelle, taille limite de Jeans

Dans un Univers en expansion, les structures ne collapsent pas de façon exponentielle, mais se développent de façon linéaire
Vitesse dans le repère comobile **v ←→ u =v/a(t)**

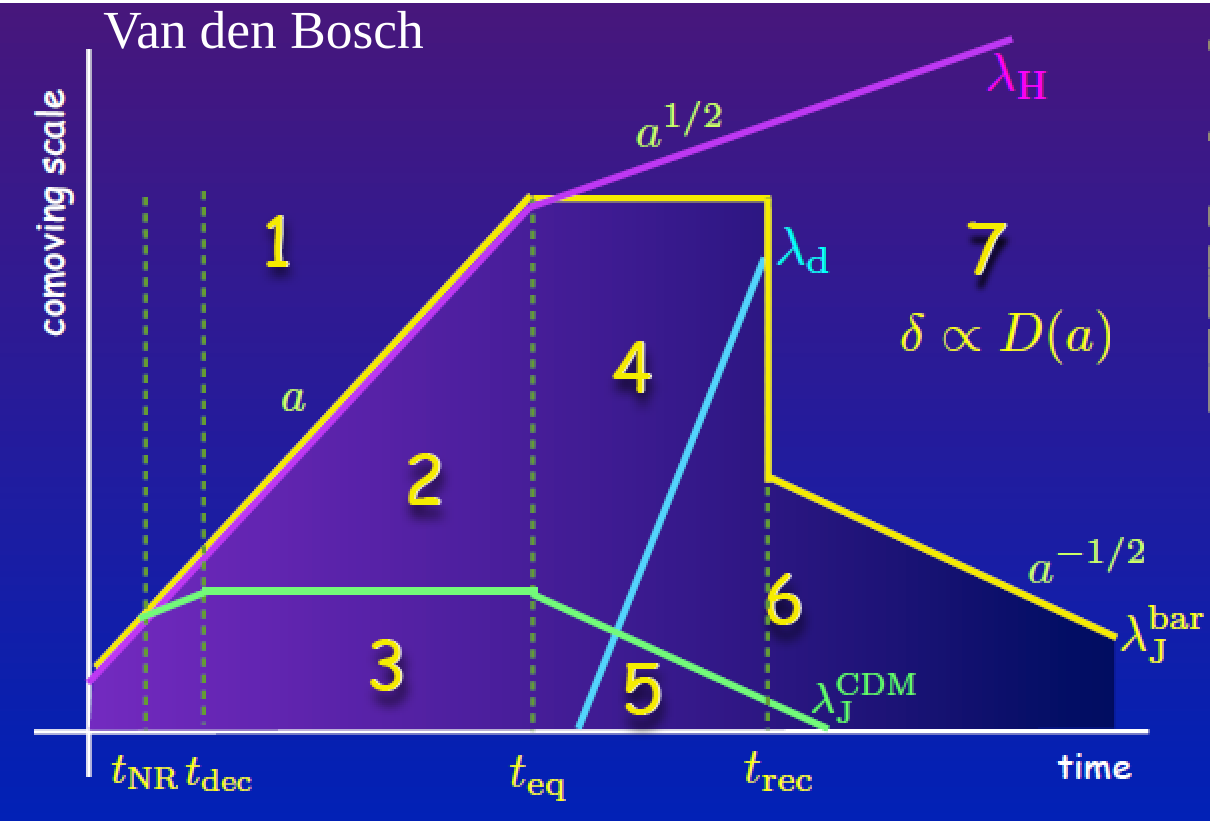
d**u**/dt +(**u** grad)**u** = -grad Φ -1/ρ grad p
d δ /dt + div **u** =0
ΔΦ = 4π G δ ➔mêmes équations avec **δ au lieu de ρ**

Fluctuations de densité au départ
**δρ /ρ << 1** **définition δρ /ρ = δ**

Compétition: free-fall $\mathbf{t_{ff} = (G\,\rho_1)^{-1/2}}$ et expansion $\mathbf{t_{exp} = (G <\rho>)^{-1/2}}$

➔ **Les structures se développent comme le rayon caractéristique $\delta \sim a(t) \sim (1 + z)^{-1}$**

Longueurs de Jeans, $\lambda_J$(DM), $\lambda_J$(baryons). Les perturbations $\lambda > \lambda_J$ s'effondrent $\lambda_J = c_s/(G\rho)^{1/2}$




| **Baryons** | **CDM** |
|---|---|
| 1 croîssent | croît |
| 2 oscillent | stagne |
| 3 oscillent | non |
| 4 oscillent | croît |
| 5 non | non |
| 6 non | croît |
| 7 croissent | croît |

Les baryons ne peuvent se condenser **qu'à la recombinaison** $z \sim 1000$
La matière noire forme des halos à $z \sim 4000$ (équivalence)
car n'interagit pas avec les photons

$z > z_{eq}$

Rayonnement

$\lambda >$ **ct** $\delta \sim (1 + z)^{-2}$

$\lambda <$ **ct** $\delta \sim$ **cste**

$z < z_{eq}$

Matière noire

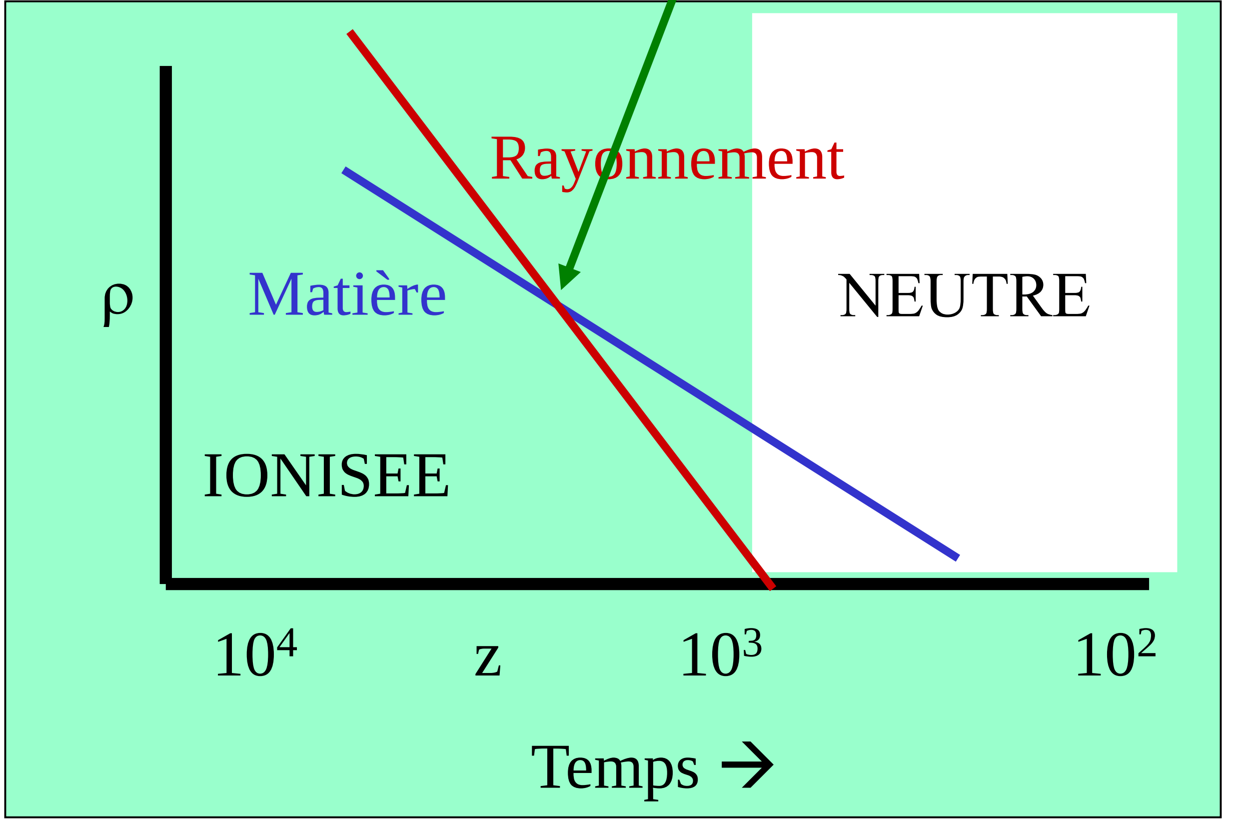
$\delta \sim (1 + z)^{-1}$

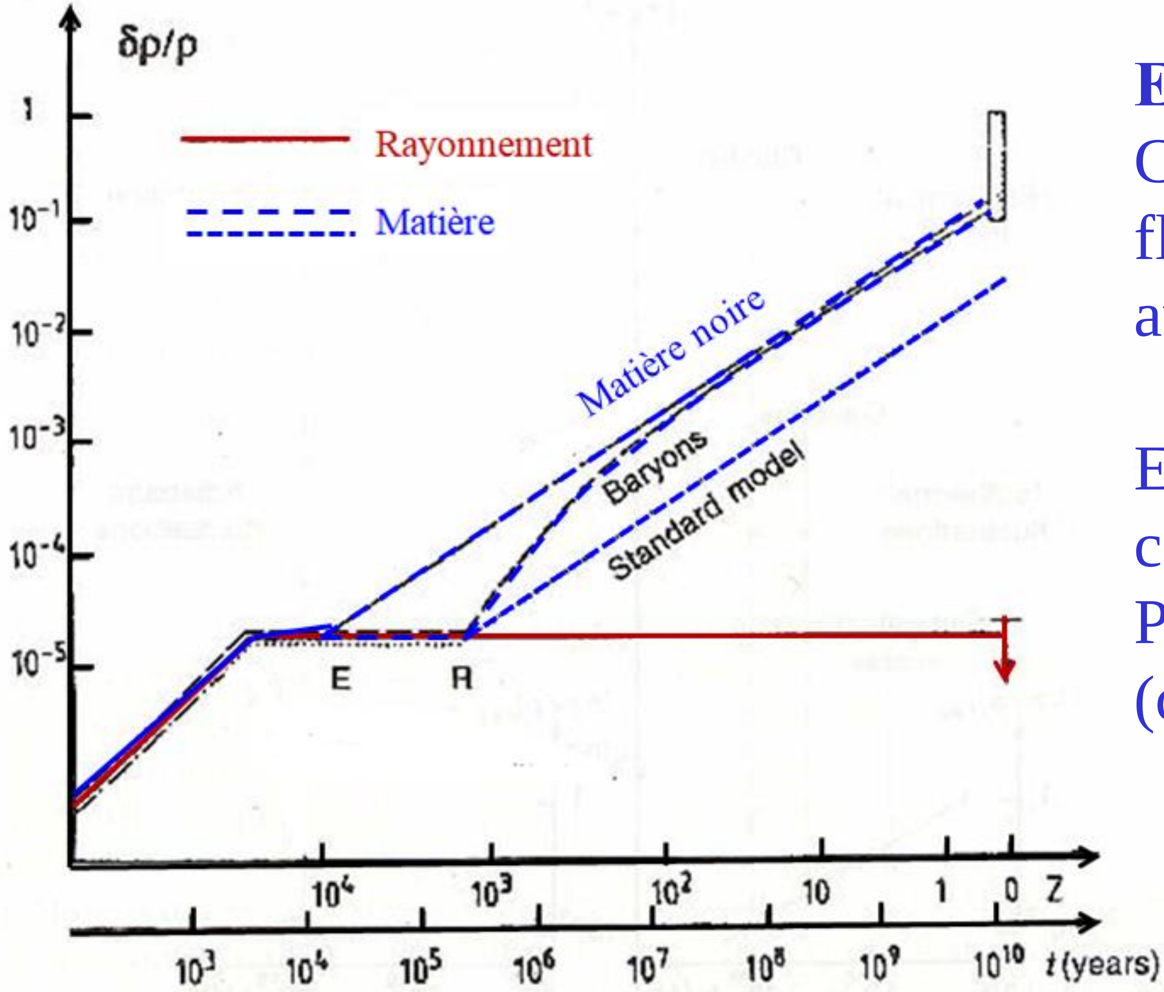
$\delta \sim (1 + z)^{-1}$

Point d'Equivalence E

$\rho \sim R^{-3}$ matière

$\rho \sim R^{-4}$ photons






**Exemple d'un amas $10^{14}M_{\odot}$**
Croissance des fluctuations adiabatiques aux échelles (8 Mpc)

Elles croissent jusqu'à contenir la masse de l'horizon
Puis restent constantes
(calibration t=0, flèche)

➔ Les fluctuations de la matière (…) "standard model" suivent le rayonnement, et ne croissent qu'après **la Recombinaison R**
➔ les fluctuations de CDM croissent à partir du point E equivalence matière -rayonnement

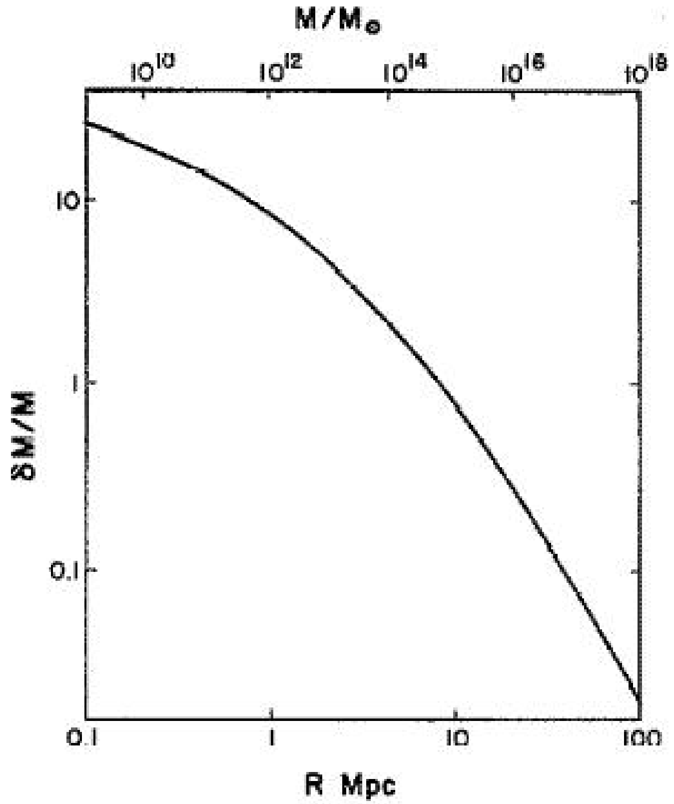
# Spectre de puissance: $P(k) \propto k^n$

**La théorie de l'inflation** prédit un spectre indépendant d'échelle, et la loi de puissance est telle que les perturbations entrent toujours dans l'horizon avec une égale amplitude n~1

Les observations du satellite Planck ont confirmé ce spectre

$\delta\rho / \rho \sim \boldsymbol{\delta M/M = A\, M^{-a}}$

a = 2/3, ou $\delta(k)^2 = P(k) = k^n$ avec n=1




$P(k) \sim k$ à grande échelle
mais $P(k)$ ensuite **s'incline en $k^{-3}$**
à petite échelle *(Peebles 82)*

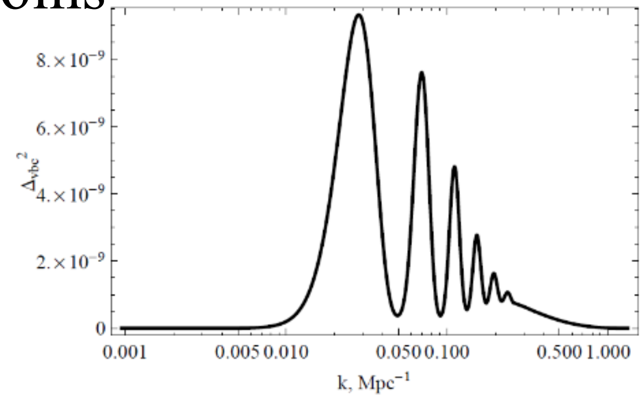
Vient de l'effet de streaming (pression des photons en-dessous de l'horizon)

# Modification de P(k), à petite échelle (grand k)

Fluctuations en température $\mathbf{P_{rad} \propto k^n}$ ➔ Matière $\mathbf{P_{mat} \propto k^n}$
Pendant les premiers instants de l'Univers, P(k) est modifié (< 10 Mpc)

Pour CDM: **toutes les échelles croissent de même dans l'époque dominée par la matière**
Mais la pression joue un rôle dans l'époque dominée par la radiation

Échelles qui rentrent dans l'horizon croissent moins
**échelles < horizon pénalisées par $\mathbf{k^{-4}}$**

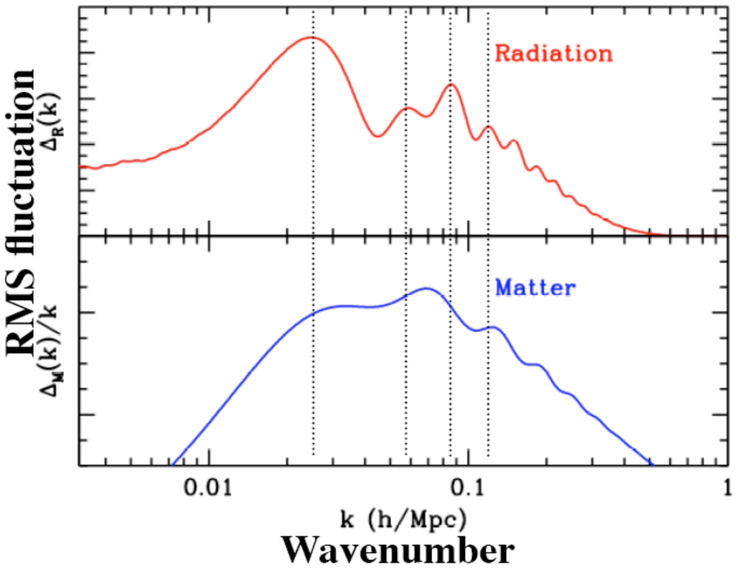


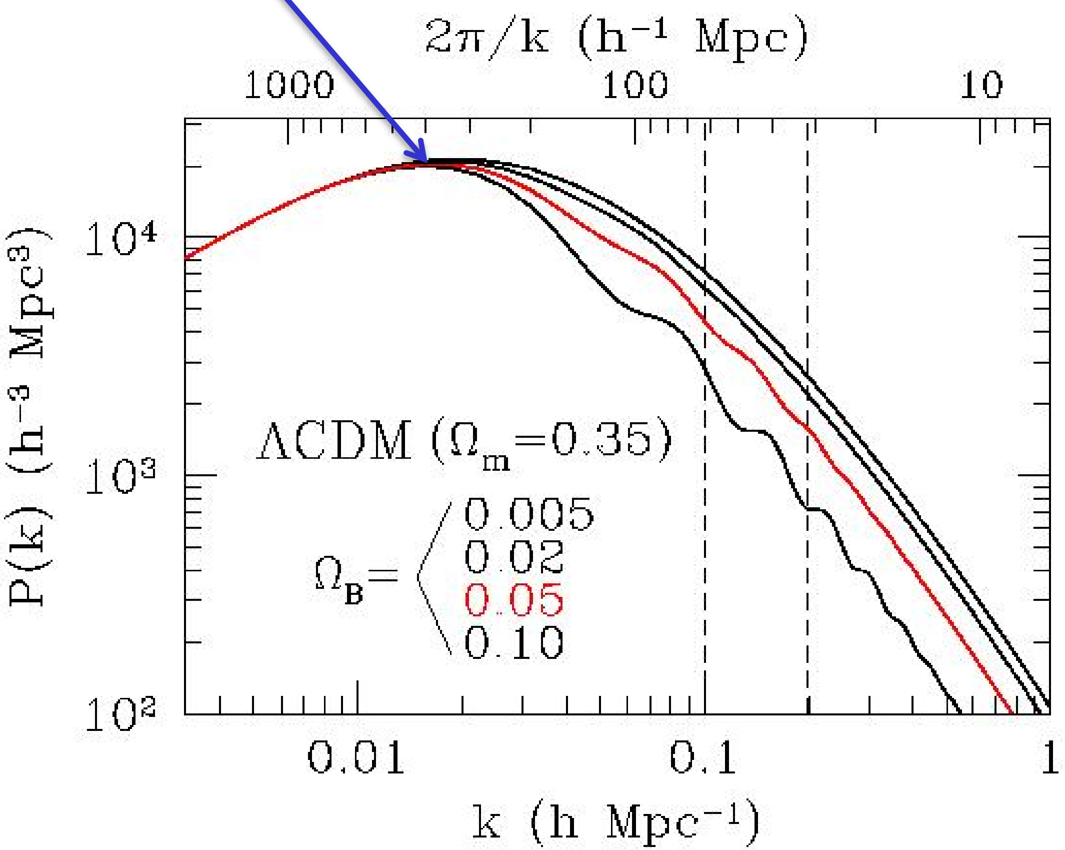

En addition à ce « tilt », les baryons et DM dérivent à cause des BAO,
à des V supersoniques (e.g. Fialkov 2014)
➔Empêchent les petites structures dans les baryons.

# Empreintes des oscillations acoustiques

Echelle du retournement: taille de l'horizon à l'époque d'équivalence matière-rayonnement
60 000 ans après le Big Bang

Oscillations des baryons
longueur d'onde x 2



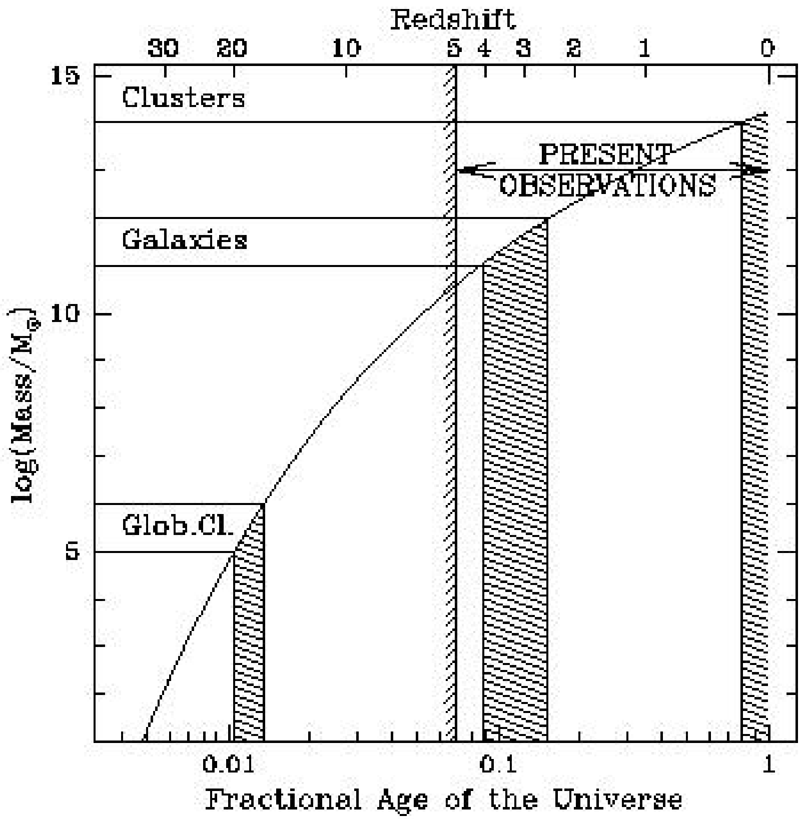




*Eisenstein et al 1998*

# Formation hiérarchique

Dans le modèle le plus adapté aujourd'hui aux observations

CDM (cold dark matter), les premières structures à se former sont les plus petites, puis par fusion se forment les plus grandes (bottom-up)




$|\delta k|^2 = P(k) \sim k^n$, avec n=0.91

aux grandes échelles

$k^{-3}$ aux petites échelles

tilt quand $\rho_r \sim \rho_m$

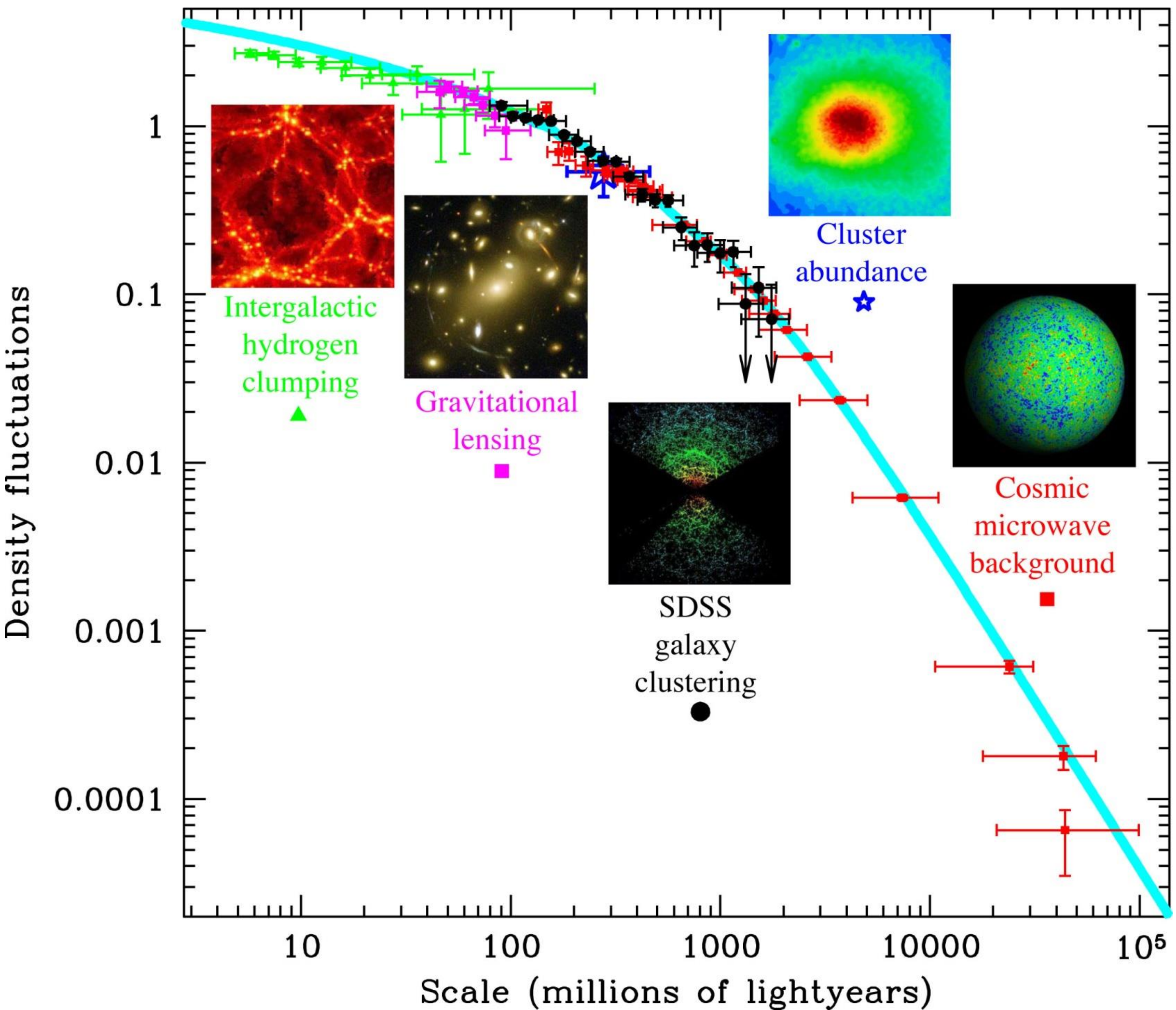
à l'échelle de l'horizon

$\delta M/M \sim M^{-1/2\ -n/6} \sim M^{-2/3}$

quand **n > -3**, formation hiérarchique ($\delta M/M \searrow$ avec M)

