

# D'un Univers homogène à un Univers structuré

## Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b>Un Univers en expansion</b>	<b>4</b>
I.1.1	Description géométrique de l'Univers	4
I.1.2	Equations de Friedmann	6
I.1.3	Paramètres cosmologiques	7
I.1.4	Les différentes phases de l'Univers	8
I.1.5	Distances en cosmologie	10
<b>I.2</b>	<b>Formation des structures</b>	<b>11</b>
I.2.1	Instabilité de Jeans dans un Univers statique	12
I.2.2	Instabilité de Jeans dans un Univers en expansion	14
I.2.2.a	Etablissement de l'équation différentielle	14
I.2.2.b	Croissance des fluctuations pour les modes sous-horizons	16
I.2.3	Un modèle simple pour les modes super-horizons	17
I.2.4	Spectre de puissance de la matière noire	18
I.2.5	Formation des galaxies	22
<b>I.3</b>	<b>Description statistique des propriétés des galaxies</b>	<b>24</b>
I.3.1	Fonction de corrélation	24
I.3.2	Fonction de corrélation angulaire	26
I.3.3	Fonction de luminosité	29
I.3.4	Comptages de sources	31
<b>I.4</b>	<b>Les galaxies infrarouges</b>	<b>35</b>
I.4.1	Origine et mécanismes d'émission dans l'infrarouge	35
I.4.2	Présentation générale des galaxies infrarouges	38
I.4.3	Le fond diffus infrarouge	42

<b>I.5</b>	<b>Le télescope spatial Spitzer . . . . .</b>	<b>44</b>
I.5.1	Description générale . . . . .	44
I.5.2	Présentation des instruments . . . . .	45

L'Univers dans lequel nous sommes et que nous cherchons à comprendre n'a pas toujours été tel qu'il nous apparaît aujourd'hui. En effet, à la fois l'espace lui-même et son contenu sont en constante évolution. L'objet de cette thèse est d'aider à mieux comprendre la formation et l'évolution des galaxies. La formation de ces dernières est intimement liée à celle des grandes structures de matière noire dans l'Univers. Après avoir présenté le cadre cosmologique adopté, nous aborderons la question de la formation des structures et des galaxies. Nous introduirons ensuite plusieurs outils statistiques qui nous serviront aussi bien pour décrire les grandes structures qu'à étudier l'évolution des galaxies. Nous présenterons alors les galaxies infrarouges que nous avons étudiées plus particulièrement et verrons pourquoi leur étude est particulièrement instructive. Enfin, nous présenterons le satellite spatial Spitzer dont provenait l'essentiel des données utilisées au cours de cette thèse.

## I.1 Un Univers en expansion

### I.1.1 Description géométrique de l'Univers

- **Hypothèses cosmologiques**

La représentation que l'on se fait aujourd'hui de l'Univers repose sur le principe cosmologique qui postule que l'Univers est, aux grandes échelles, homogène et isotrope, autrement dit que nous n'occupons pas une place privilégiée dans l'Univers. De nombreuses observations confortent aujourd'hui cette hypothèse : le rayonnement diffus cosmologique est presque parfaitement homogène (les inhomogénéités de températures  $\Delta T/T$  sont de l'ordre de  $10^{-5}$ ). La distribution des galaxies et des quasars dans le ciel montre également que l'Univers est isotrope et qu'aux grandes échelles il est homogène (voir par exemple les résultats du relevé 2dFQSO, Croom et al. 2005).

Ce principe implique que la métrique de l'Univers (c'est-à-dire la description de sa géométrie spatio-temporelle) est la suivante :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (I.1)$$

où  $ds$  représente un intervalle spatio-temporel infinitésimal.  $r$ ,  $\theta$  et  $\phi$  sont les coordonnées sphériques comobiles (qui sont sans unité) et  $t$  est le temps propre cosmologique (ie. lié au fluide).  $c$  est la vitesse de la lumière. Le facteur d'échelle  $a(t)$  est une fonction qui devra être déterminée et qui décrit l'expansion (ou la contraction) de l'Univers. Cette grandeur est

homogène à une longueur. Enfin, le paramètre de courbure  $k$  ne peut prendre que les valeurs  $-1$  (géométrie hyperbolique),  $0$  (géométrie euclidienne) et  $+1$  (géométrie elliptique). Cette métrique est dite de Friedmann-Robertson-Walker (FRW). On peut également écrire cette métrique sous la forme :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.2)$$

où  $g_{\mu\nu}$  est à proprement parler la métrique et les  $x^i$  sont les coordonnées ( $x^0 = t$ ,  $x^1 = r$ ,  $x^2 = \theta$  et  $x^3 = \phi$ ).