*Abel & Haiman 2000*

# Observations du spectre de densité




*Tegmark et al 2004*

# Approximation: Cas linéaire

Les fluctuations de densité ont une distribution gaussienne, variance $\sigma$

$$P(\delta)d\delta = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)}\sigma}\exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma^2}\right)d\delta \qquad \sigma^2 = <\delta^2> = \xi(0)$$

La distribution de $\delta$ est définie par la fonction de corrélation à 2 points $\xi$

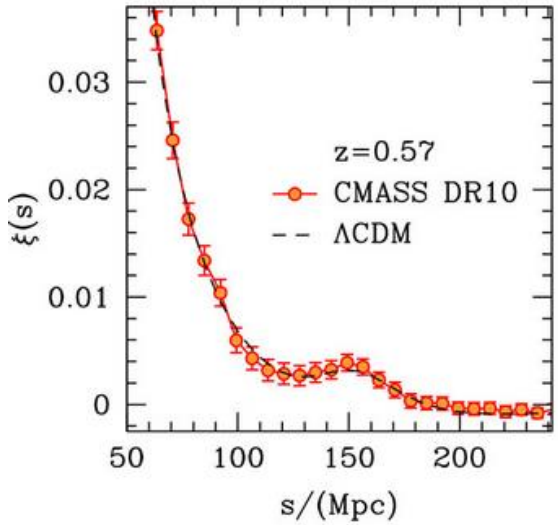
$$\xi(\mathbf{r}) = <\delta(\mathbf{x})\,\delta(\mathbf{x}+\mathbf{r})>$$

Le spectre de puissance est la transformée de Fourier de $\xi(\mathbf{r})$

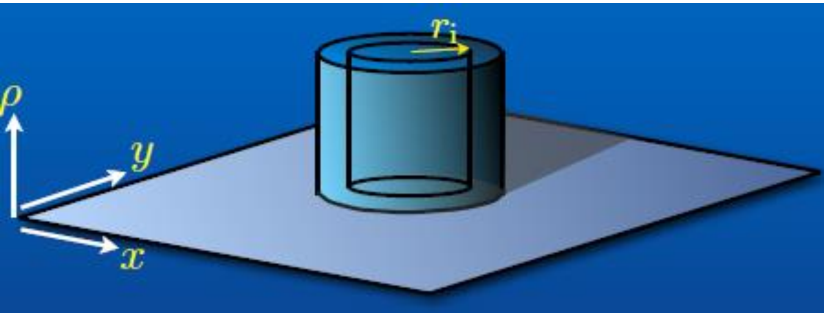
$$P(k) = \int \xi(\mathbf{x})\, e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}\, d^3\mathbf{x} = 4\pi \int \xi(r) \sin kr/(kr)\, r^2\, dr$$

Tous les modes **k** croissent de même $\delta(\mathbf{k}) \sim a(t)$

Dés que $\delta > 1$, les modes sont couplés,
le champ de perturbations n'est
plus gaussien, dans le régime non-linéaire



# Effondrement non-linéaire




Supposons une sur-densité $\delta > 1$
sur une sphère (top-hat)
Si les diverses coquilles ne se croisent pas
$M(r) = cste$

$M(r) = 4\pi/3\ r^3\ \rho(1+\delta) \Rightarrow d^2r/dt^2 = -GM/r^2$  $\frac{1}{2}(dr/dt)^2 - GM/r = E$

Facile à résoudre

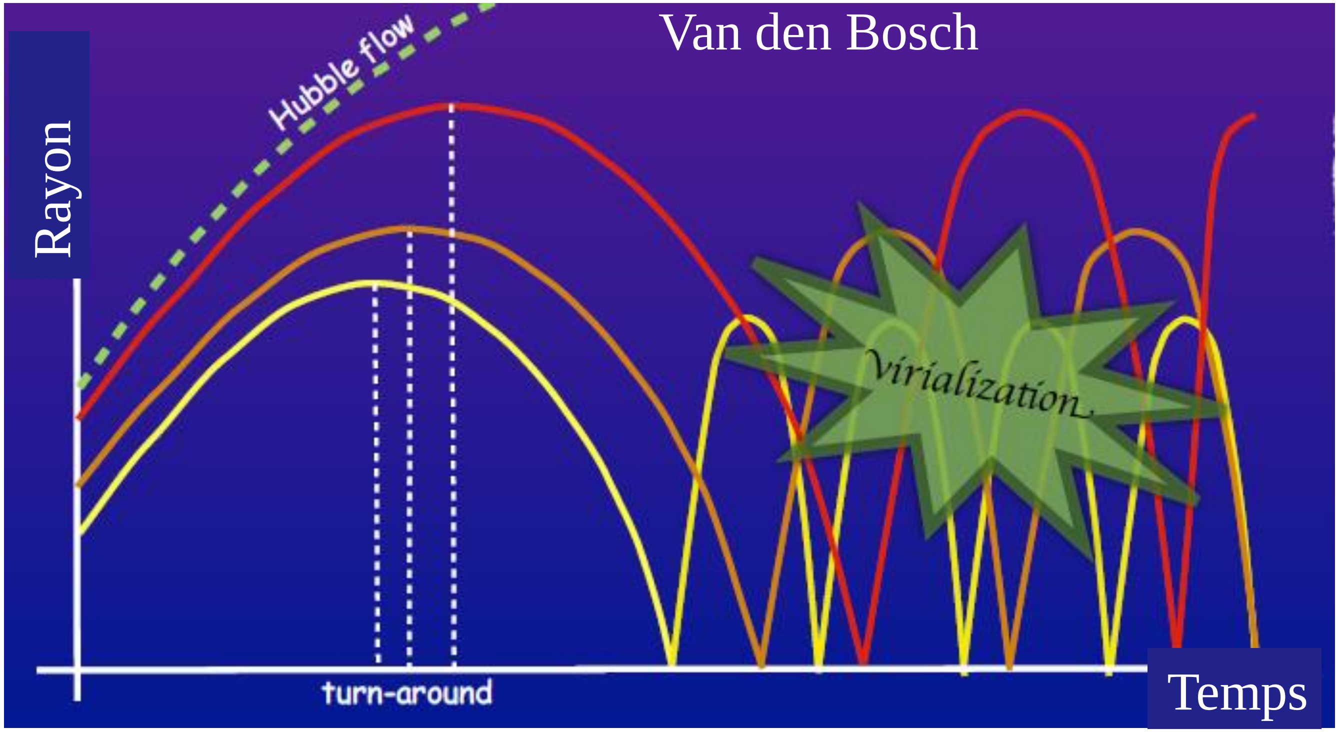
$r = A(1 - \cos\theta)$

$t = B(\theta - \sin\theta)$

$A = GM/2|E|$

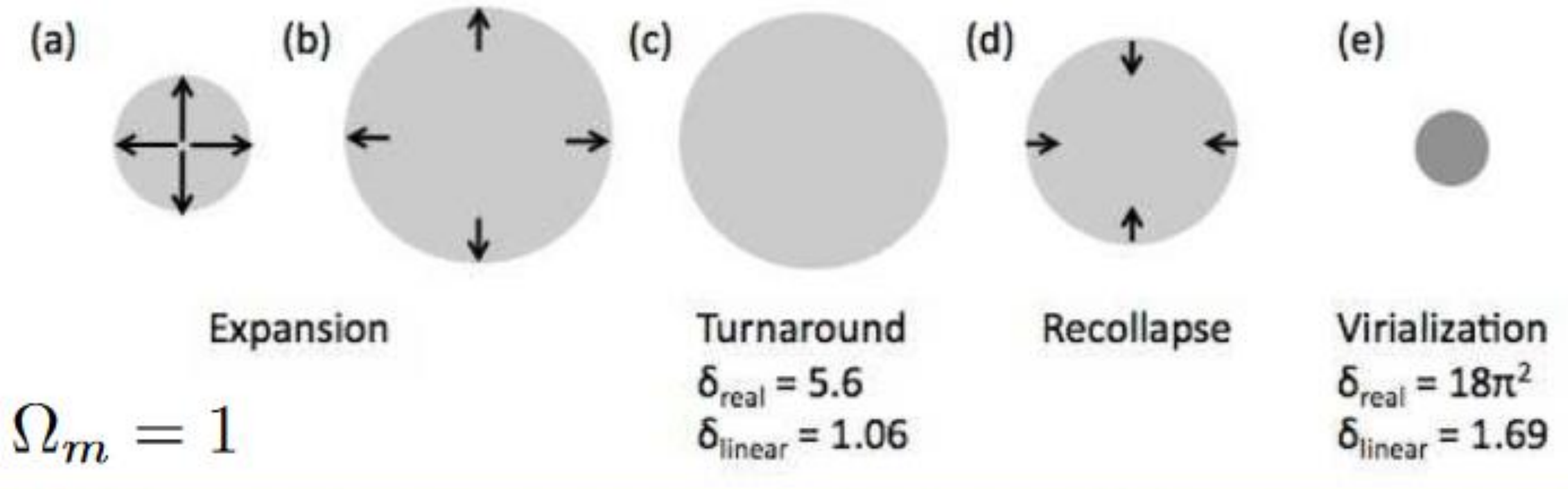
$A^3 = GMB^2$

$\mathbf{t_{vir} = 2\ t_{turn}}$



# Effondrement sphérique

$$1 + \delta = 9/2\ (\theta - \sin\theta)^2 / (1 - \cos\theta)^3$$




Il est intéressant de comparer avec les prédictions du modèle linéaire dans un Univers de Sitter ($\Omega \sim 1$)

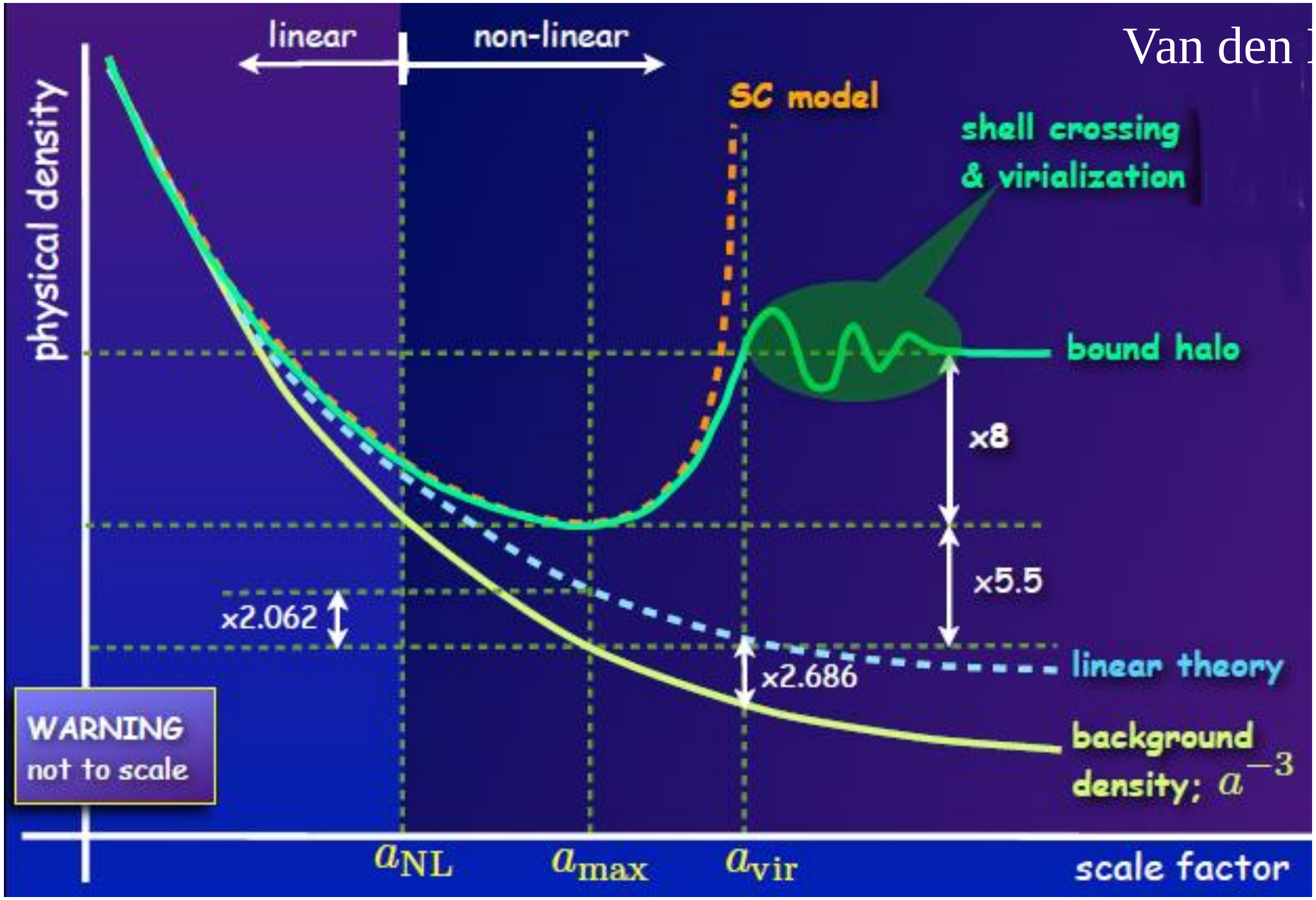
$\delta_{lin} \propto D(a) \propto a \propto t^{2/3}$

**Au temps de $t_{turn}$ $\delta_{lin}$= 1.06, non-lin = 5.55**

**Et au temps de la virialisation $\delta_{lin}$= 1.69, non-lin = 178**

# Effondrement non-linéaire

Utile d'identifier à quel moment les structures se virialisent, même si le traitement de la sphère homogène n'est pas très réaliste et le régime linéaire encore moins




Il existe aussi des théories analytiques basées sur **l'approximation de Zeldovich**

ou bien des Champs effectifs

# Formes des structures

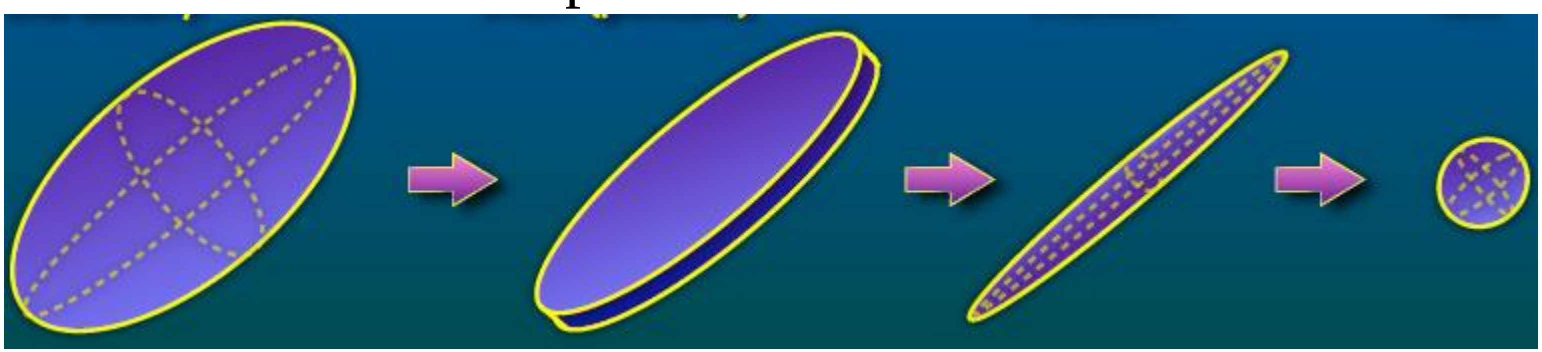
Approximation de Zeldovich; les particules continuent dans la direction de leur déplacement initial

$\mathbf{xx}(t) = \mathbf{xx}_i - c(t) \cdot f(\mathbf{x}_i)$

**Les trois axes s'effondrent à des vitesses différentes, correspondant à leur densité, ce qui accentue les plans, les filaments, les nœuds**

➔ **La gravité accentue les asymétries initiales ($t_{ff} \sim \rho^{-1/2}$)**

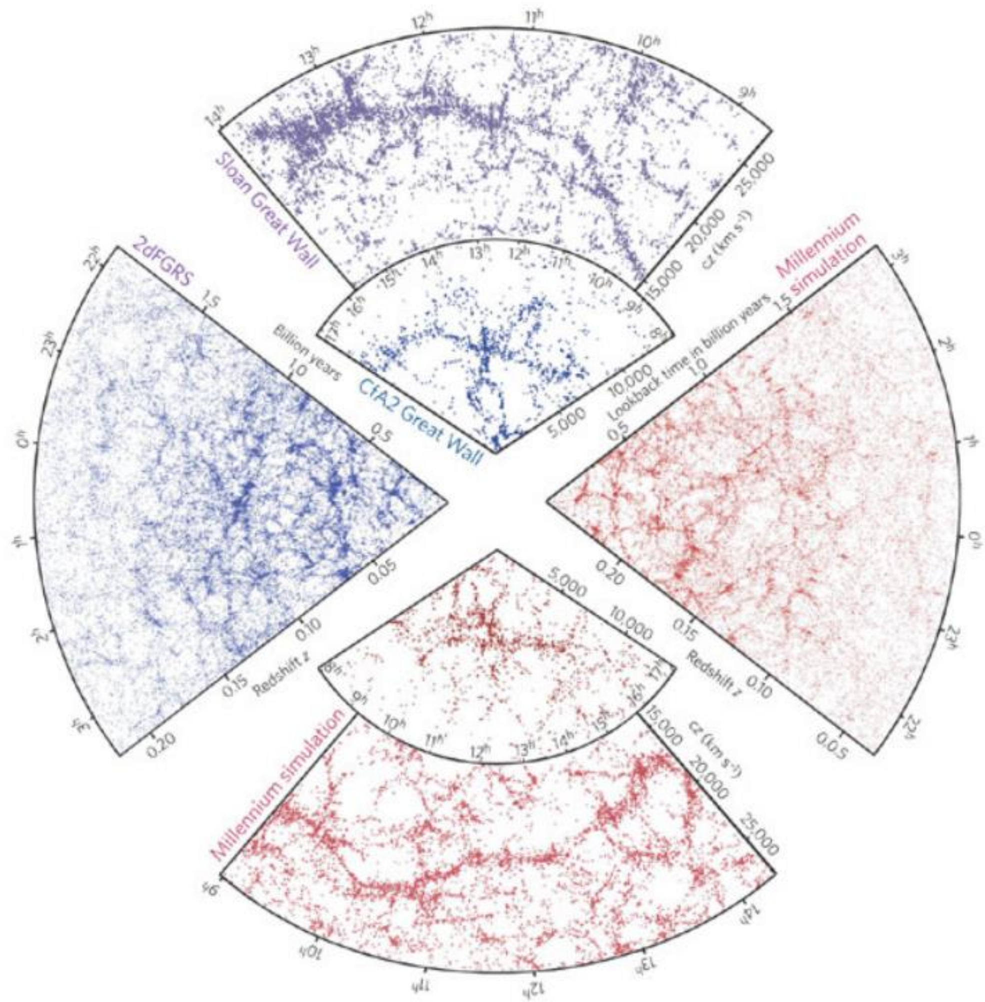
Sur-densité plan/mur filament noeud



Il est possible de généraliser le collapse de la sphère à celui du sphéroïde

# Cartographies de galaxies

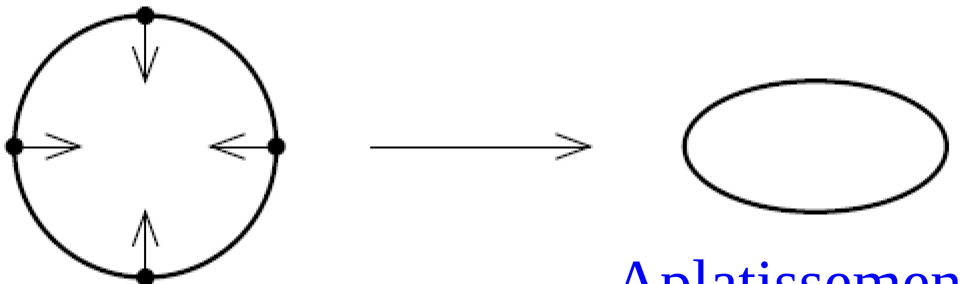
Versus
Simulations
CDM




**Les simulations** reproduisent bien les **structures à grande échelle**:
Web cosmique, les filaments, les murs, grands murs,
la structure des vides, la granularité des super-amas

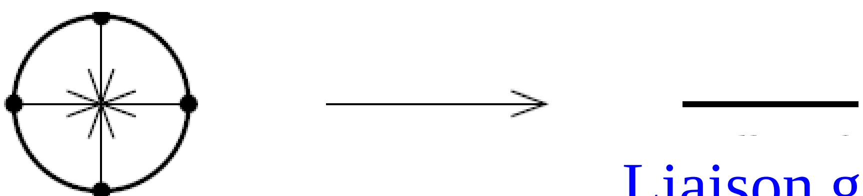
# RSD: Redshift-Space Distortions

Espace-Espace | Redshift-Espace



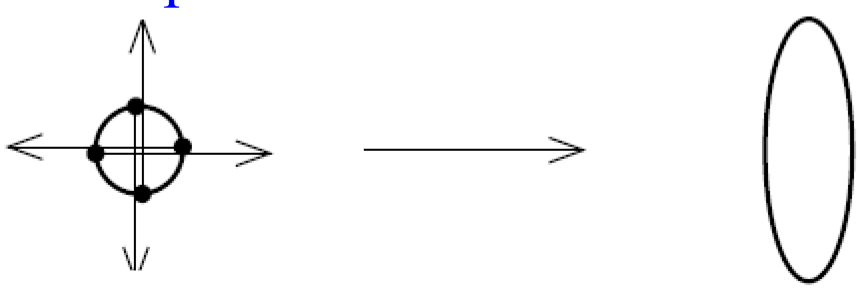
Aplatissement

Régime linéaire



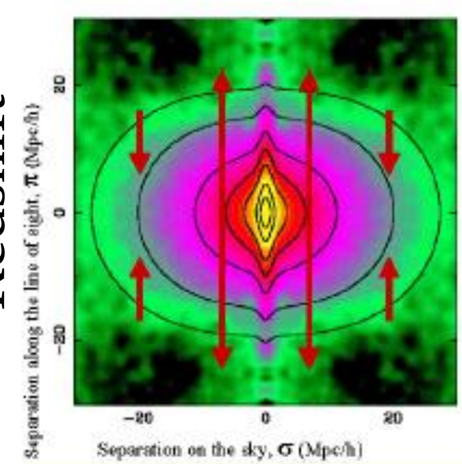
Liaison gravitationnelle

Fin d'expansion



Effondrement+$\Delta V$ | Doigt de Dieu

Redshift



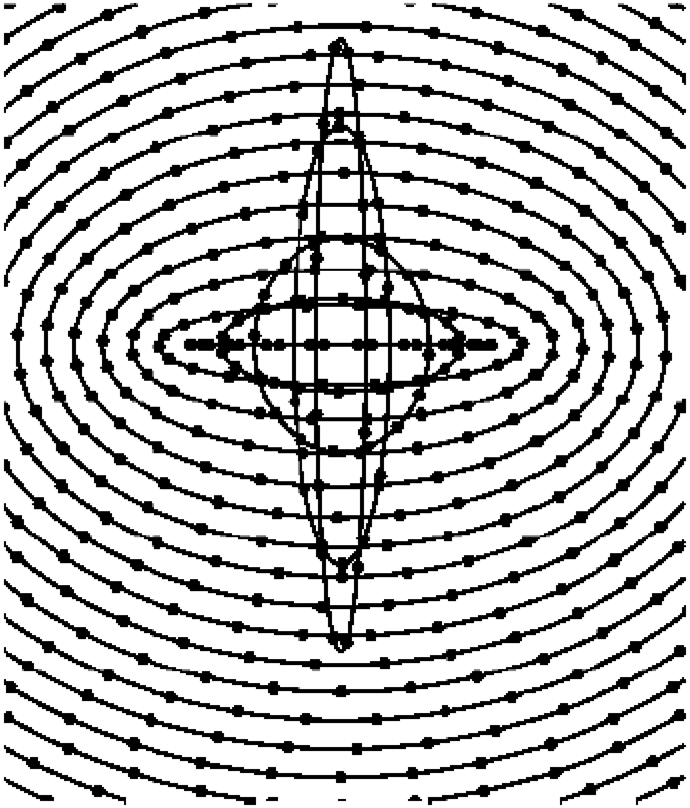

Espace

*2dF team 2001*

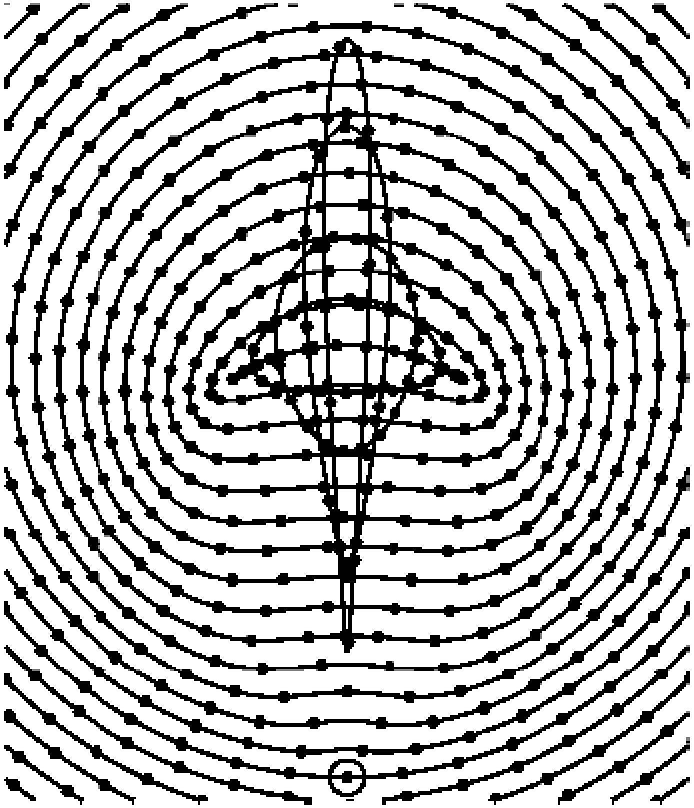
*Hamilton 1998*

# Effet de perspective

Observateur éloigné



Observateur proche



Calcul fait analytiquement. On s'arrête lorsque l'effondrement va jusqu'à $R_{turn}/2$

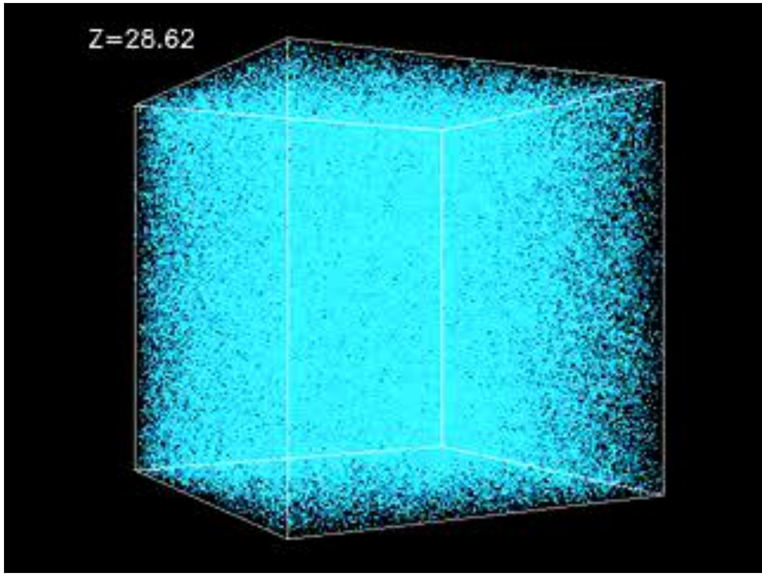
*Hamilton 1998, Kaiser 1987*

# Taux de croissance comme test de la gravité

Taux de croissance linéaire des structures

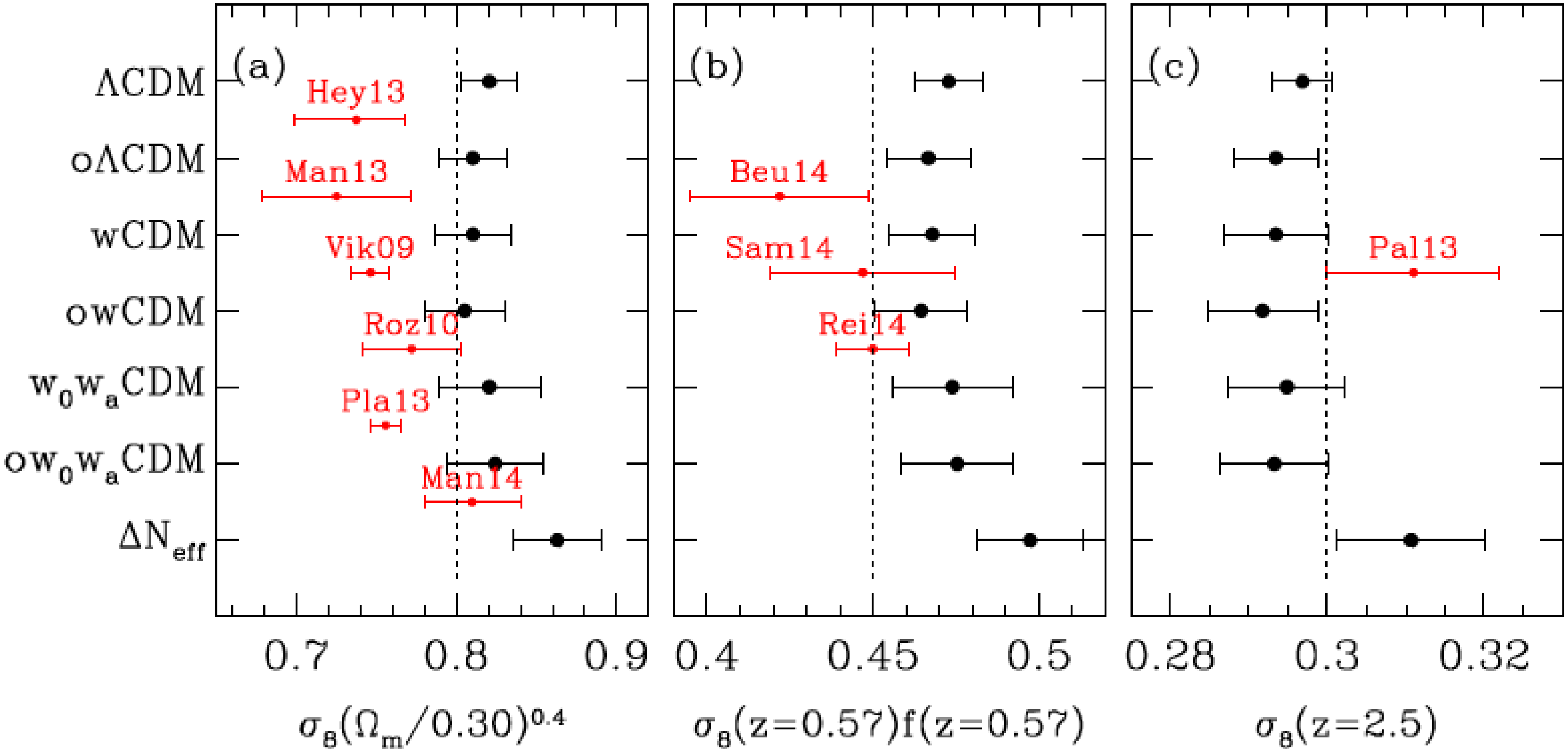
$$\frac{G(z)}{G_0} \approx \exp\left( - \int_0^z \frac{dz'}{1+z'} \left[\Omega_m (1+z)^3 \frac{H_0^2}{H^2(z)}\right]^{\gamma} \right) \quad , \quad \gamma \approx 0.55$$

$$\ddot{\delta} + 2H(t)\dot{\delta} = 4\pi G \langle \rho \rangle \delta$$




Taux de croissance $\gamma$ = dlog ($\delta$) /dlog (a)
La croissance produit des vitesses particulières ➔ RSD

Le taux de croissance sera mesuré par
1- lentilles faibles **(WL)** et tomographie
2- **Amas de galaxies** et « redshift-space distortions » **(RSD)**




**Points noirs:** amplitude et contraste des structures prédits dans les simulations, avec des paramètres variables, constraints par BAO+SN+CMB.

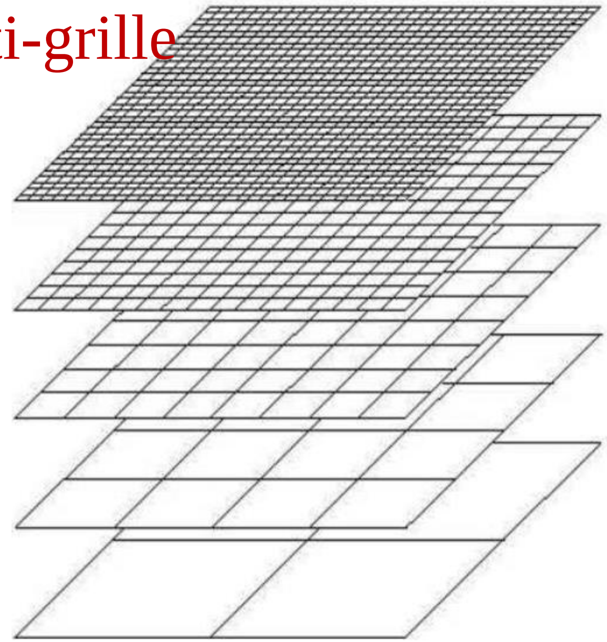
**Points rouges:** mesures avec les amas, les lentilles, RSD, spectre de puissance de la forêt Lyα

➔Extrapoler le taux de croissance à partir des conditions initiales du CMB sur-prédit les amplitudes à z=0

*D. Weinberg 2015*

# Simulations N-corps

Multi-grille



Calculer l'interaction entre N corps

Méthode directe: temps **croît comme N²**

N'est possible qu'avec $N=10^{4-5}$

Pour pouvoir aller jusqu'à $N = 10^{10-11}$

➔ Transformées de **Fourier** rapides, ou code en arbre (Tree-code)

Temps de calcul **en N logN**

*(Hohl 1975)*

$$\phi(x, y) = G \iint \frac{\sigma(x', y')}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \, dx' \, dy'$$

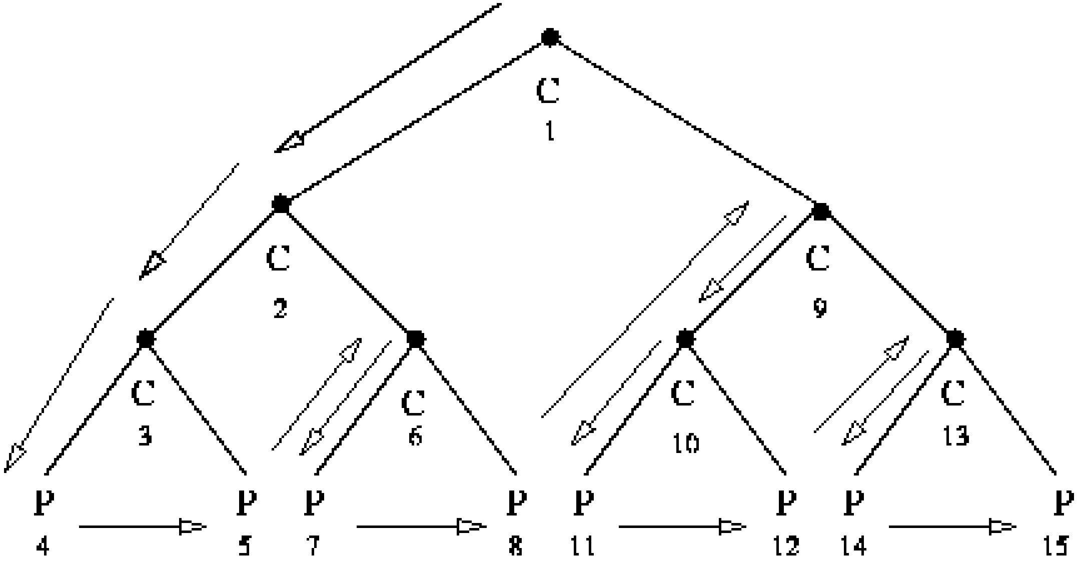
Le potentiel est la convolution de 1/r par la densité

A chaque dt, on calcule la TF de la densité, puis on multiplie dans l'espace de Fourier, la TF(1/r) et al TF(ρ) ➔ TF inverse

Softening $1/(r^2 + a^2)$, pour éviter la relaxation à 2 corps

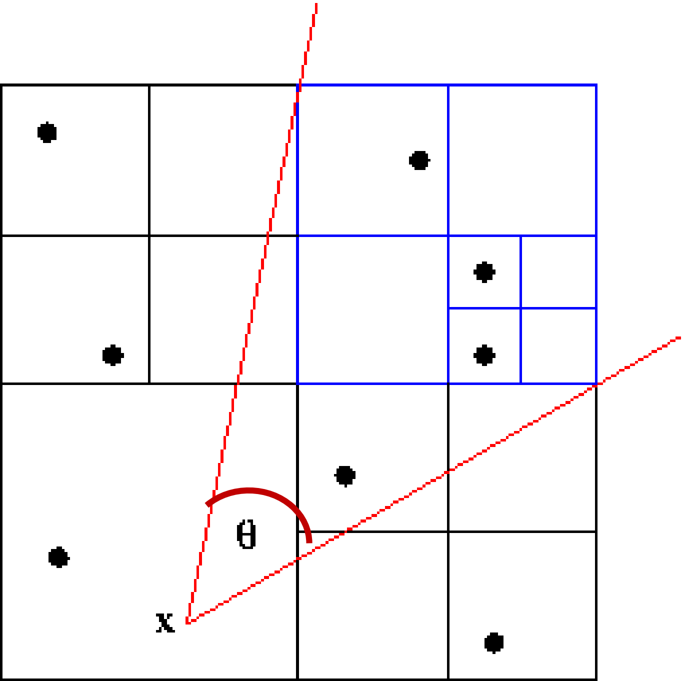
➔ Donne une idée de la résolution spatiale

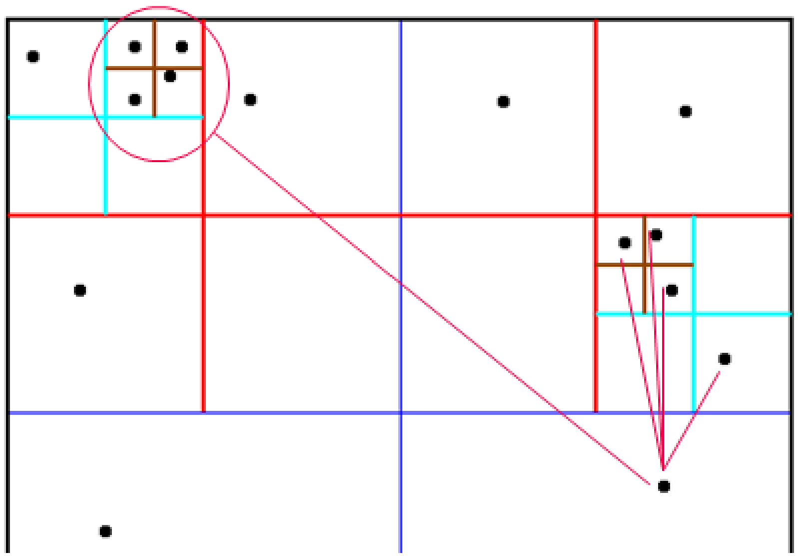
# Méthodes: Tree-code




Approx: monopole + quadrupole, selon critère d'ouverture $\theta$

Avantage: **pas de grille**
Résolution variable



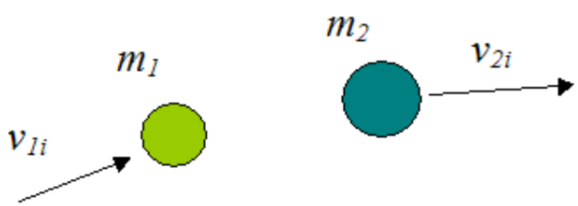



*Barnes & Hut (1983)*

# Hydrodynamique: collisions, SPH, AMR

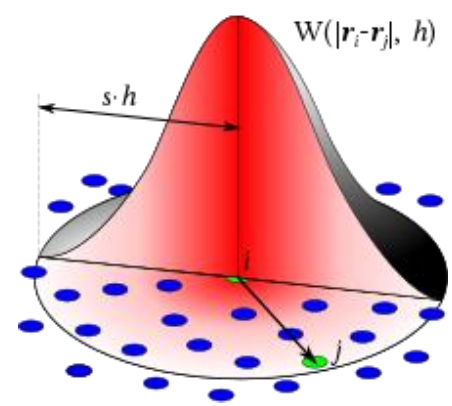
Pour l'hydrodynamique du gaz, l'essentiel est une faible dissipation

Collisions entre particules ("sticky-particules")
ou bien différences finies (code fluide, à grille)




Ou bien à résolution spatiale variable: **SPH**
"**Smoothed Particules Hydrodynamics**" (Lucy & Monaghan 1977)

Principe: fonction noyau (ou poids, weight **W( r ))**
dont la taille est variable, et doit contenir un nombre ~fixe de voisins

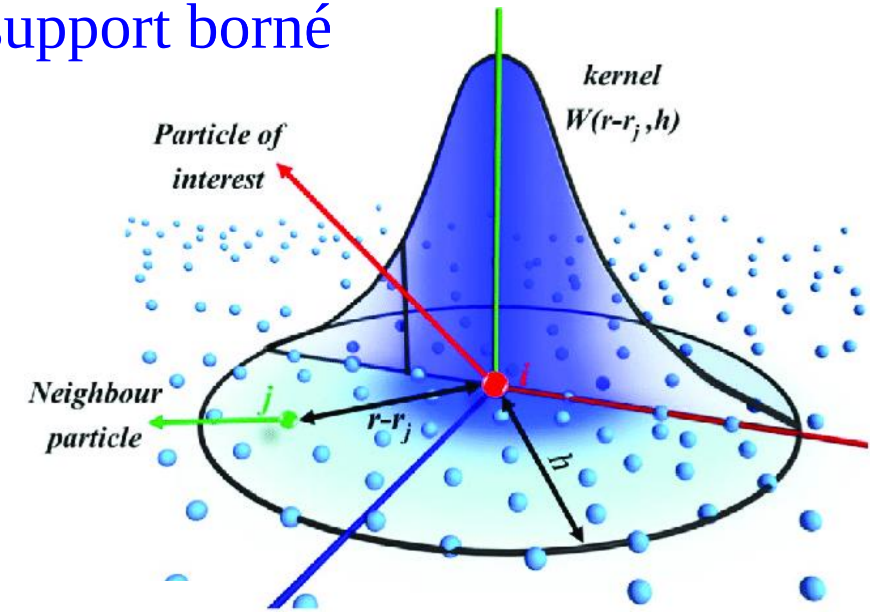



On calcule la densité en moyennant
sur les voisins **(30-50 voisins)**
et toutes les autres quantités et dérivées de même

# Technique « SPH » de convolution

$$\langle f(\mathbf{r})\rangle = \int f(\mathbf{r}')W(\mathbf{r}-\mathbf{r}';h)d^3r',$$

Avec noyau W( r ) normalisé à 1, et à support borné




Evaluation de toute quantité:

$$\langle f(\mathbf{r})\rangle = \sum_{j=1}^{N} f(\mathbf{r}_j)W(\mathbf{r}-\mathbf{r}_j;h)\frac{m_j}{\rho_j},$$

Ou dérivée

$$\langle \nabla f(\mathbf{r})\rangle = \sum_{j=1}^{N} f(\mathbf{r}_j)\nabla W(\mathbf{r}-\mathbf{r}_j;h)\frac{m_j}{\rho_j}.$$

Symétrisation des termes de pression, etc…

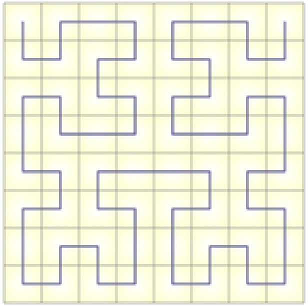
$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_i}{\mathrm{d}t} = -\sum_{j=1}^{N} m_j\left(\frac{P_i}{\rho_i^2}+\frac{P_j}{\rho_j^2}\right)\nabla W_{ij}$$

# AMR: Adaptive Mesh Refinement

**AMR: Méthode sur grille fixe, Eulérienne**
Ne suit pas les particules
Gravité: **Transformées de Fourier**, PM (Particle-Mesh)
Et aussi **Code Multi-grille**
Résolution variable, s'adapte aux régions les plus denses

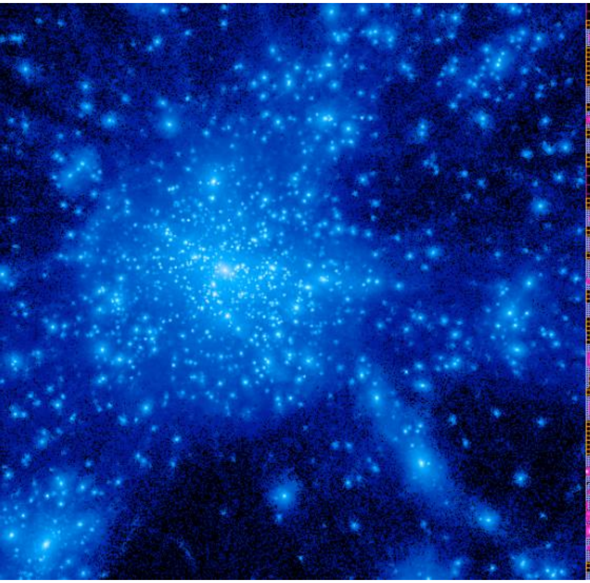
**Hydro:** Conditions de saut à vérifier pour tous les chocs
Suit beaucoup plus finement les ondes de choc

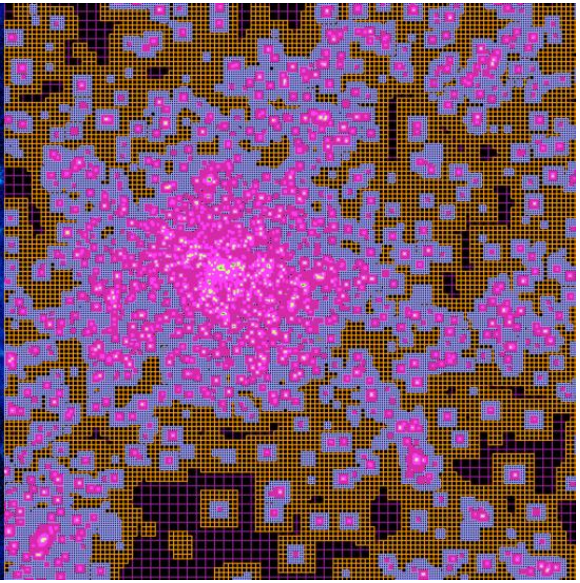
Difficile d'anticiper les mouvements supersoniques
(non-invariance galiléenne)