On suppose d'autre part que la théorie de la relativité générale décrit correctement la dynamique de l'espace-temps, c'est-à-dire que la courbure de l'Univers est reliée à son contenu via les équations d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où  $G_{\mu\nu}$  est le tenseur d'Einstein qui décrit la géométrie de l'Univers,  $R_{\mu\nu}$  le tenseur de Ricci,  $R$  la courbure scalaire.  $T_{\mu\nu}$  est le tenseur énergie impulsion qui décrit le contenu de l'Univers.

#### • Quelques définitions

Le redshift  $z$  est défini par  $z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e}$  où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde observée<sup>1</sup> et  $\lambda_e$  la longueur d'onde à laquelle le rayonnement a été émis. On peut montrer que le redshift est relié au facteur d'échelle par :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \quad (1.4)$$

Le redshift permet donc de situer un objet dans l'histoire de l'Univers. C'est une grandeur bien plus commode à mesurer que le temps propre ou le facteur d'échelle car elle est directement reliée à des observables.

On définit enfin la quantité  $H(t)$  par :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.5)$$

où le point représente une dérivée par rapport au temps propre  $t$ . La constante de Hubble  $H_0 = H(t_0)$  est la valeur de cette quantité au temps  $t = t_0$  (c'est-à-dire aujourd'hui) :

$$H_0 = \frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)} \quad (1.6)$$

---

1. L'indice  $\sqcup_0$  signifie que la valeur est prise à  $t = t_0$ , c'est-à-dire aujourd'hui. Nous utiliserons cette notation tout au long de ce chapitre.

### I.1.2 Equations de Friedmann

En combinant les équations d'Einstein et la métrique FRW, on obtient les équations de Friedmann :

$$\begin{cases} \dot{a}^2 + kc^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho a^2 \\ \ddot{a} = \frac{-4\pi G}{3c^2} \left( \rho + \frac{3P}{c^2} \right) a \end{cases} \quad (1.7)$$

dans lesquelles apparaissent la densité d'énergie  $\rho$  et la pression  $P$ . Ces équations relient l'expansion de l'Univers à son contenu.

On supposera dans la suite que l'Univers contient trois fluides :

- du rayonnement
- de la matière non relativiste (matière noire et matière baryonique ordinaire). La matière noire représente  $\sim 90\%$  en masse de la matière non relativiste. Sa nature est à l'heure actuelle inconnue et aucune détection directe n'a encore jamais été faite.
- de l'énergie sombre (ou énergie noire). On appelle ainsi toute forme d'énergie qui permet de rendre compte de l'expansion accélérée de l'Univers. La nature de cette énergie sombre est à l'heure actuelle inconnue, même si diverses hypothèses sont envisagées : constante cosmologique, quintessence...

La densité d'énergie et la pression qui apparaissent dans les équations de Friedmann (1.7) sont donc en réalité une somme sur tous les composants de l'Univers. Mais nous verrons par la suite, qu'à un instant donné, l'Univers est généralement dominé par une de ces trois formes d'énergie.

Il est également possible d'écrire les équations de Friedmann en faisant apparaître la constante cosmologique  $\Lambda$ , mais on peut alors se ramener au cas précédent en posant  $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$  et  $P_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2$ . La constante cosmologique est ainsi considérée comme une forme d'énergie. Nous supposerons que l'énergie sombre se trouve sous cette forme.

Les équations de Friedmann relient trois inconnues :  $H(t)$ ,  $\rho$  et  $P$ . Il est donc nécessaire d'introduire une troisième équation, dite équation de fermeture ou équation d'état :

$$P = w\rho c^2 \quad (1.8)$$

dans laquelle le paramètre  $w$  dépend du contenu dominant de l'Univers. Pour la matière non relativiste (matière noire et matière baryonique), on aura  $w = 0$  (en effet, la pression est négligeable devant l'énergie de masse). Pour le rayonnement on a  $w = 1/3$  (statistique d'un gaz de photons) et pour une constante cosmologique, on a  $w = -1$  (voir ci-dessus).