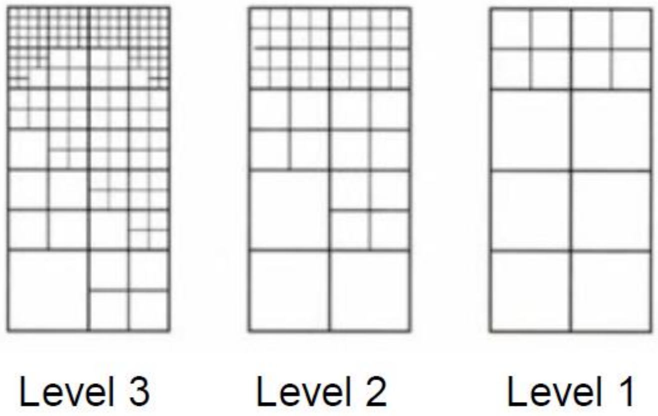


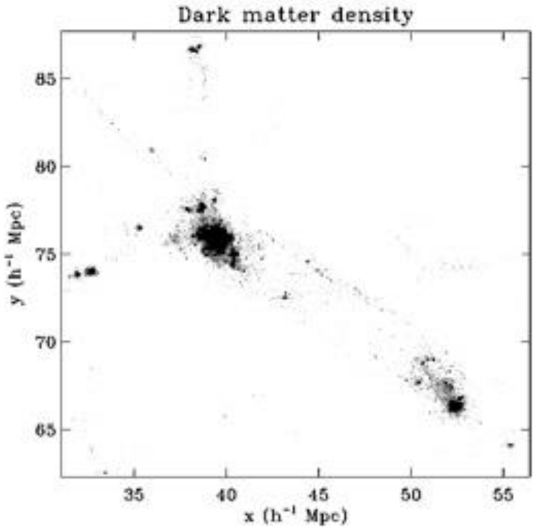
Parallélisation
Peano-Hilbert

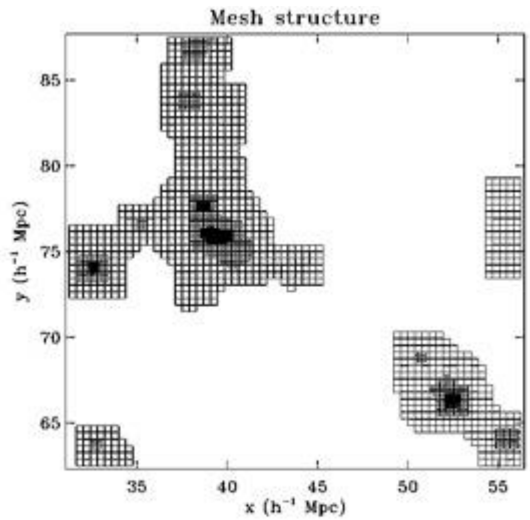
# Divers niveaux de raffinement







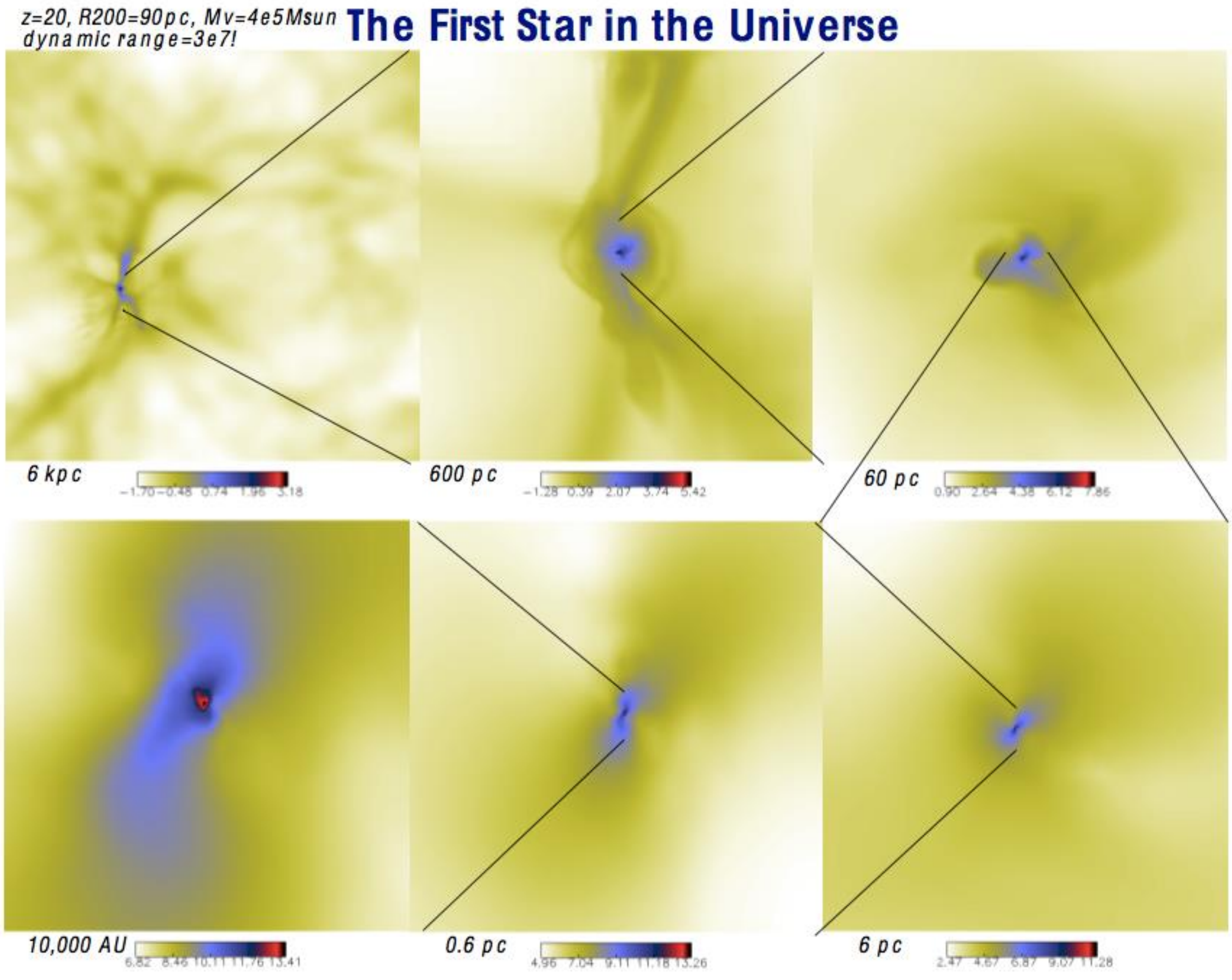




Jusqu'à 25 niveaux, $2^{25}$= 3 $10^7$

Grande dynamique d'échelle

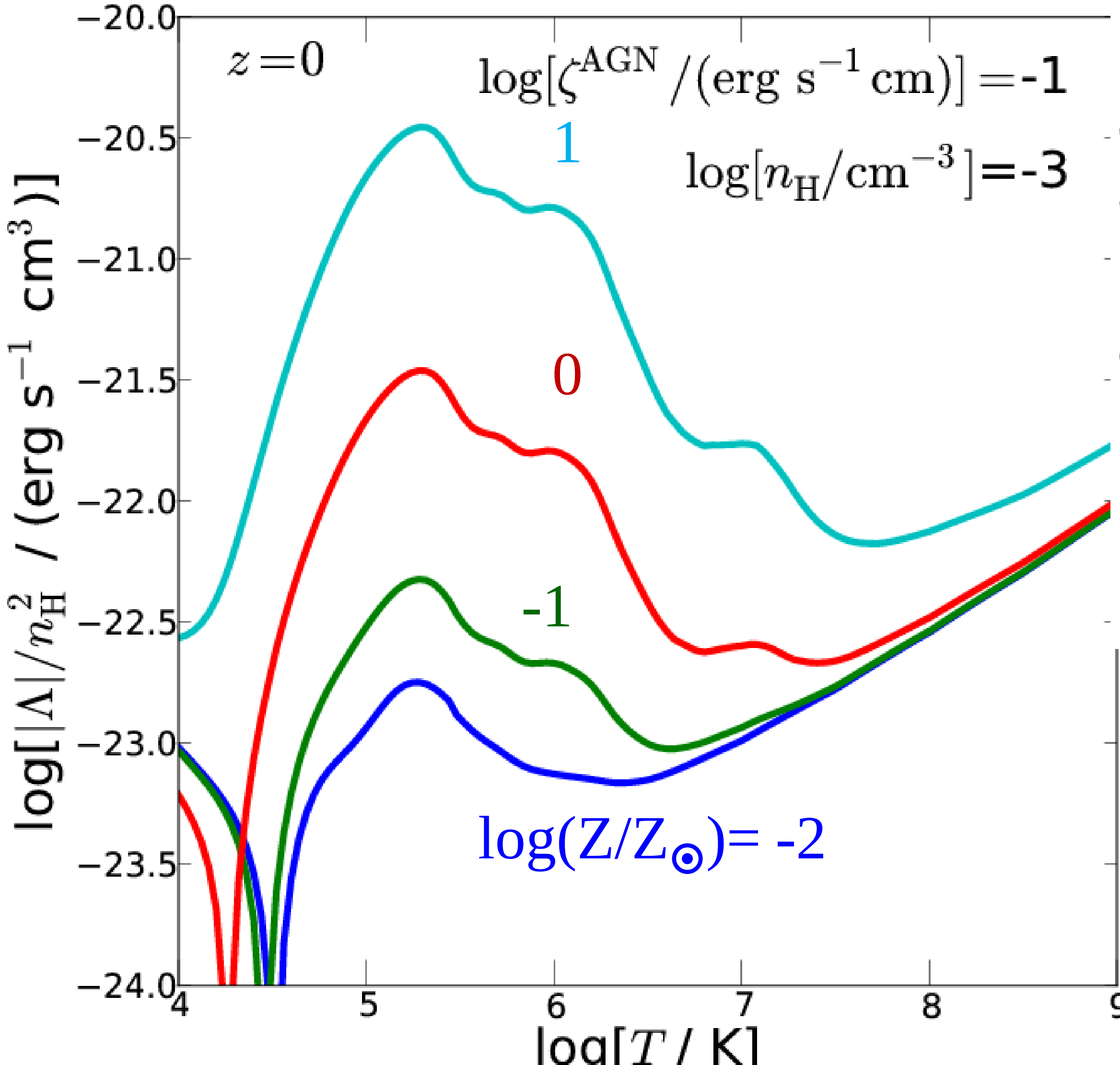
*Teyssier, 2013*

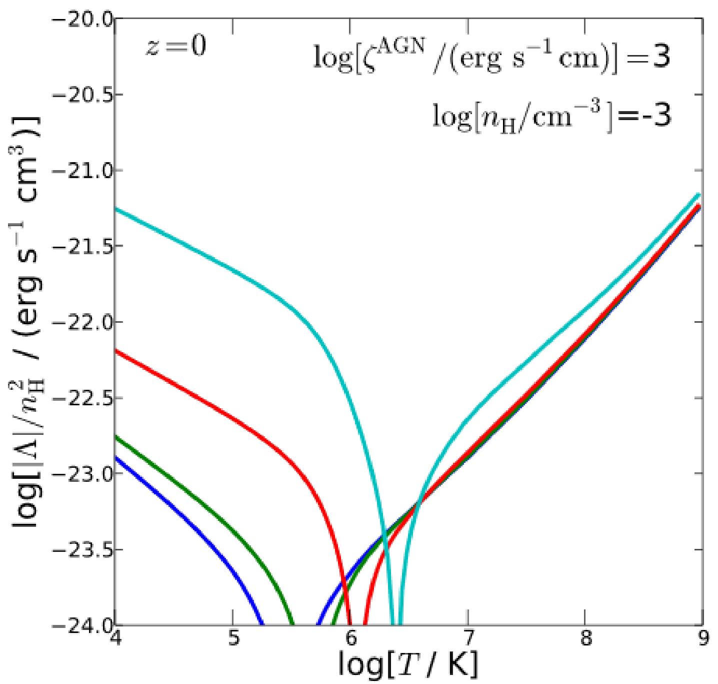
# Zoom possibles sur les premières étoiles



# Refroidissement -- Chauffage

Efficacité du refroidissement versus métallicité Z (Vogelsberger et al 2013



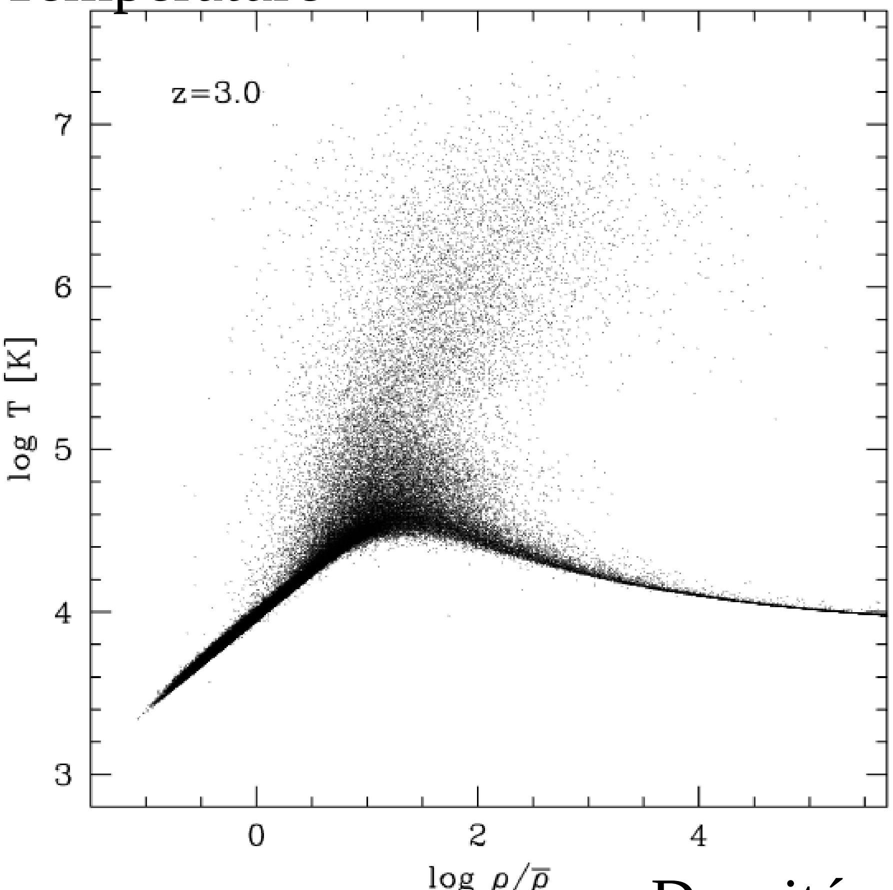

Refroidissement réduit avec ionisation du rayonnenent de l'AGN proche d'Eddington

# Conditions physiques du gaz

Deux possibilités: gaz chauffé et virialisé, puis refroidissement

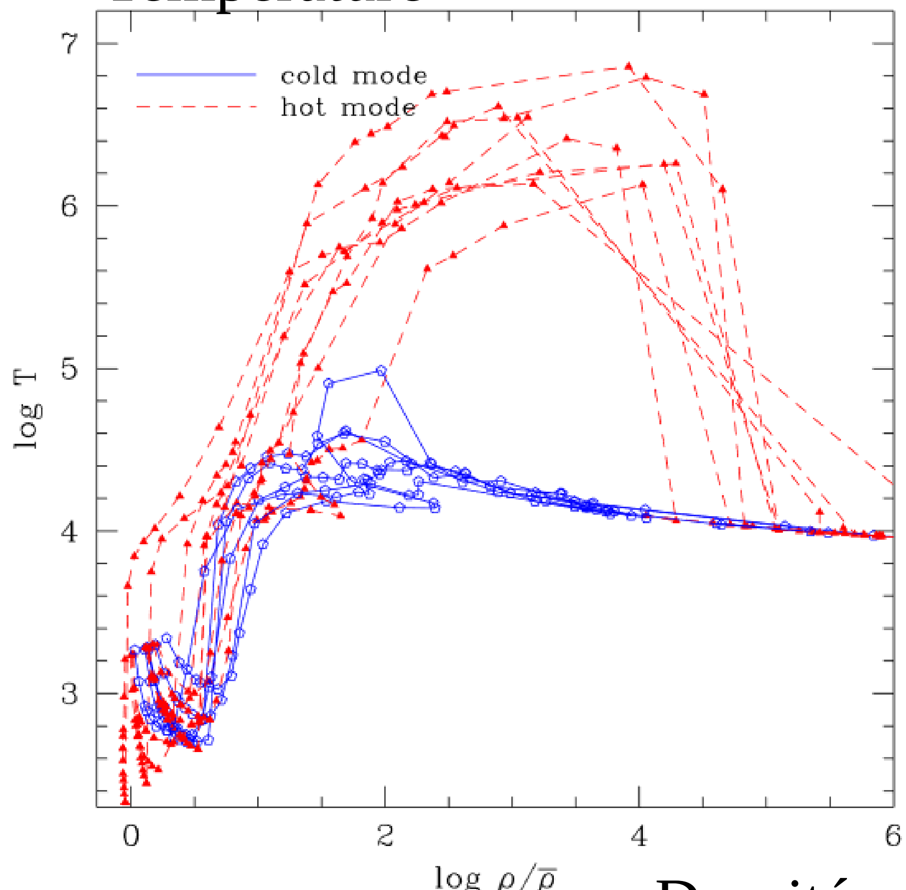
Ou flots de gaz froid

Température




Densité

Température

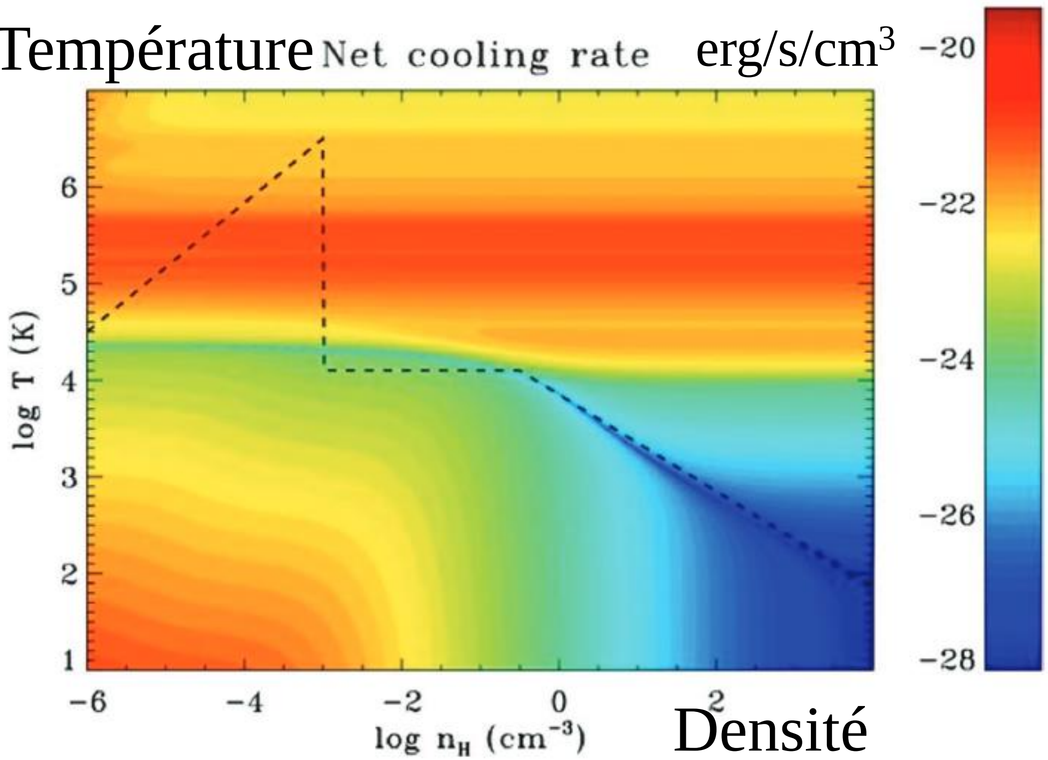



Densité

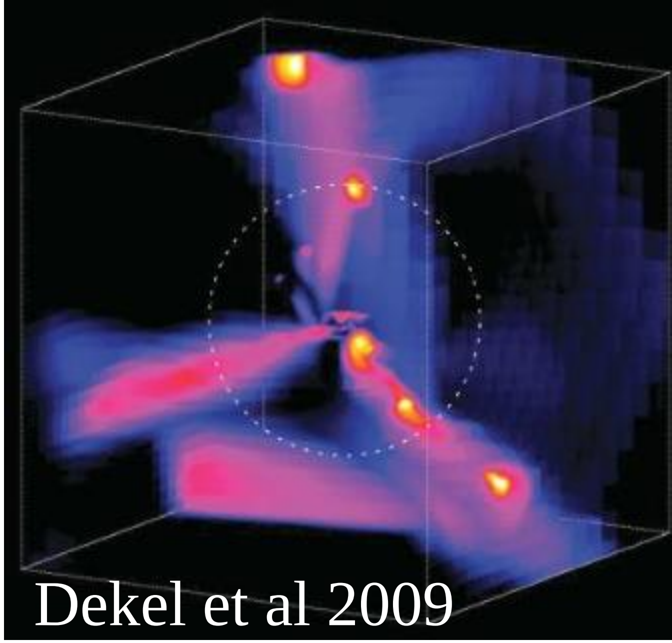
*Keres et al 2005*

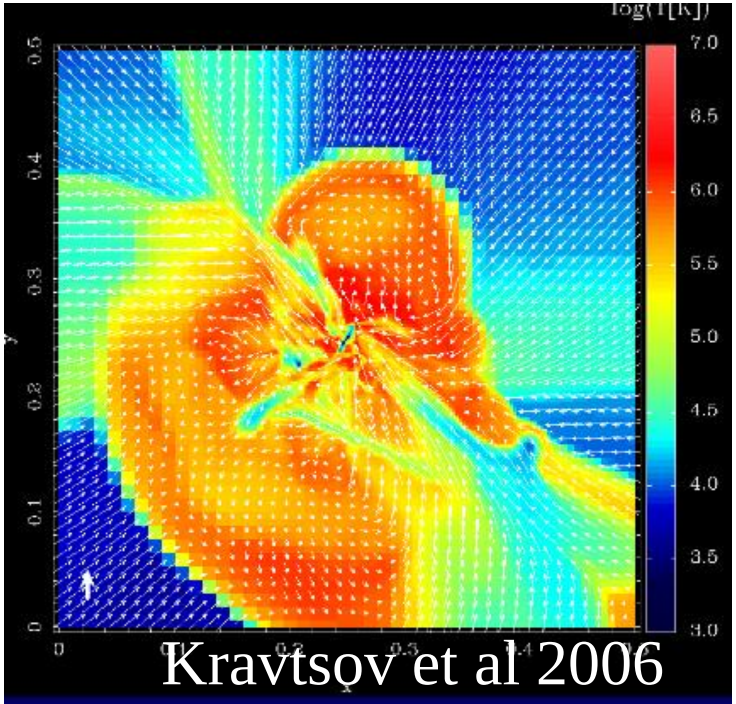
# Equation d'état du fluide

Gaz diffus, très chaud, T ~n
Puis gaz isotherme, rayonne
Gaz froid et dense, neutre, HI, $H_2$
Nécessaire de **fixer un plancher**



*Bournaud et al 2010*

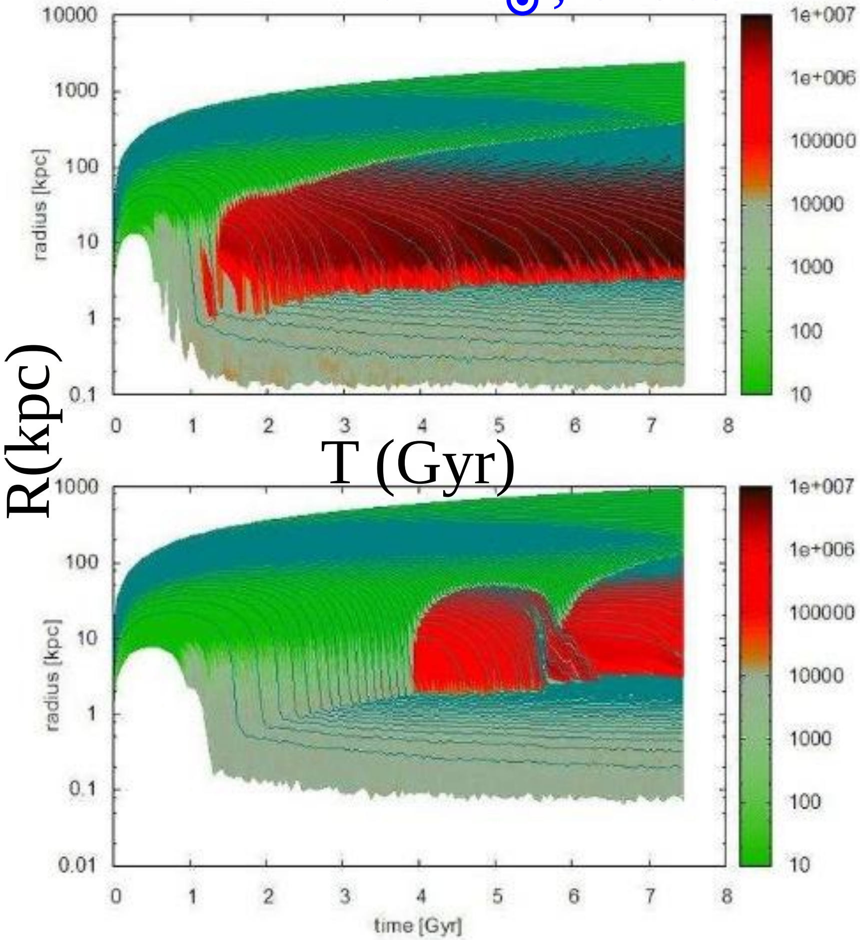

Dekel et al 2009



Kravtsov et al 2006

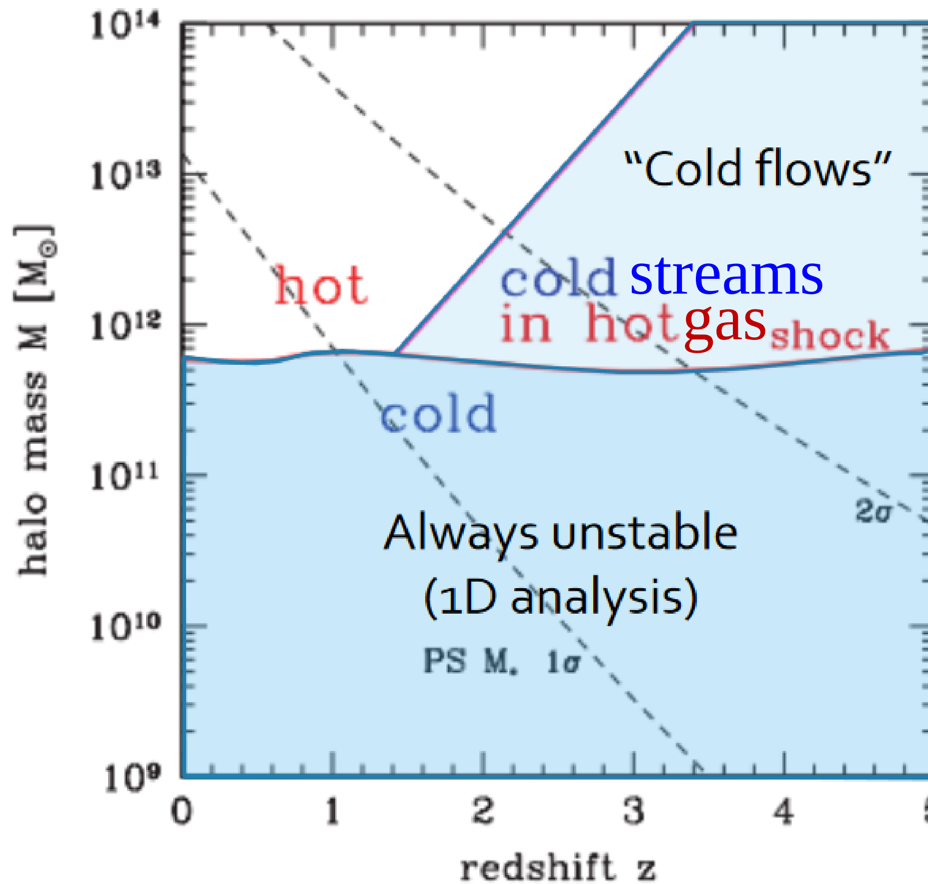
# Accrétion froide?