En ajoutant la première équation de Friedmann multipliée par  $2a\dot{a}$  à la seconde multipliée par  $\dot{a}$ , on obtient :

$$(2\ddot{a}a + \dot{a}^2 + kc^2)\dot{a} = -8\pi G \frac{P}{c^4} a^2 \dot{a} \quad (1.9)$$

Le premier terme de cette relation peut aussi s'écrire  $\frac{d}{dt}(a(\dot{a}^2 + kc^2))$ , ou encore  $\frac{d}{dt}\left(\frac{8\pi G}{3c^2}\rho a^3\right)$  en réinjectant la seconde équation de Friedmann. L'équation 1.9 devient alors :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{8\pi G}{3c^2}\rho a^3\right) = -8\pi G\frac{P}{c^4}a^2\dot{a} \quad (1.10)$$

qui donne finalement l'équation de conservation suivante :

$$d(\rho c^2 a^3) + 3Pa^2 da = 0 \quad (1.11)$$

Dans cette dernière relation,  $d(\rho c^2 a^3)$  représente la variation d'énergie totale et  $3Pa^2 da$  est le travail des forces de pression.

### 1.1.3 Paramètres cosmologiques

L'équation 1.11 illustre le fait que l'expansion de l'Univers dépend de son contenu puisqu'elle fait à la fois intervenir  $\rho$  et  $P$  qui sont elles-mêmes reliées par une équation d'état. Dans cette partie, nous allons calculer l'évolution de la densité de chacun des composants dans l'Univers en réécrivant les équations de Friedmann en fonction des paramètres cosmologiques.

L'équation 1.11 peut se mettre sous la forme :

$$a^3 d\rho + 3\rho a^2 da + 3\frac{P}{c^2}a^2 da = 0 \quad (1.12)$$

ce qui donne, en introduisant l'équation d'état (1.8) :

$$a^3 d\rho + 3(1+w)a^2 da = 0 \quad (1.13)$$

ou encore, en multipliant par  $a^{3w}$  et en supposant  $w$  constant,

$$d(\rho a^{3(1+w)}) = 0 \quad (1.14)$$

d'où :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(1+w)} = \rho_0 (1+z)^{3(1+w)} \quad (1.15)$$

Cette dernière relation illustre bien que la densité de chacune des composantes de l'Univers évolue différemment lorsque celui-ci se dilate. En particulier, on remarquera que la matière ordinaire ( $w = 0$ ), évolue bien comme on en a l'habitude, à savoir  $\rho \propto a^{-3}$ , ce qui n'est pas le cas des autres composants comme les photons ou la constante cosmologique.

Faisons maintenant apparaître les densités  $\rho_i$  des trois composantes principales de l'Univers et plaçons nous dans le cas d'un Univers plat<sup>2</sup> ( $k = 0$ ), la première équation de Friedmann devient :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \sum_i \rho_i \quad (1.16)$$

---

2. ce qui semble à l'heure actuelle l'hypothèse la plus probable. Voir par exemple les résultats du ballon Boomerang'98 (De Bernardis et al. 2000) ou plus récemment ceux de WMAP5 (Hinshaw et al. 2009).

d'où

$$H^2(z) = \frac{H_0^2}{\rho_{0c}} \sum_i \rho_i(z) \quad (I.17)$$

avec  $\rho_{0c} = \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G}$ , la densité critique actuelle de l'Univers. Cette densité est dite critique car elle correspond à la densité que doit avoir l'Univers pour être plat. Si la densité totale est supérieure à cette valeur critique l'Univers est dit fermé ; au contraire, si la densité est inférieure à cette valeur critique, il est dit ouvert.

On peut également définir pour chaque composante une grandeur sans dimension, appelée paramètre de densité :  $\Omega_i(z) = \frac{8\pi G \rho_i}{3c^2 H(z)^2}$ , qui vaut aujourd'hui  $\Omega_{i0} = \frac{\rho_{i0}}{\rho_{0c}}$ . L'équation I.17 s'écrit alors :

$$\sum_i \Omega_i(z) = 1 \quad (I.18)$$

Les  $\Omega_i$  représentent donc la contribution de chaque composante au contenu total de l'Univers.

Il vient ensuite, en introduisant l'équation I.15 :

$$\left(\frac{H(z)}{H_0}\right)^2 = \sum_i \frac{\rho_{i0}}{\rho_{0c}} (1+z)^{3(1+w_i)} = \sum_i \Omega_{i0} (1+z)^{3(1+w_i)} \quad (I.19)$$

Cette équation relie le paramètre de Hubble, c'est-à-dire la loi d'évolution temporelle du facteur d'échelle, au contenu de l'Univers.

Les dernières mesures de ces paramètres cosmologiques sont données dans la table I.1.

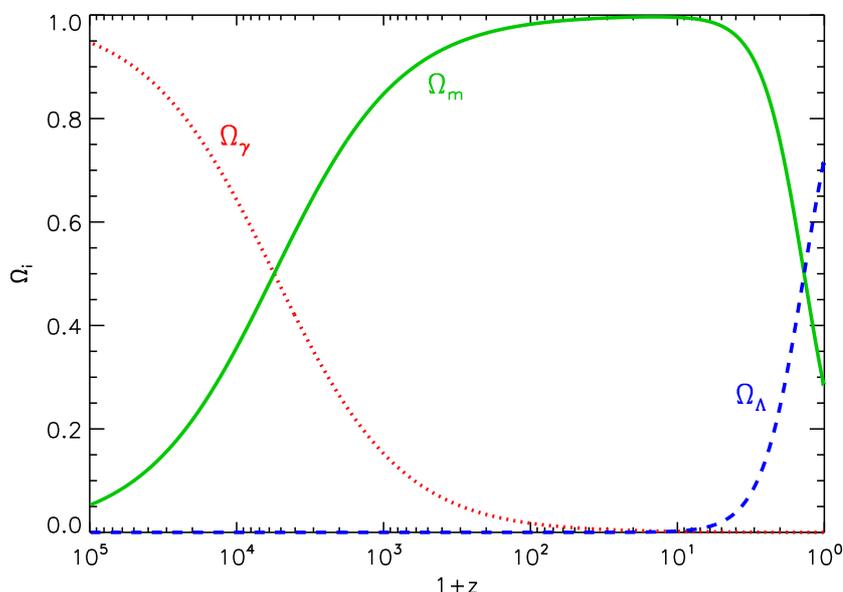
Nom	Valeur
Constante de Hubble $H_0$	$70.1 \pm 1.3$ km/s/Mpc
Densité de matière $\Omega_{m0}$	$0.279 \pm 0.013$
Densité de photons $\Omega_{\gamma 0}$	$(5.02 \pm 0.19) \times 10^{-5}$
Densité d'énergie sombre $\Omega_{\Lambda 0}$	$0.721 \pm 0.015$
Densité critique $\rho_{0c}$	$(8.30 \pm 0.31) \times 10^{-10}$ J/m <sup>3</sup>

**Table I.1** – Valeurs de différents paramètres cosmologiques obtenues en combinant les résultats de WMAP-5 avec les mesures de distances effectuées sur les supernovae de type Ia et les oscillations acoustiques baryoniques (BAO) (Komatsu et al. 2009)

### I.1.4 Les différentes phases de l'Univers

Les équations précédentes montrent que chacune des composantes de l'Univers va évoluer différemment au cours de l'expansion de l'Univers et cette évolution dépend du paramètre  $w$  de l'équation d'état. La figure I.1 montre l'évolution des facteurs de densité  $\Omega_i$  avec le redshift. On voit clairement qu'au cours de son histoire, l'Univers a connu différentes phases :

une première, jusqu'à  $z_{\gamma m} = 5600$ , où il était dominé par le rayonnement, une seconde, entre  $z_{\gamma m} = 5600$  et  $z_{m\Lambda} = 0.37$  où la matière dominait et enfin la phase actuelle, depuis  $z_{m\Lambda} = 0.37$  dominée par une constante cosmologique.