Mh>$10^{12}M_{\odot}$ , chocs




Mh<$10^{12}M_{\odot}$

*Dekel & Birnboim 2005*



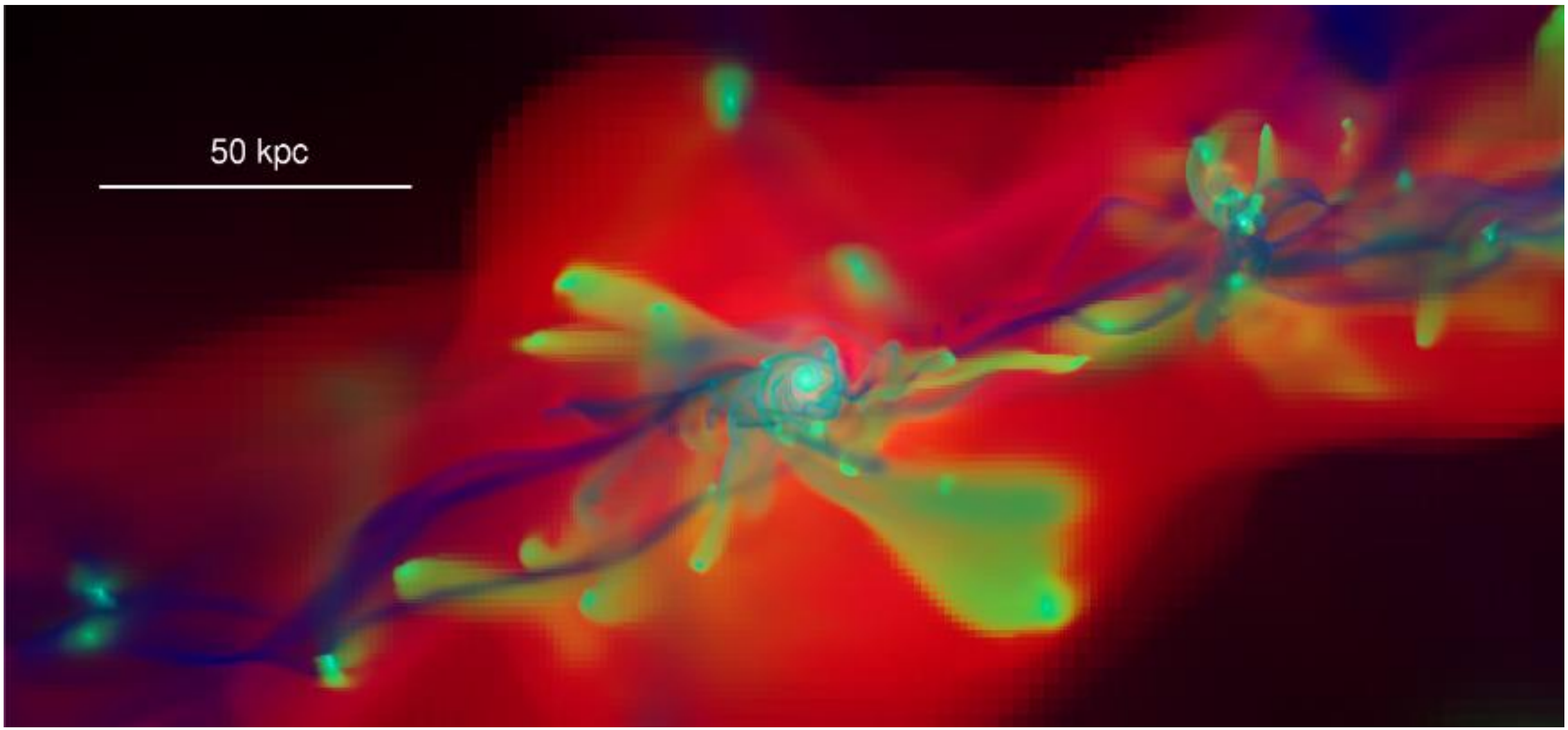

Puits de potentiel profond ➔ chocs

Dépend de la masse du halo

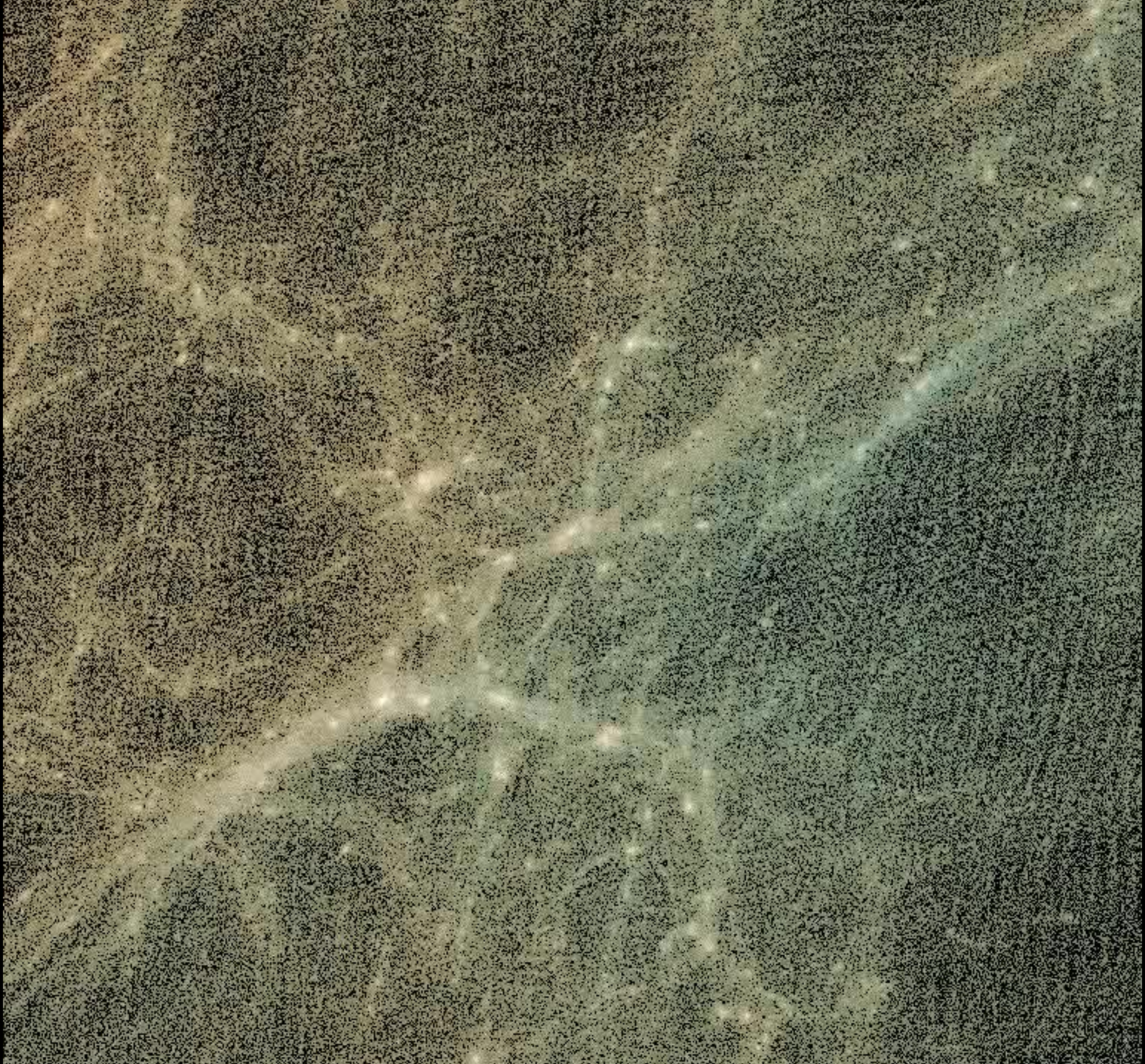
Peut arrêter l'accrétion de gaz

# Formation des galaxies par accrétion

Rouge= température  Vert= métallicité  Bleu = densité
Accrétion de gaz froid sur les galaxies, puis feedback, enrichissement




Agertz et al 2009

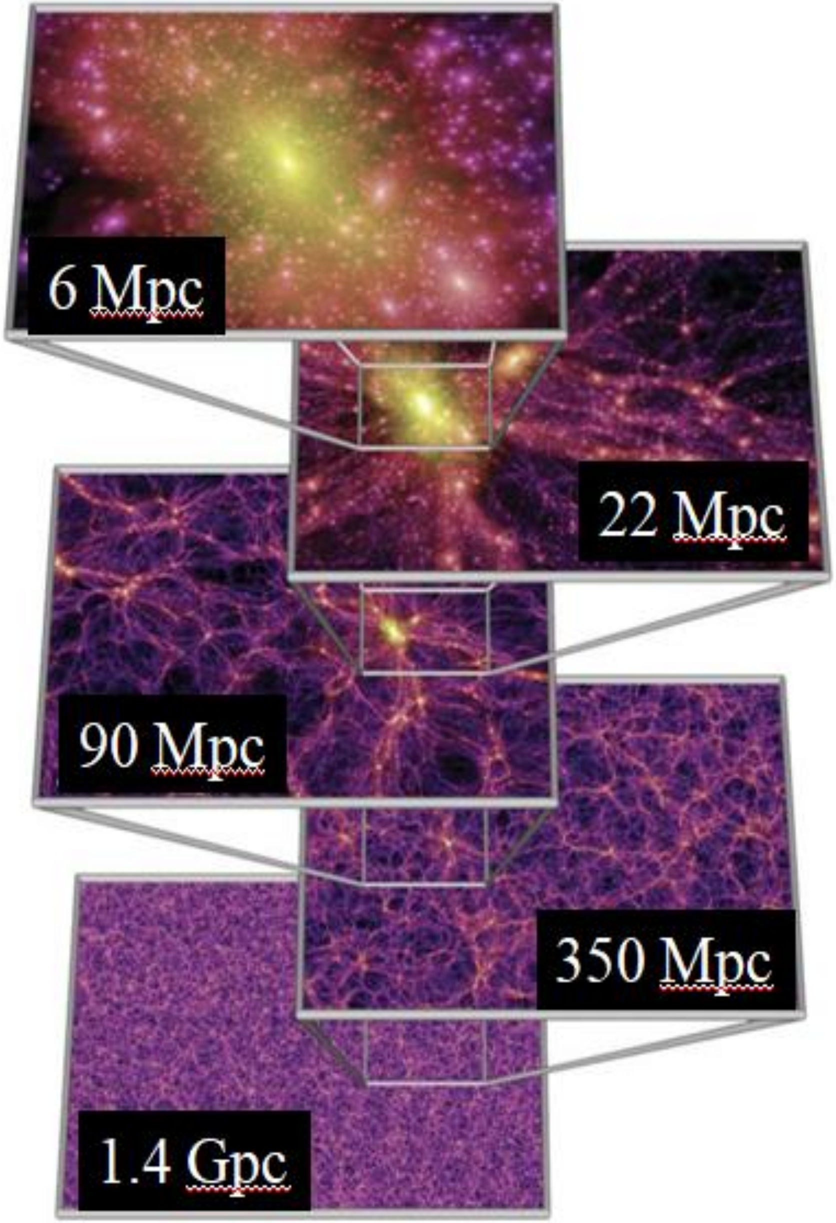


# Structure du web cosmique

Anisotropies des structures,
-- autour des noeuds
--filaments très allongés (1D)
-- murs, crêpes, grands murs (2D)

Caractère multi-échelle
grande dynamique de densité, échelle
Sur-densités dans les amas, groupes
Sous-densités dans les vides

Connectivité spatiale complexe
réseau, toile d'araignée, squelette
➔Toile cosmique



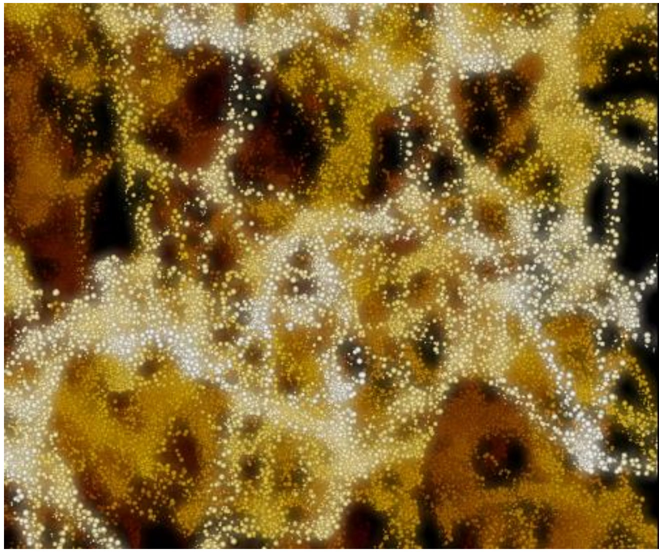
# Structure fractale et Univers

Les galaxies ne sont pas distribuées de façon homogène mais suivent une **hiérarchie**
Les galaxies se rassemblent en groupes, puis amas de galaxies, eux-mêmes inclus dans des **superamas** (Charlier 1922, Shapley 1934, Abell 1958).

En 1970, de Vaucouleurs propose une loi universelle

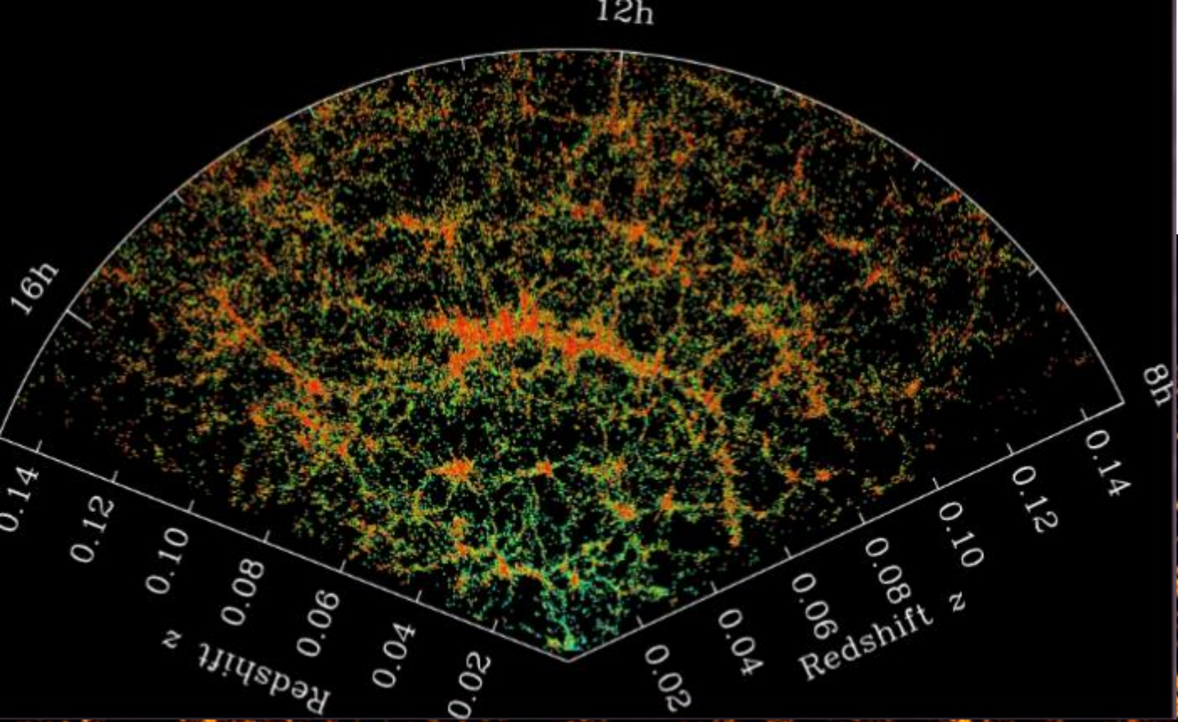
**Densité $\propto$ taille $^{-\alpha}$ avec $\alpha$ = 1.7**

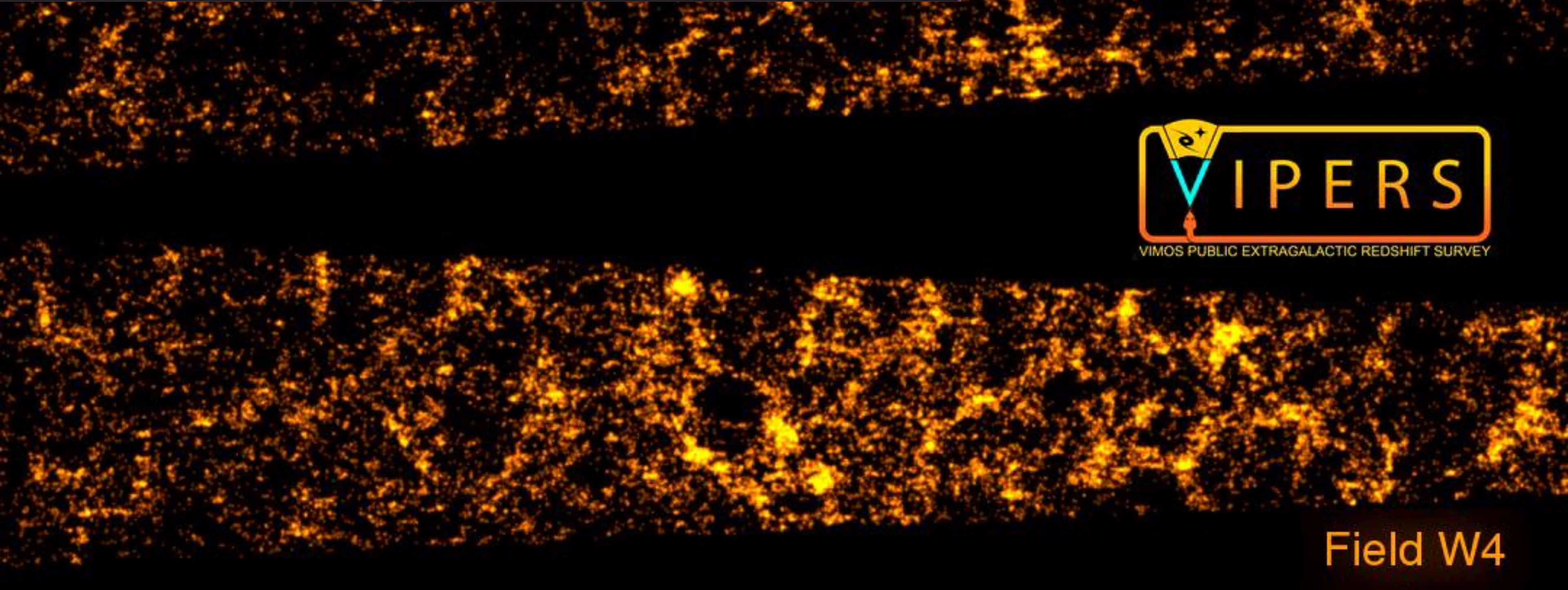
Benoît Mandelbrot en 1975: choisit le nom de « fractal » pour ces structures, qui représentent bien l'Univers
➔Régularité qui se trouve dans l'irrégularité et le chaos



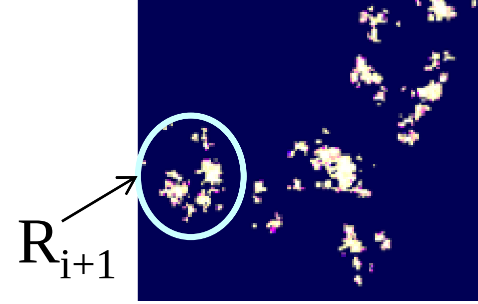
Portion d'univers reconstruit par un fractal

# Structure filamentaire



# Paradoxe d'Olbers (1823)



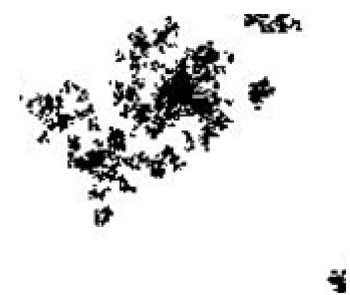

Pourquoi le ciel est noir?

Dans l'Univers hiérarchique de Charlier, la condition était

$$R_{i+1}/R_i > N_{i+1}$$

Ou bien dans le langage des fractals $D \leqq 1$

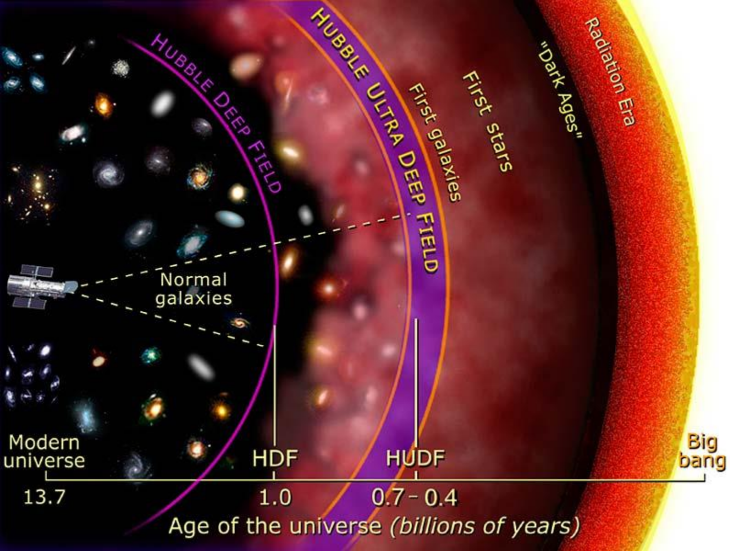
puisque $(R_{i+1}/R_i)^D = N$



Projection de fractals avec $D \geqq 2$ ➔ projection dim=2

Pour que les galaxies ne remplissent pas la surface du ciel, il suffit que la dimension fractale soit inférieure à 2

En fait, le paradoxe est aujourd'hui résolu par l'expanion de **l'Univers (décalage vers le rouge), et le Big-Bang (temps fini)**




# Principe cosmologique

Après Copernic, on ne pense plus qu'il existe des positions privilégiées

Pourtant, la densité a l'air de décroître tout autour de nous (de la Voie lactée, au groupe local, amas, superamas)

Principe cosmologique: isotropie et homogéneité
L'Univers est parametré selon ce principe
par une métrique et un référentiel bien identifié

A-t-on atteint l'échelle d'homogénéité dans les observations?

Fonction de corrélation à deux points: loi de puissance $\gamma = 1.7$
$\xi(r) \propto r^{-\gamma}$ (Peebles 1980, 1993)

Quelle est **l'échelle de coupure** du fractal?
100 Mpc, 500 Mpc?