**Figure 1.1** – Evolution des facteurs de densité  $\Omega_i$  de chacune des composantes de l'Univers (photons : ligne pointillée rouge ; matière : ligne continue verte ; constante cosmologique : ligne tiret bleue). Calculé avec  $\Omega_{\gamma 0} = 5 \times 10^{-5}$ ,  $\Omega_{m0} = 0.28$ ,  $\Omega_{\Lambda 0} = 0.72$ ,  $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$  et dans le cadre d'un Univers plat.

D'autre part, au cours de son expansion, l'Univers va se refroidir, de la même façon qu'un gaz parfait se refroidit lorsqu'on le dilate. Après la phase d'inflation, la température de l'Univers est encore suffisamment élevée pour que les protons et les électrons ne puissent pas s'associer en atomes d'hydrogène. De plus, les photons interagissent avec les électrons par diffusion Compton et on a alors, à cette époque, équilibre entre la matière et le rayonnement.

On distingue deux transitions importantes dans l'histoire de l'Univers qui sont la recombinaison et le découplage. La première correspond au moment où la température est suffisamment faible pour que les électrons et les protons puissent se lier pour former des atomes d'hydrogène. On considère généralement que la recombinaison correspond au temps où 90% des électrons se sont recombinaisonnés avec les protons. Cette recombinaison a lieu vers  $z_{\text{rec}} = 1200 - 1400$ . Le découplage correspond quant à lui au moment où les photons ne sont plus liés aux électrons. Ceci a lieu lorsque le libre parcours moyen des photons devient plus grand que la taille de l'horizon. Le découplage est légèrement postérieur à la recombinaison et a lieu vers  $z_{\text{dec}} = 1100 - 1200$ . Ces deux transitions ne sont pas simultanées car les photons interagissent encore avec les électrons, mais plus faiblement, même lorsque ceux-ci sont liés à des protons.

Après le découplage, le gaz de photons, qui était en équilibre avec la matière, se retrouve

libre et n'interagit quasiment plus avec la matière : ce sont ces photons qui forment actuellement le Fond Diffus Cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background). Ce rayonnement millimétrique, détecté pour la première fois par Penzias et Wilson en 1964, est un des piliers observationnels de la théorie du Big-Bang. L'étude des inhomogénéités de ce rayonnement nous donne des informations, à la fois sur la valeur des différentes constantes cosmologiques, mais aussi sur les conditions physiques dans l'Univers primordial.

### I.1.5 Distances en cosmologie

La mesure de distances en cosmologie n'est pas quelque chose de facile à cause de l'expansion de l'Univers qui modifie constamment les distances et parce qu'un observateur qui regarde des objets lointains les voit dans le passé. On distingue différentes distances que nous allons définir dans cette partie. Pour plus de détails, on pourra par exemple consulter Hogg (1999) ou Wright (2006).

- **Distance physique ou distance propre  $d_{\text{phys}}$**

C'est la distance parcourue par un photon pendant un intervalle de temps  $dt$ . On a donc :

$$d_{\text{phys}} = \int c dt = \int c \frac{da}{\dot{a}} \quad (1.20)$$

C'est celle que l'on mesurerait en mettant bout à bout un grand nombre de règles. Une telle mesure est impossible à faire en pratique car elle doit être faite de façon instantanée, ce qui n'est pas possible pour les grandes distances.

- **Distance comobile  $d$**

C'est la distance entre les coordonnées comobiles d'une source à un redshift  $z_1$  et les coordonnées comobiles de l'observateur situé au redshift  $z_2$ . Si la source et l'observateur sont immobiles et suivent uniquement l'expansion de l'Univers, cette distance reste constante ; autrement dit, cette distance n'est pas affectée par l'expansion de l'Univers, contrairement à la distance propre.

On la mesure en suivant le trajet d'un photon, pour lequel on a  $ds = 0$ , ce qui conduit à  $c dt = a(t) dr$  (en utilisant l'équation I.1). La distance comobile s'écrit alors :

$$d = \int dr = \int \frac{dd_{\text{phys}}}{a} = \int \frac{1}{a} \frac{c da}{\dot{a}} \quad (1.21)$$

En faisant apparaître le paramètre de Hubble et en remarquant que  $dz = -\frac{da}{a^2}$ , on obtient :

$$d = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (1.22)$$

que l'on peut calculer en utilisant l'expression de  $H(z)$  déterminée précédemment (équation I.19).