Fonctions de corrélation: formalisme mal adapté
car utilise une densité moyenne
$$\mathbf{dP = n^2(r)\ [1 + \xi(r)]\ dV1\ dV2}$$

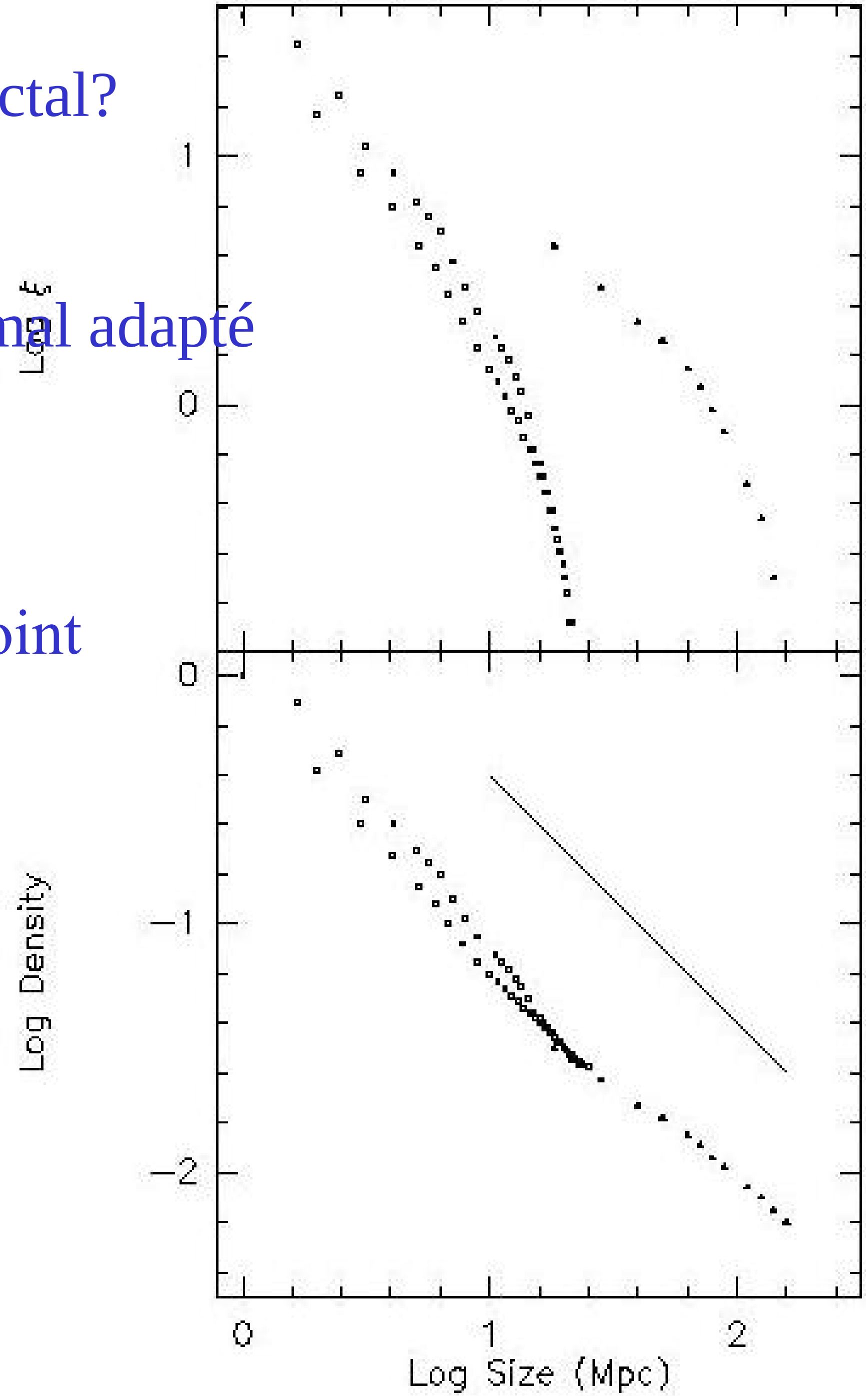
Il faut utiliser la densité autour d'un point occupé

$$\boldsymbol{\Gamma(r) \propto r^{-\gamma}}$$

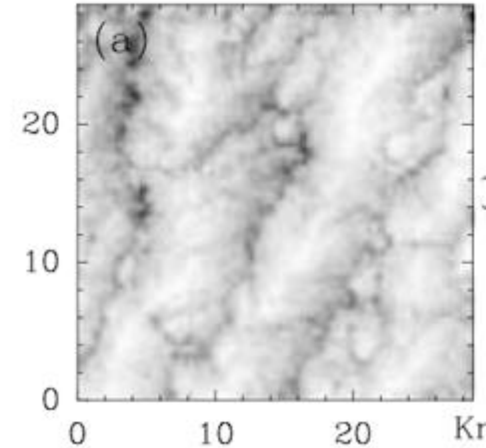
Dans ce cas, pente $\gamma = -1$
Correspondant à D = 2

$$\mathbf{M(r) \sim r^2}$$

*Pietronero et al 1997*

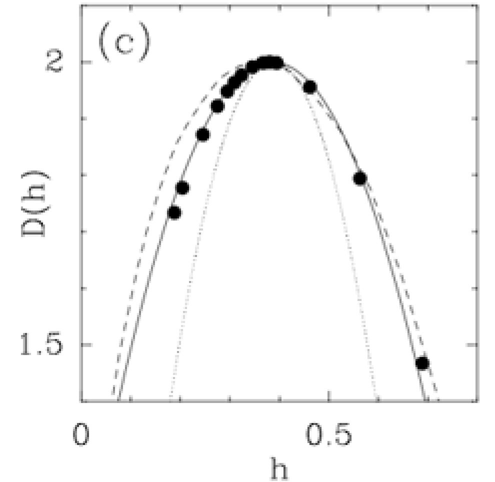


# Distribution Multi-Fractale




Distribution continue d'exposants, suivant l'échelle qui assure la transition vers l'homogénéité D=3

L'échelle de transition vers l'homogenéité serait autour de **300 Mpc et $10^{17}$ $M_\odot$** , grands superamas

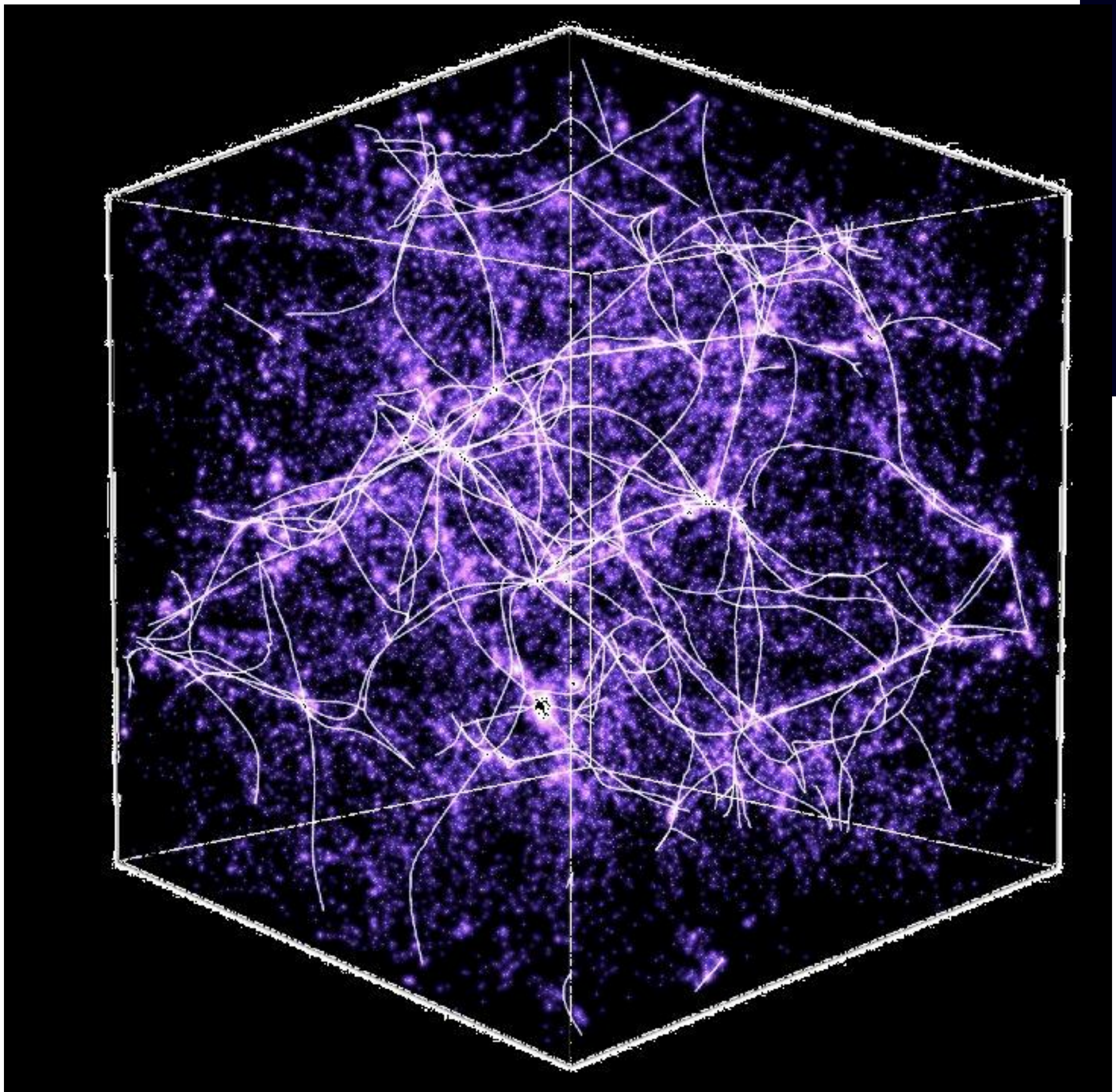


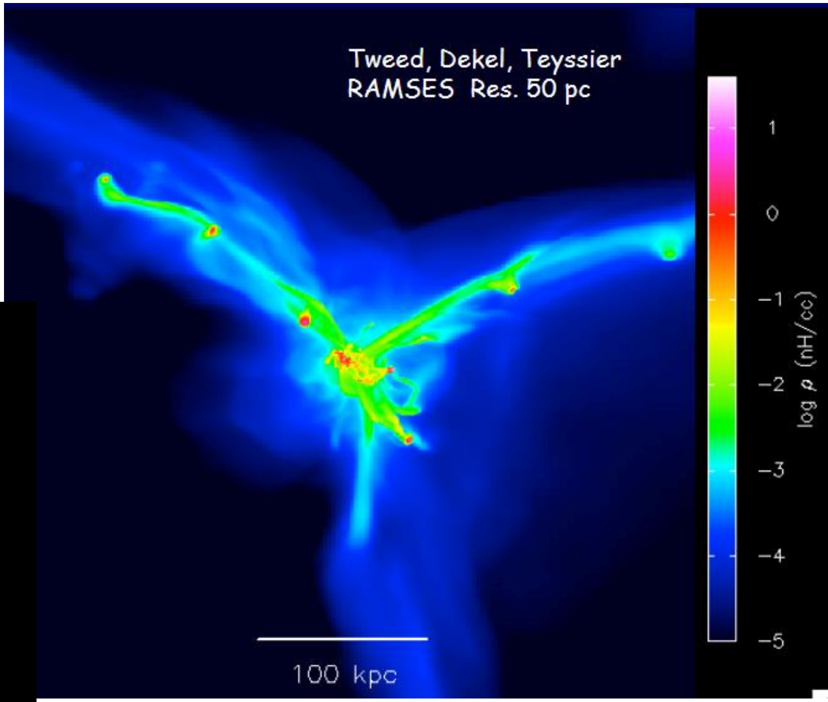

Le fractal s'étend sur 3 ordres de grandeur en échelle et 5 en masse

Des structures de plus en plus grandes se découplent de l'expansion

➔Le fractal accroît sa hauteur dynamique, entre échelle maximum et minimum

# Filaments et squelette

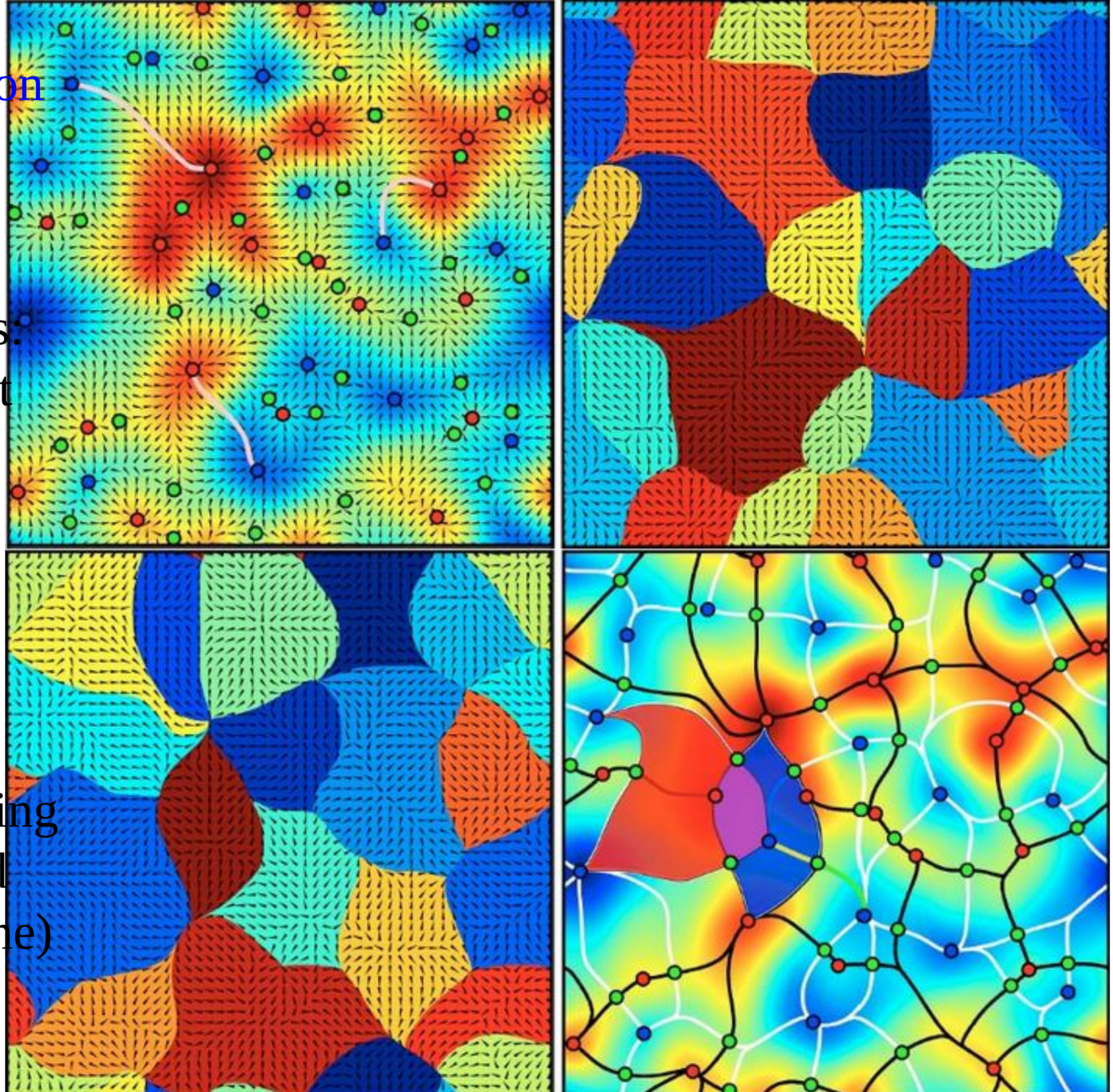





En général, à la croisée des filaments, groupes de galaxies, ou Galaxies

➔ 3 ou 4 filaments

Definition
maxima
minima
saddle
Vecteurs:
Gradient



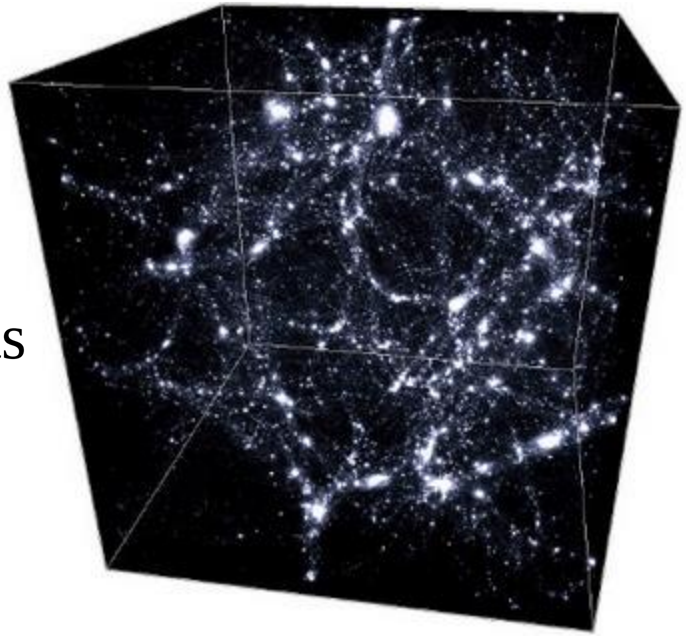
Ascending
Manifold
(vallée)

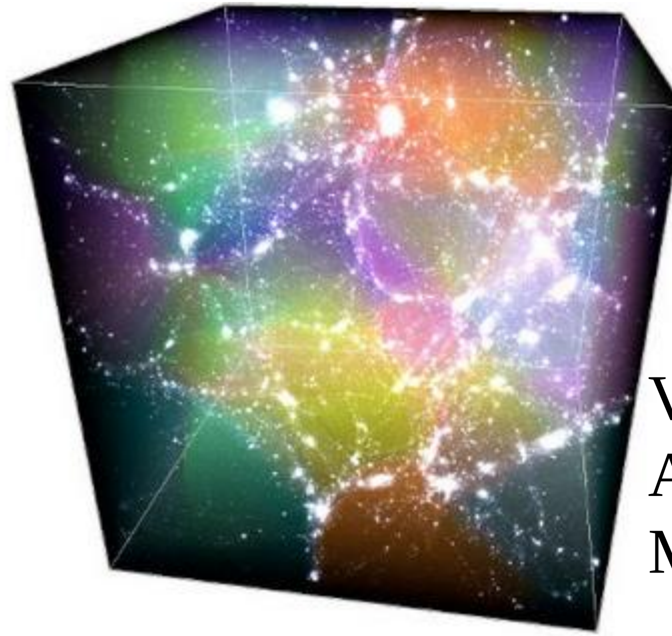
Morse-
Smale

Descending
Manifold
(montagne)

Tesselation
en cellules
Lignes
integrales
Point
Critique:
Zero
gradient

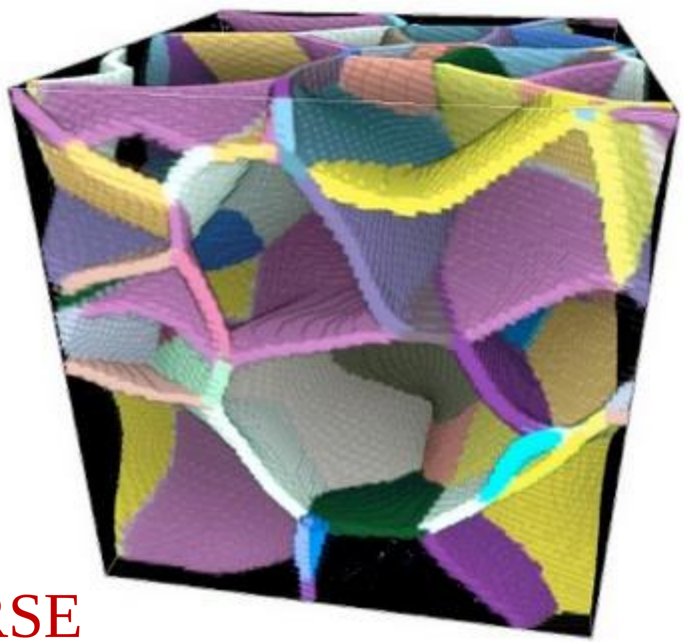
Filaments





Vides:
Ascending
Manifolds

Murs

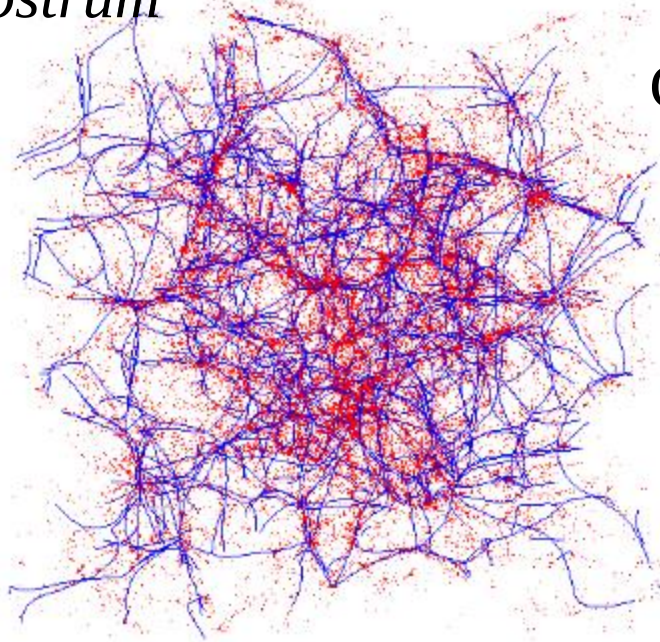


Squelette

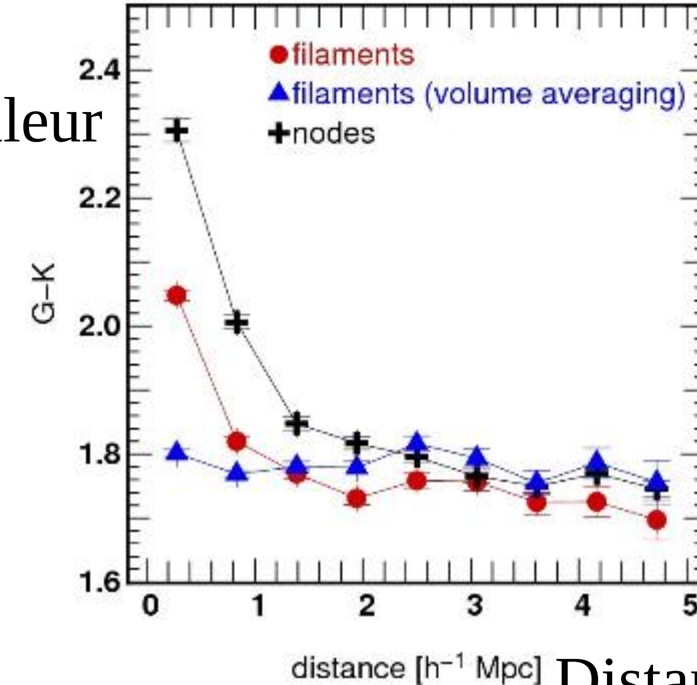
DISPERSE
Thierry Sousbie

*Mare Nostrum*

Lissage
8 Mpc



Couleur

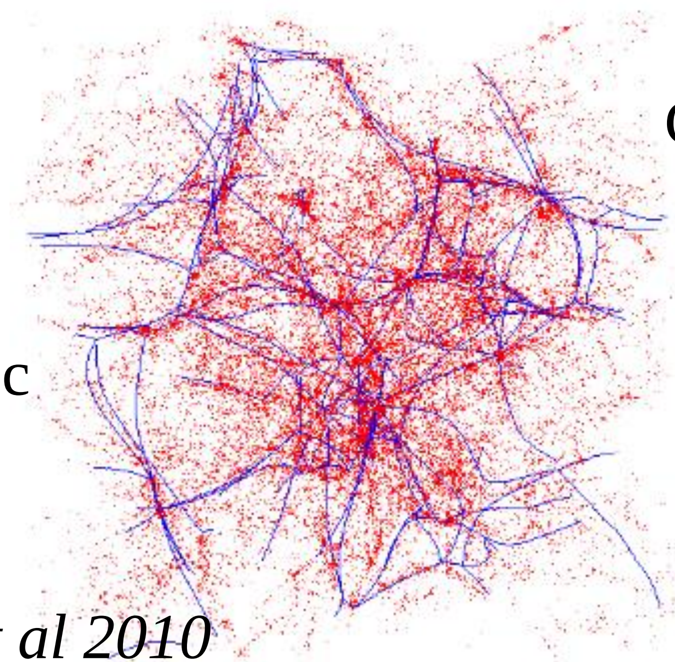



Rouge

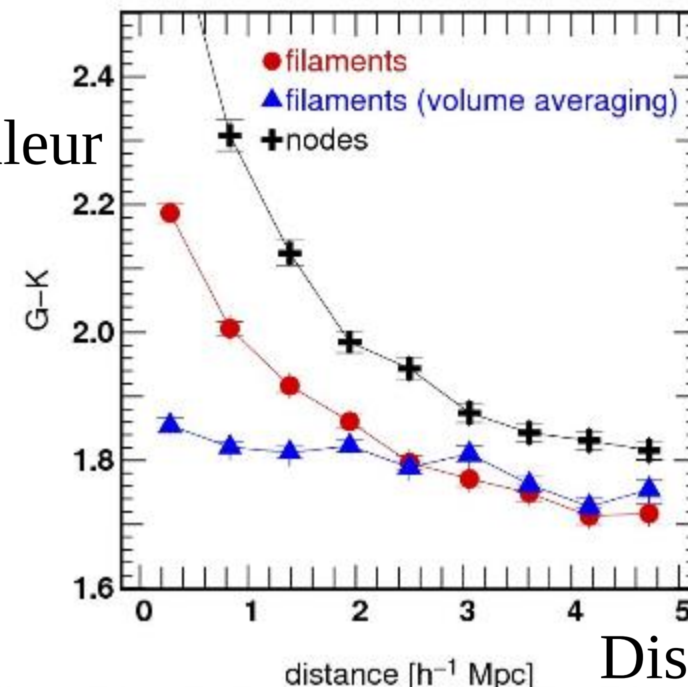
Bleu

Distance

16 Mpc

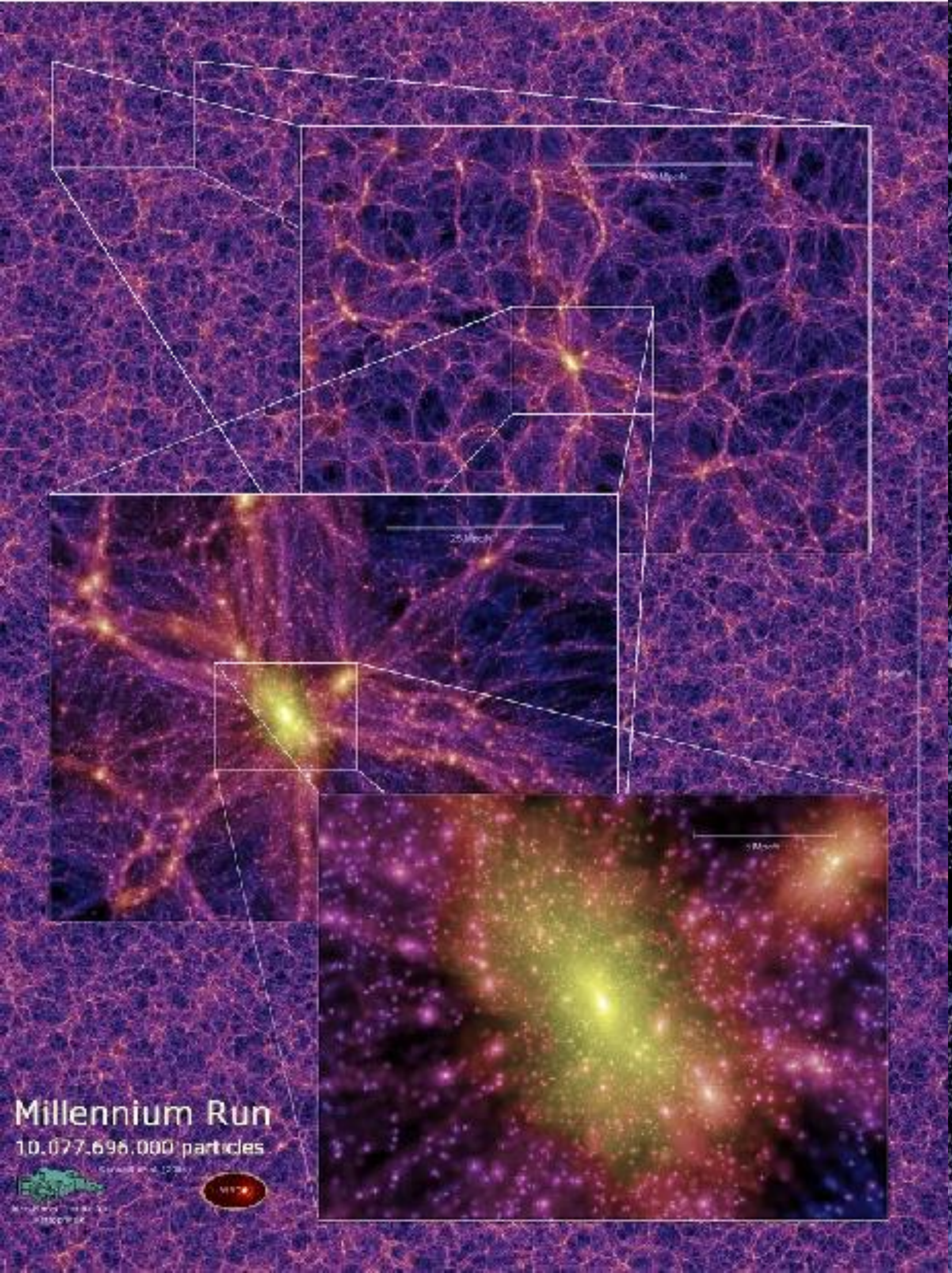


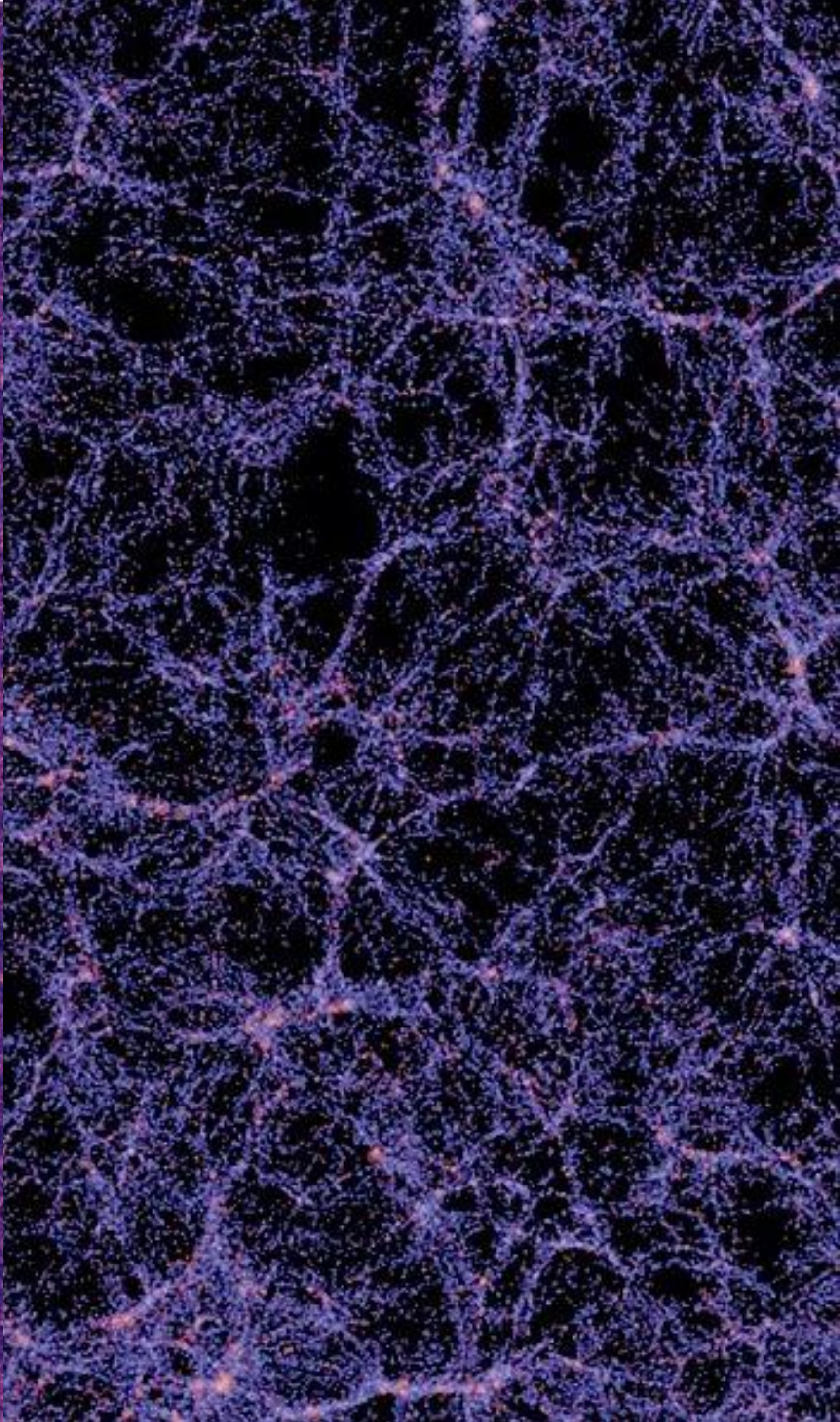
Couleur

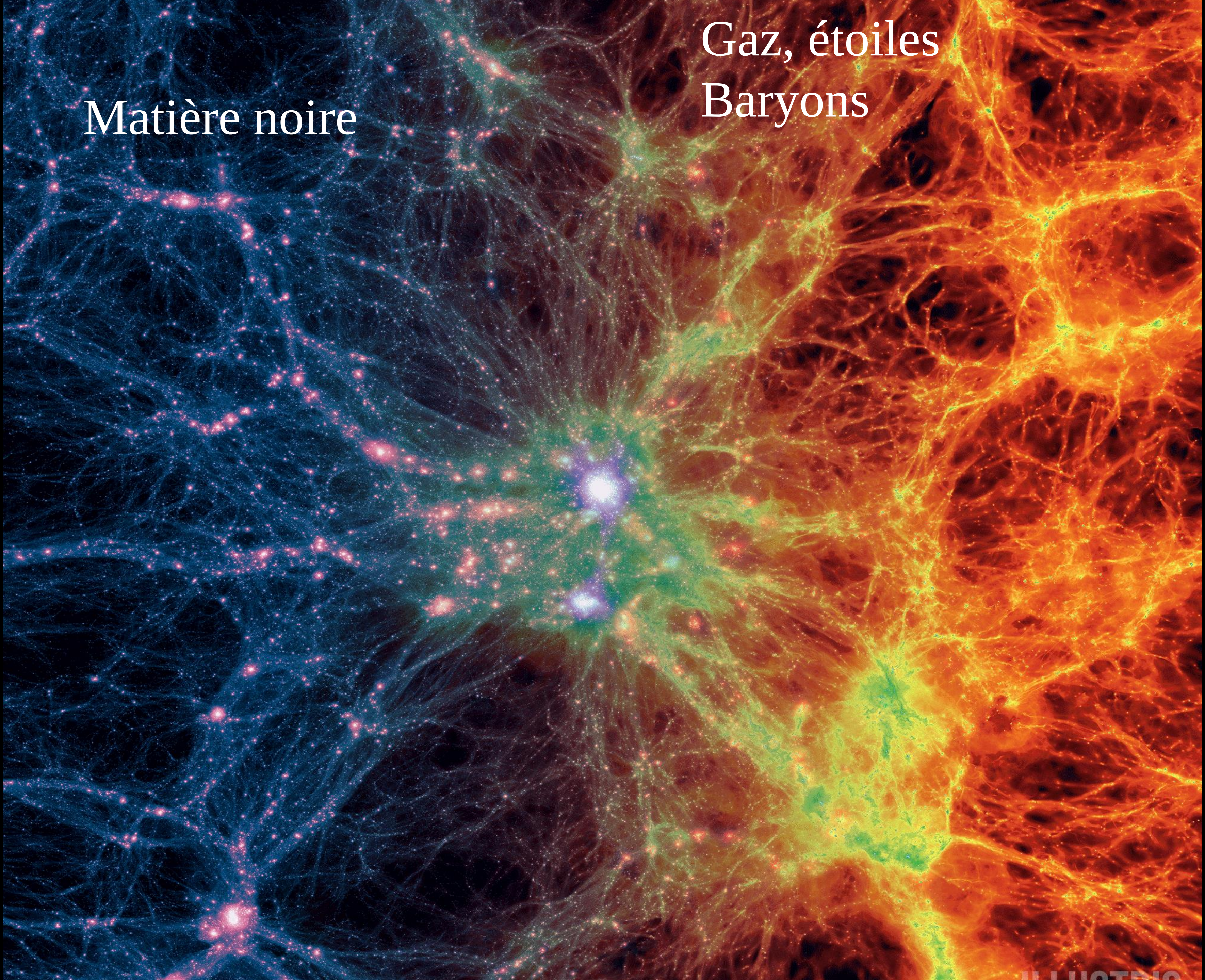


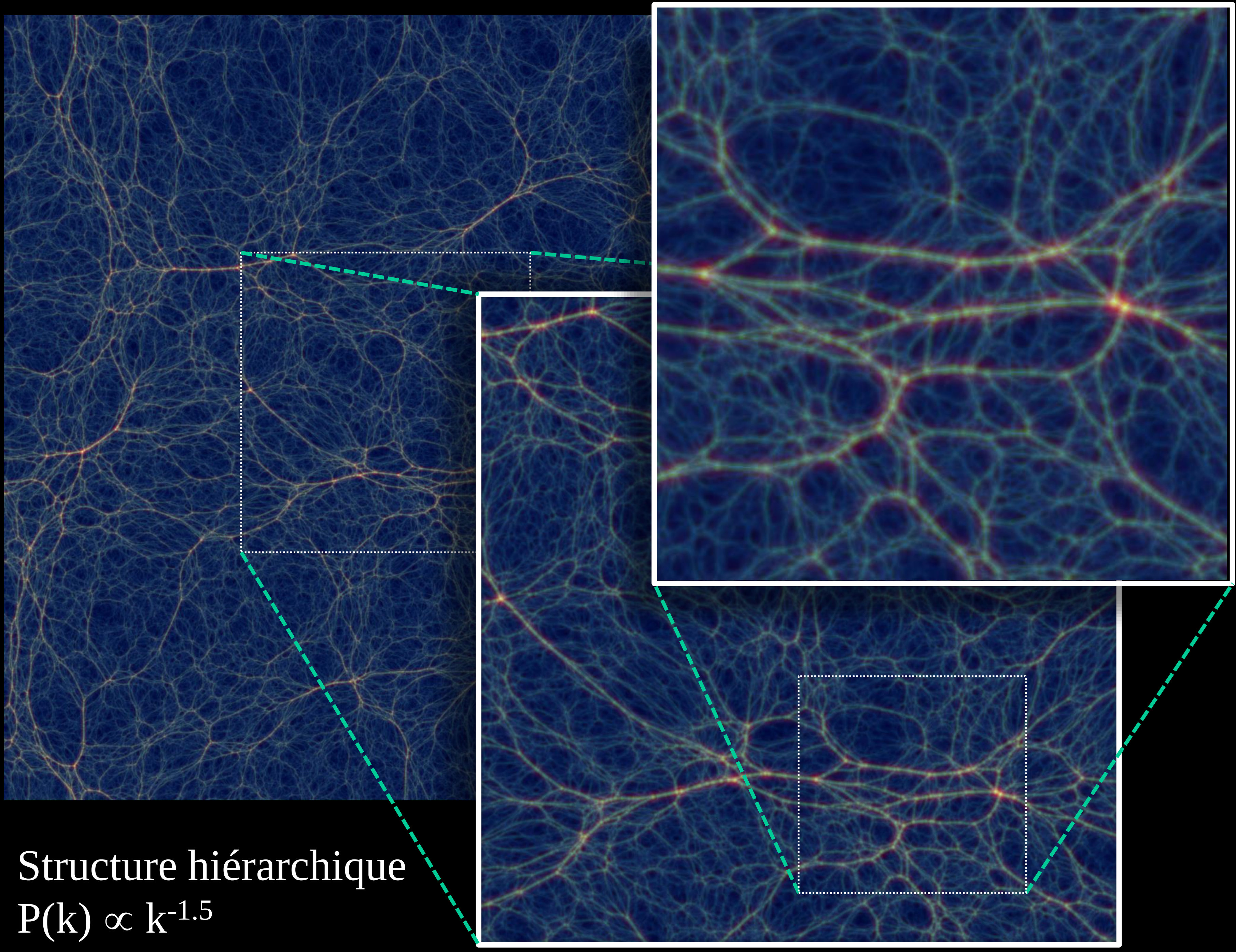

Distance

*Gay et al 2010*


Millennium Run
10.077.696.000 particles



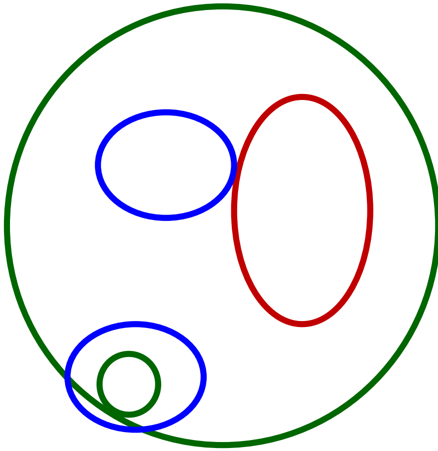

Gaz, étoiles
Baryons
Matière noire



Structure hiérarchique
$P(k) \propto k^{-1.5}$


a = 0.121 z= 7.3 t=−13.0 Gyr

# Formalisme de Press-Schechter



Lissant les sur-densités, avec W(**x**, R), par exemple sur une masse M= 4/3π ρ $R^3$

$$\delta_s(\mathbf{x};R) \equiv \int \delta_0(\mathbf{x}')W(\mathbf{x}+\mathbf{x}';R)\,\mathrm{d}^3\mathbf{x}'$$

Avec δ > δc, on obtient la fraction de masse contenue dans les halos de masse M

$$\mathscr{P}[>\delta_c(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(M)}\int_{\delta_c(t)}^{\infty}\exp\left[-\frac{\delta_s^2}{2\sigma^2(M)}\right]\mathrm{d}\delta_s = \frac{1}{2}\,\mathrm{erfc}\left[\frac{\delta_c(t)}{\sqrt{2}\sigma(M)}\right]$$

Avec

$$\sigma^2(M) = \langle\delta_s^2(\mathbf{x};R)\rangle = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^{\infty}P(k)\,\widetilde{W}^2(\mathbf{k}R)\,k^2\,\mathrm{d}k$$

$\sigma^2$(M) décroît avec M

Un problème de calibration, d'un facteur 2, survient, car on ne prend pas en compte les halos imbriqués

➔ **Formalisme étendu (EPS),** avec une excursion de densité

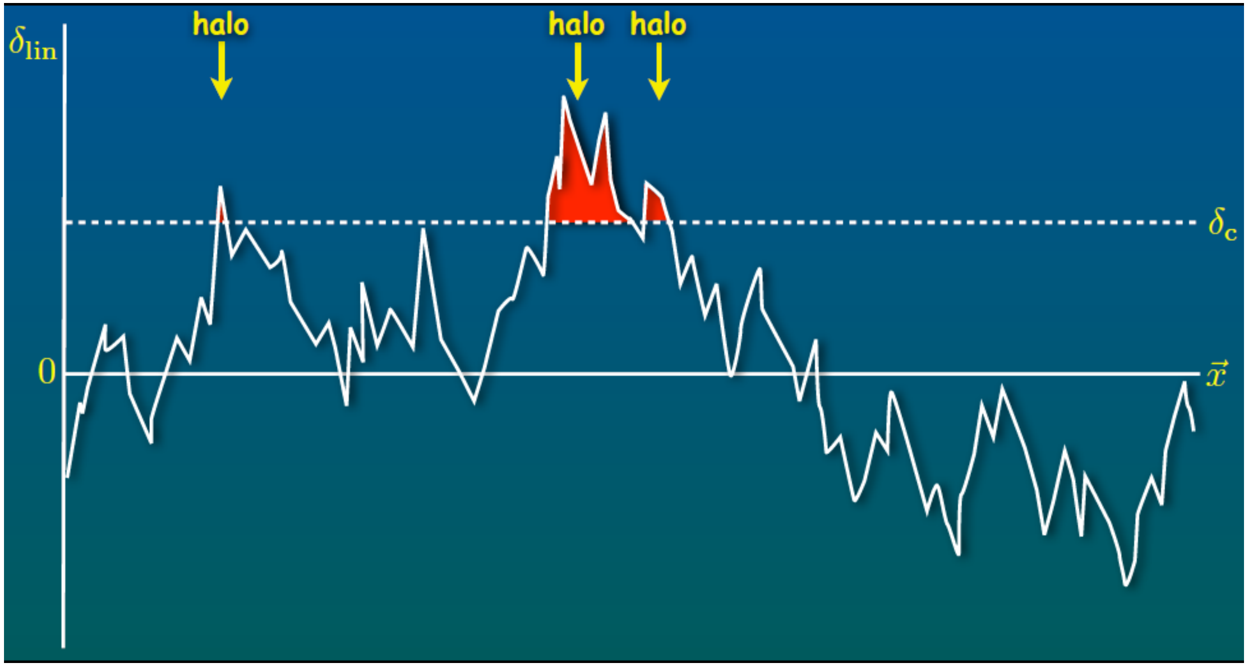
# Excursion des densités

Pour les grandes structures, quasi-linéaires, peut-on extrapoler le spectre de masse?

Formule de Press-Schechter: gravité indépendante d'échelle

➔ Hiérarchie self-similaire de structures

Va servir à construire les arbres de fusion

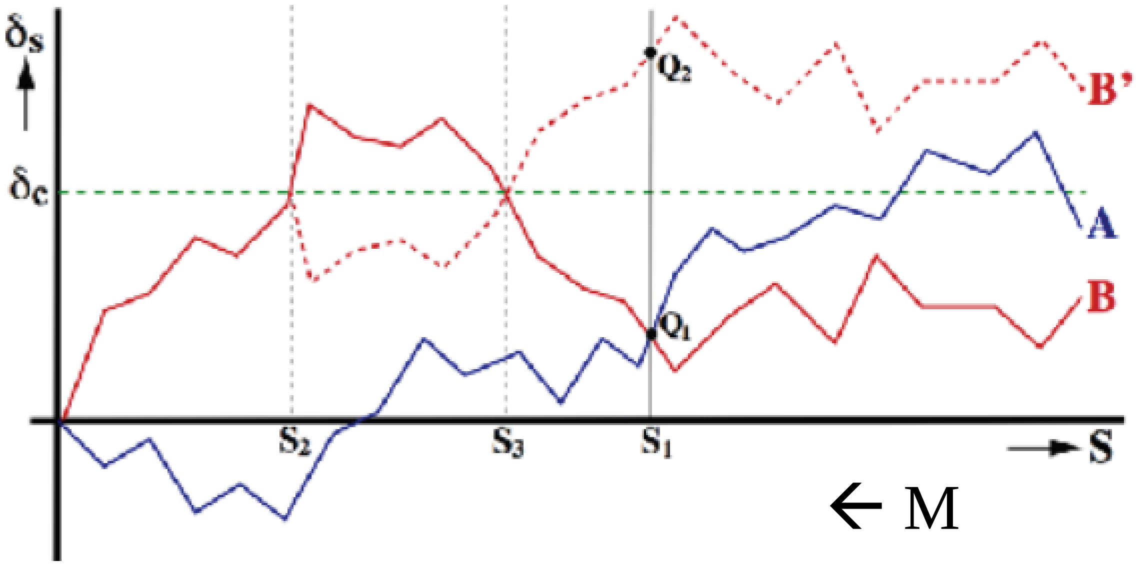



Les fluctuations $\delta(x)$ croissent linéairement

$$\boldsymbol{\delta(x,t) = a(t)\ \delta_0(x)}$$

Celles qui dépassent le seuil critique $\delta c$=1.69 s'effondrent en halo

# Trajectoire des excursions



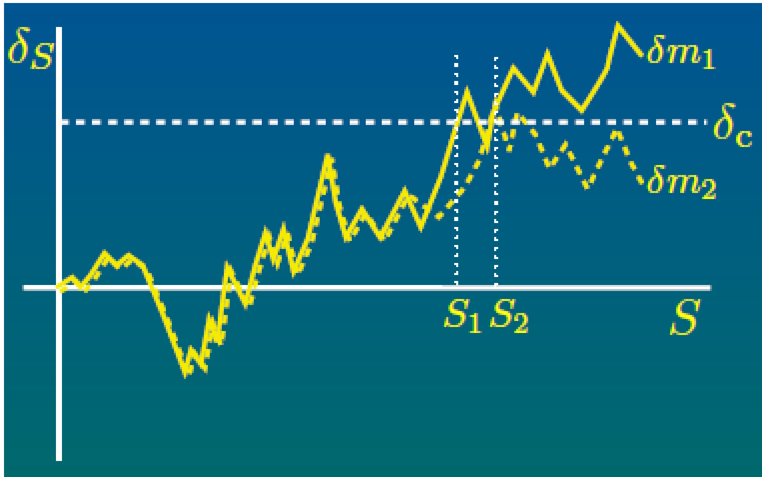

← M

Trajectoire B et B'
Équiprobables
➔ Facteur 2

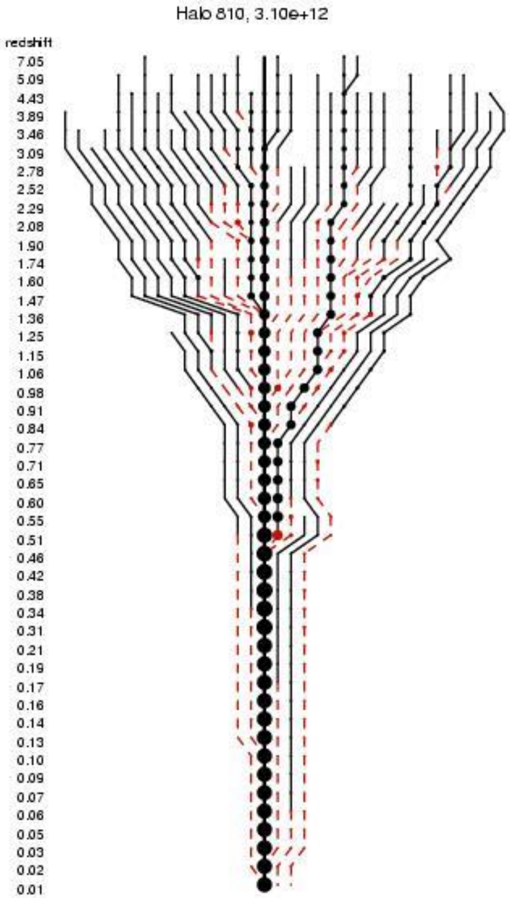
$S=\sigma^2(M)$

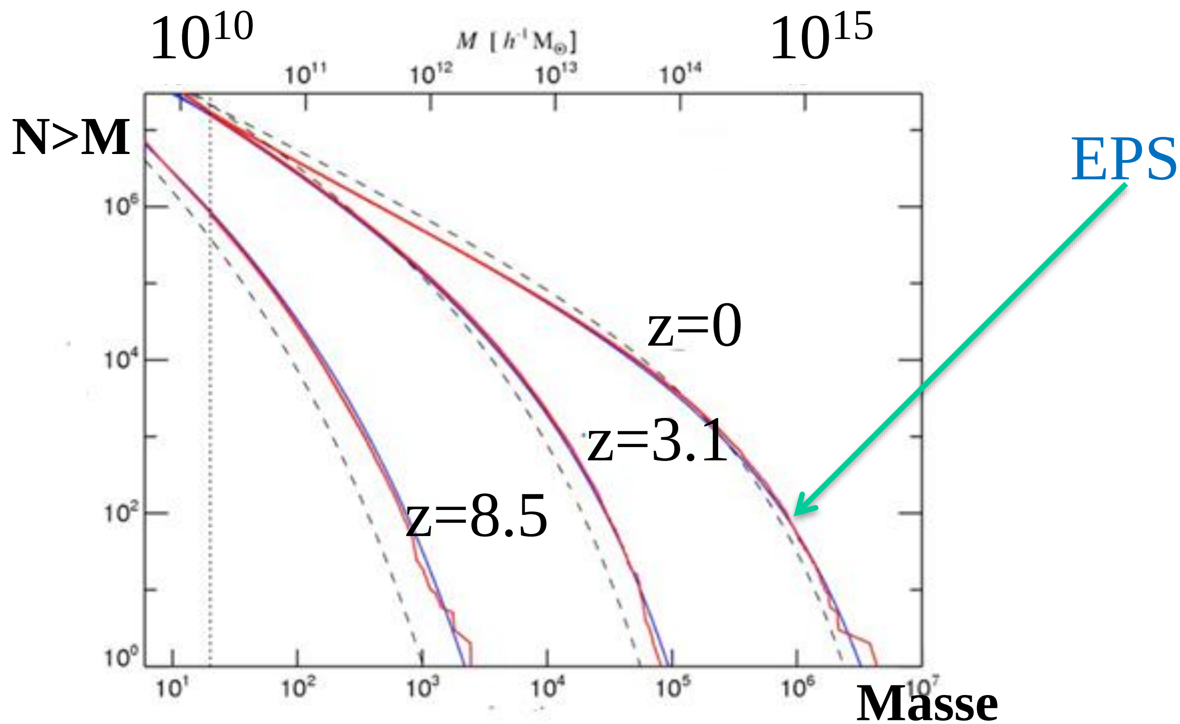
La calibration exacte prend en compte les sous-densités qui seraient comprises à l'intérieur d'une sur-densité plus grande

La masse correspondant à la première
Intersection donne la masse du halo,
Exemple halo M1> M2



# Approche semi-analytique

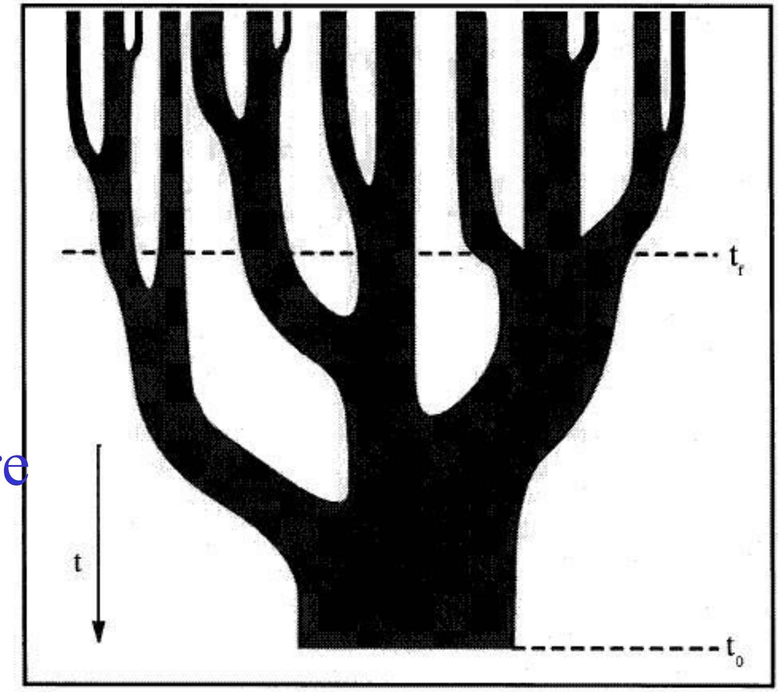



Pour un champ de fluctuations aléatoires gaussien,
Formule de Press-Schecter

$$\mathcal{P}(\delta_M > \delta_c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_M} \int_{\delta_c}^{\infty} \exp\left[-\frac{\delta_M^2}{2\sigma_M^2}\right] \mathrm{d}\delta_M = \frac{1}{2}\mathrm{erfc}\left[\frac{\delta_c}{2\sigma_M}\right]$$

# Comment planter un arbre de fusion




*Lacey & Cole 1993*

L'avantage du formalisme étendu de Press-Schechter, et des trajectoires d'excursion est de permettre de connaître les progéniteurs,

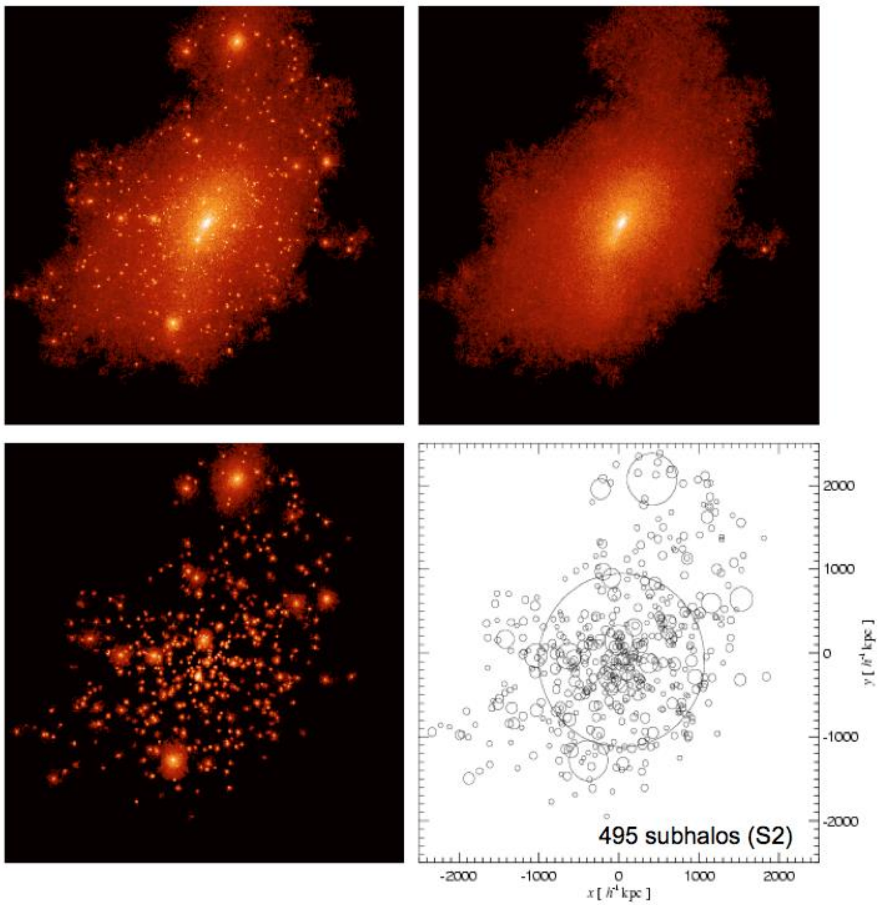
Par fusion successive et accrétion
les systèmes de plus en plus massifs se forment

Fonction de masse des progéniteurs $n(M_p, t_0 + \Delta t | M_0, t_0)$
Pour une masse de halo $M_0$ donnée, mais après le premier M1 choisi,
Il faut contraindre la **conservation de la masse**

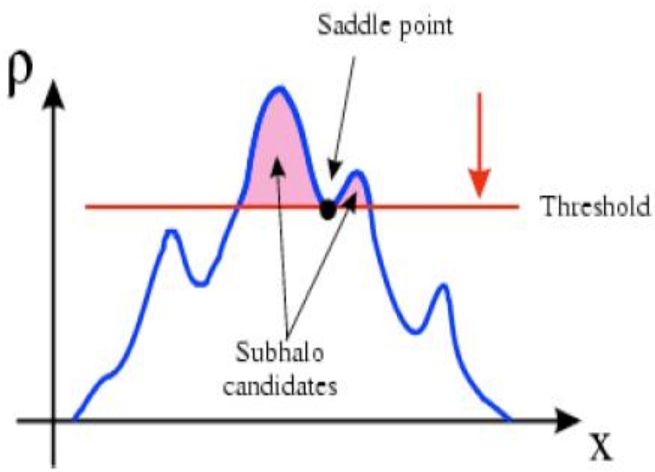
➔ Plusieurs façons de faire! (tester 2000 arbres, et vérifier à posteriori!)

# Comparaison avec des simulations

Il n’est pas simple de définir des halos et des progéniteurs dans les simulations!




Critère de densité

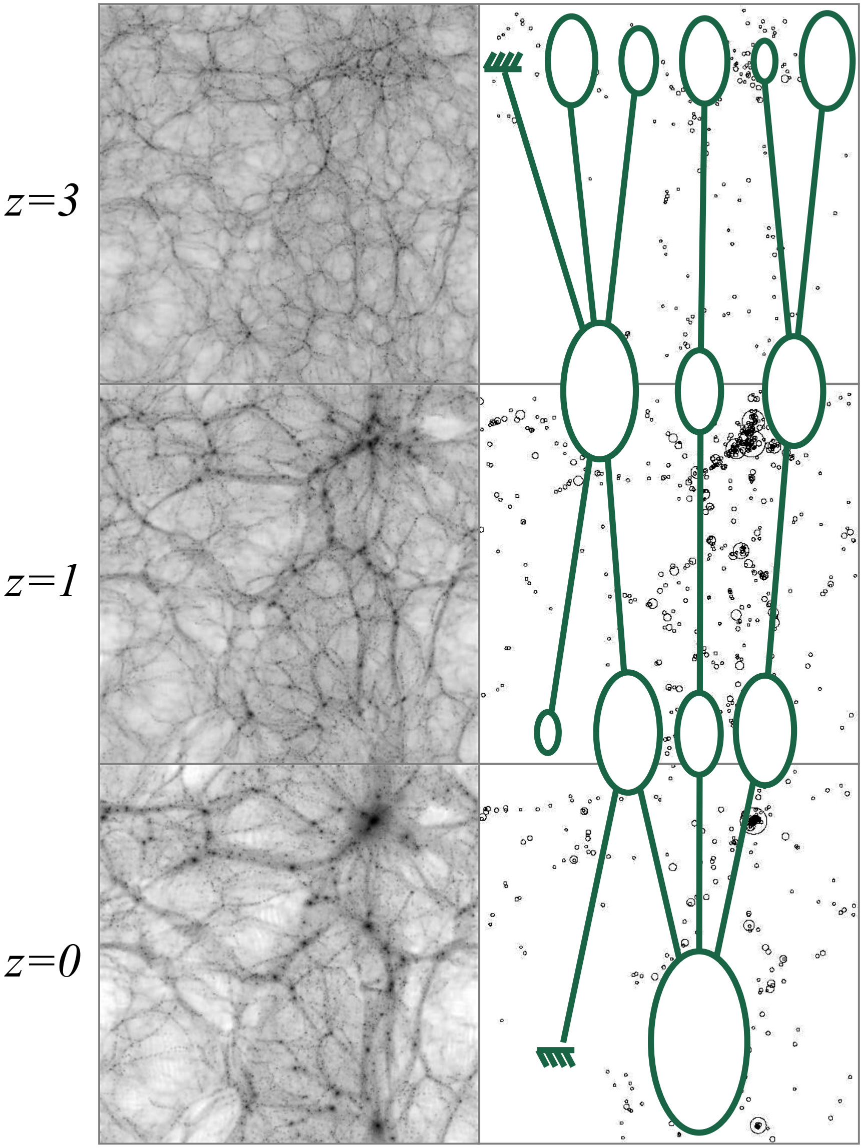



--SUBFIND (Springel et al 2001)
--ADAPTAHOP
(Aubert et al 2004)
Avec critères de liaison gravitationnelle

# Arbre de fusion des simulations

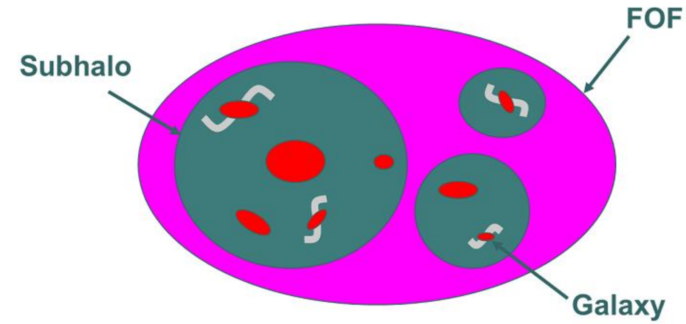
Identification des halos (Friend of Friend FOF) et détermination de leurs propriétés (masse, moment angulaire..)

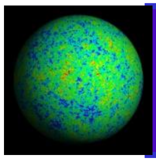
Construction de l'arbre
(fusions, accrétion, fragmentation, évaporation)




*Blaizot 2006*

# Méthode semi-analytique



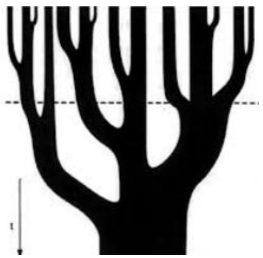



Modèle cosmologique
Fluctuations (Planck)

Simulation N-corps

Evolution MN
Millennium
Par exemple

FOF “Friend of Friend



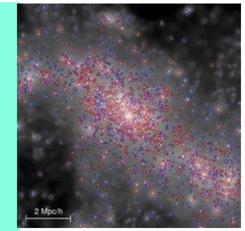
Arbre de fusion des halos

Modèle de formation des galaxies

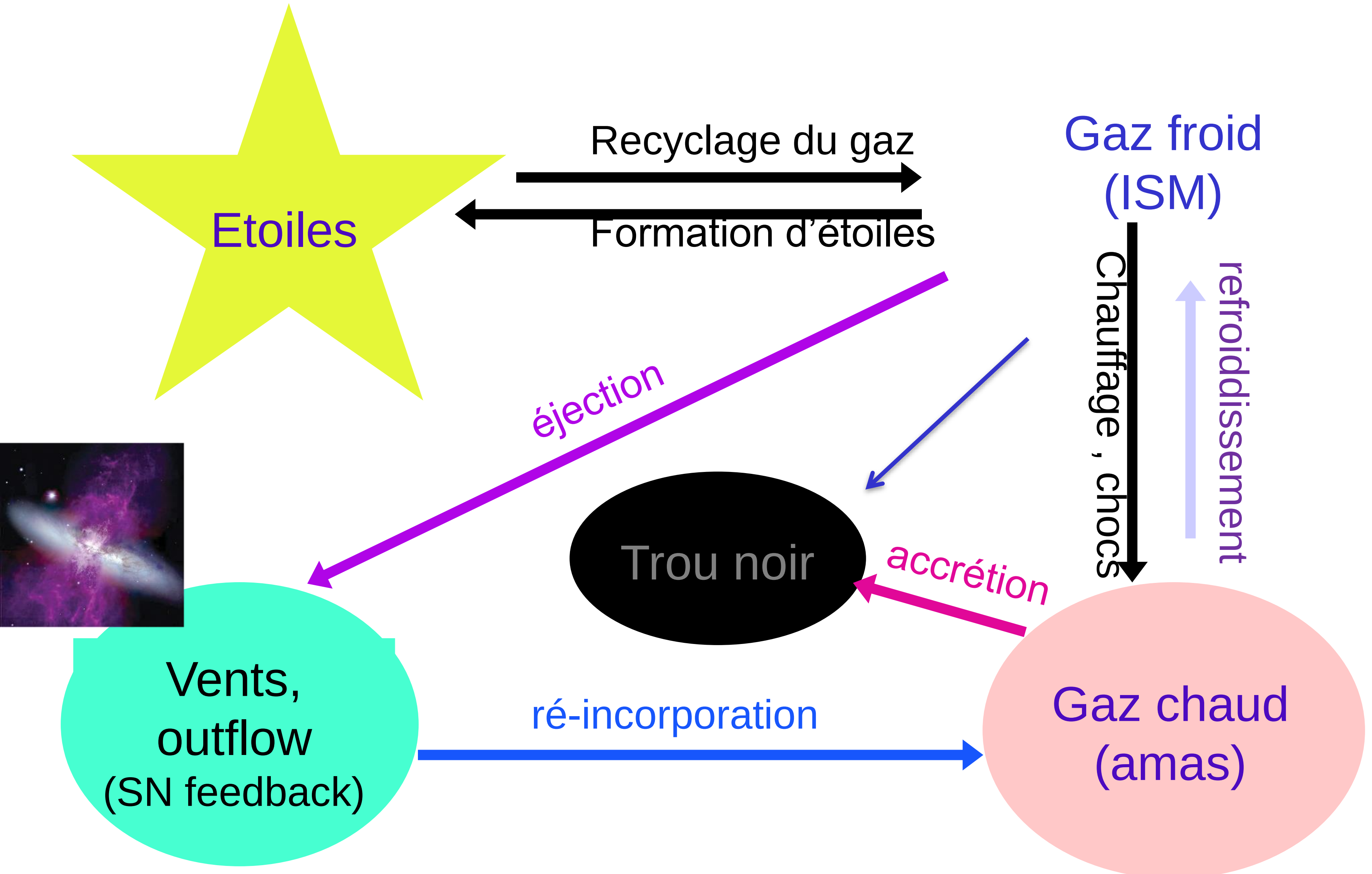
Evolution des galaxies

Synthèse de populations stellaires, extinction etc

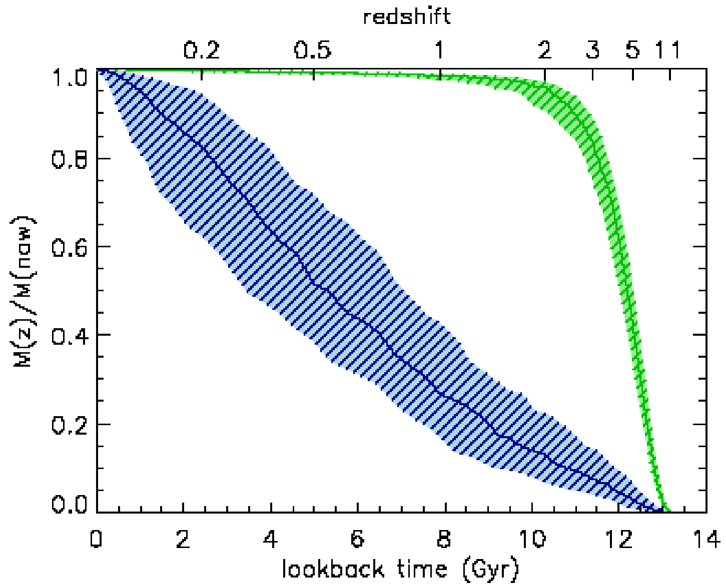
Catalogues de galaxies:
Comparaison avec les galaxies observées



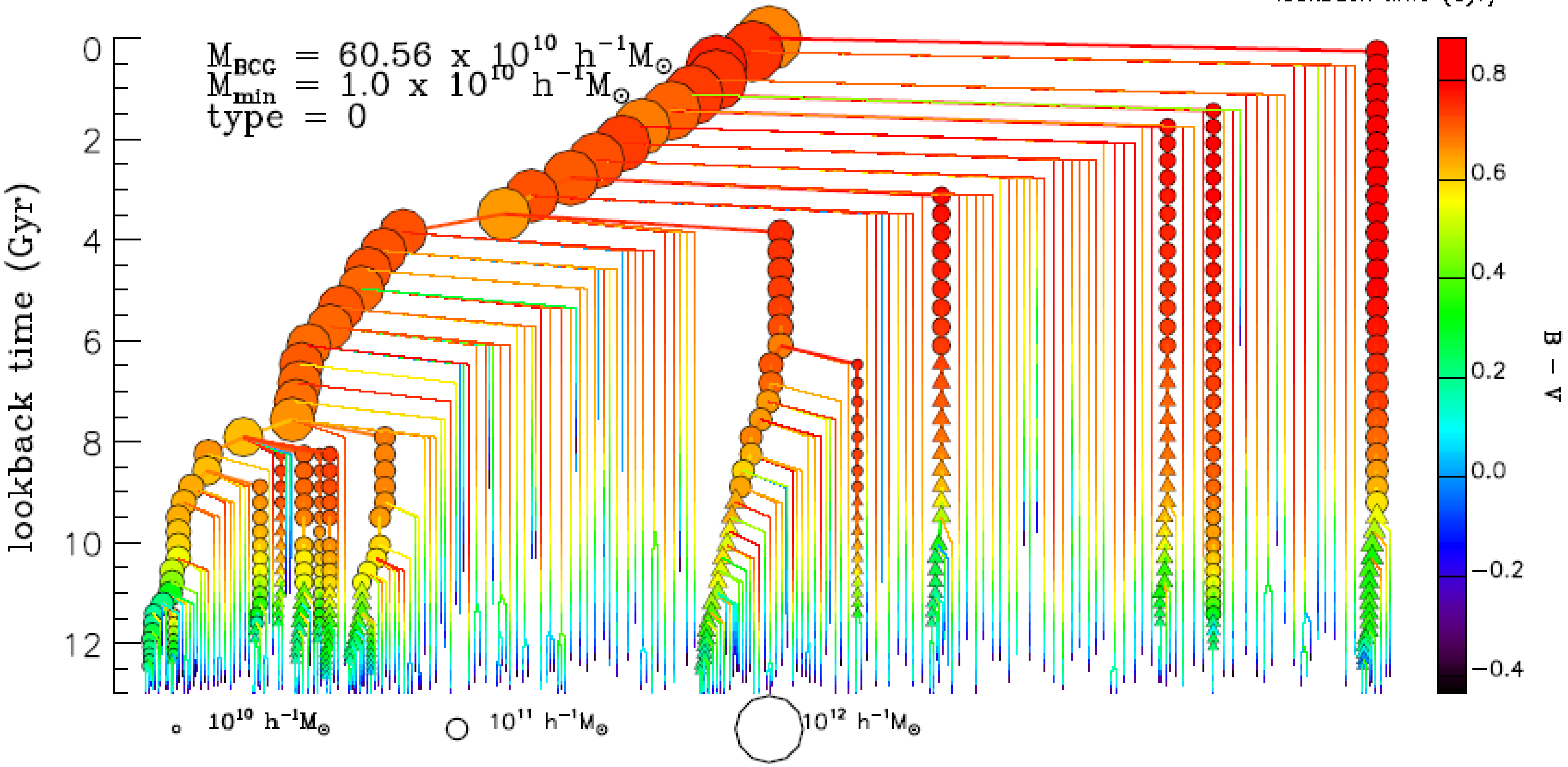
# Physique des baryons



# Formation hiérarchique



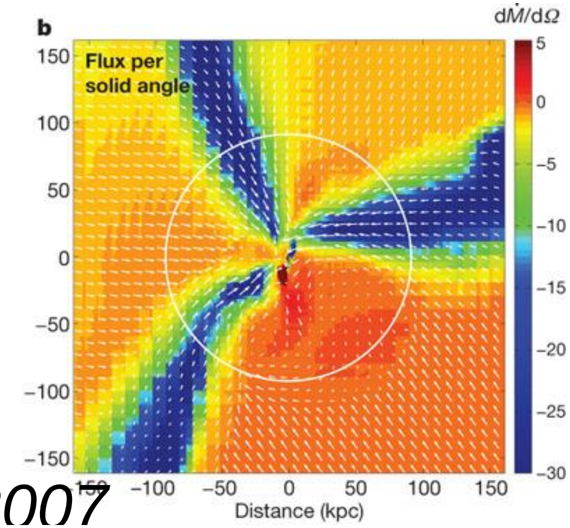

Pour les plus massives des galaxies
50% des étoiles formées à z=5;
A partir de z=1, fusions seules
Assemblage de la masse z=0.5
*De Lucia & Blaizot 2007*



# Accrétion de masse par les galaxies

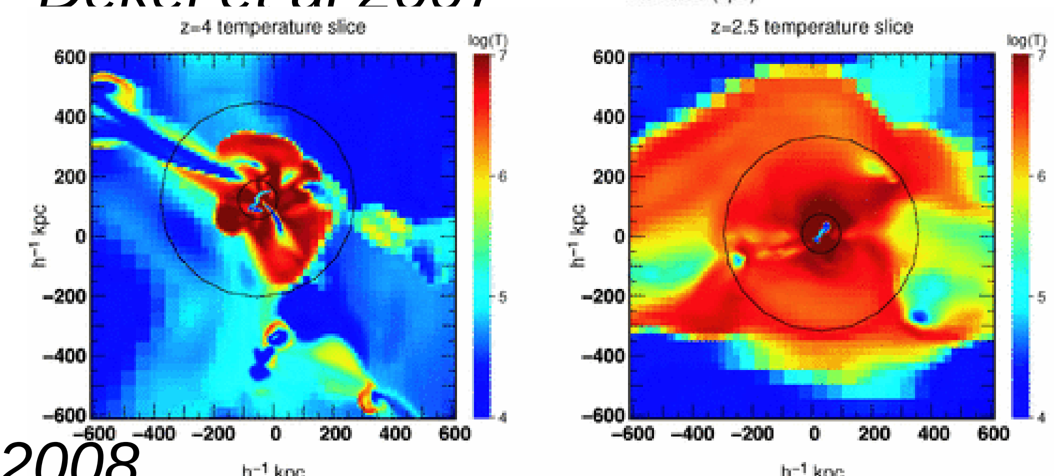
(1) Fusion de galaxies (*, gaz)

(2) Accrétion de gaz froid



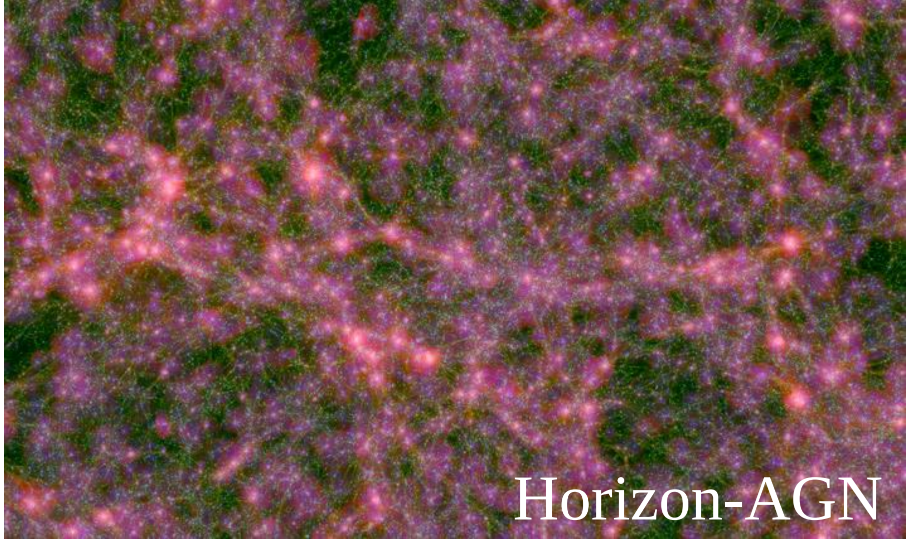

*Dekel et al 2007*

(3) Accrétion de gaz chaud, pour $M>M_{crit}$




*Ocvirk et al 2008*

# Résumé




Spectre de puissance des fluctuations

$P(k) \propto k^{-1.5}$ (1-30Mpc)

Matière noire nécessaire à grand z

Structure hiérarchique. Simulations semi-analytiques

Formalisme de Press-Schechter et construction d'arbres de fusion

Simulations N-corps + hydrodynamiques, multi-échelles

Formation d'étoiles et feedback, physique sous-grille

Structure fractale, nœuds, filaments, murs

Détermination du squelette des structures