- **Distance de luminosité  $d_L$**

Cette distance est définie de façon à ce que la loi de diminution du flux bolométrique  $S_{\text{bol}}$  en  $1/r^2$  soit préservée par rapport à la forme euclidienne :  $S_{\text{bol}} = \frac{L_{\text{bol}}}{4\pi d_L^2}$  où  $L_{\text{bol}}$  est la luminosité bolométrique. Il est possible d'exprimer la distance de luminosité en fonction de la distance comobile :

$$d_L = (1 + z)d \quad (I.23)$$

- **Distance angulaire  $d_A$**

Cette distance est définie de façon à ce que la relation entre la distance qui sépare l'observateur d'un objet et l'angle sous lequel il voit cet objet soit préservée (par rapport à la forme euclidienne). Ainsi la taille physique d'un objet situé à un redshift  $z$  et vu dans le ciel sous un angle  $\Delta\theta$  sera  $d_A(z) \Delta\theta$ .

La distance angulaire et la distance comobile sont reliées de la façon suivante :

$$d_A = \frac{d}{1 + z} \quad (I.24)$$

Cette distance a la particularité de ne pas croître indéfiniment avec le redshift et de rester à peu près constante pour  $z \gtrsim 1$ . Ceci signifie que deux objets de même taille physique situés à des redshifts différents (mais supérieurs à 1) seront vus sous le même angle (environ 1 arcsec pour 5 kpc).

- **Volume comobile  $V_c$**

Le volume comobile est le volume à l'intérieur duquel le nombre d'objets immobiles reste constant, malgré l'expansion de l'Univers. Une région du ciel vue sous un angle solide  $\Omega$  et située entre les redshifts  $z_1$  et  $z_2$  couvre un volume comobile égal à :

$$V_c = \int_{z_1}^{z_2} ((1 + z)^2 d_A^2 \Omega) \times \left( c \frac{dz}{H(z)} \right) \quad (I.25)$$

## I.2 Formation des structures

L'observation de l'Univers local montre que l'Univers est localement très structuré : les galaxies, qui ont un rayon de l'ordre de 0.1–1 Mpc, se regroupent en amas de 2 à 10 Mpc de diamètre, qui eux-mêmes se trouvent le long de filaments de 50–80 Mpc de longueur. De plus, plus les structures considérées sont de faible taille et plus celles-ci ont un contraste de densité élevé.

Dans cette partie, nous présentons un modèle de formation de ces structures dont nous comparerons les prédictions, en particulier le spectre de puissance de la taille des structures formées, aux observations.

### 1.2.1 Instabilité de Jeans dans un Univers statique

L'étude de la formation des structures passe par la compréhension de la fragmentation d'un nuage de gaz initialement homogène. Cette question a été étudiée par l'anglais James Jeans au début du XX<sup>ème</sup> siècle.

Dans ce paragraphe, on considère un nuage de matière (noire, si on étudie la formation des grandes structures de l'Univers ou baryonique si on s'intéresse à la formation des étoiles) homogène soumis à son propre champ de gravitation et nous allons étudier l'évolution d'une perturbation de son champ de densité. Nous nous restreignons ici à l'étude dans le cadre d'un Univers statique, qui est celui initialement étudié par Jeans et qui permet de bien appréhender les différents phénomènes physiques en jeu. Nous aborderons dans la partie suivante le cas plus général d'un nuage dans un Univers en expansion.

On note respectivement  $\rho$ ,  $\vec{v}$ ,  $P$  et  $\phi$  les champs de densité, vitesse, pression et gravité au sein de ce nuage. On suppose, d'autre part, que les perturbations évoluent de façon adiabatique réversible (c'est-à-dire isentropique) ; c'est-à-dire que l'on néglige tous les termes dissipatifs comme la diffusion thermique ou la viscosité au sein du nuage.

Ces grandeurs sont reliées par les équations suivantes :

– l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.26)$$

– l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (1.27)$$

– l'équation de Poisson pour le champ de gravité :

$$\Delta \phi = 4\pi G \rho \quad (1.28)$$

La pression est en outre reliée à la densité et à l'entropie :  $P = P(\rho, S)$ . On introduira également dans la suite du calcul la vitesse du son adiabatique  $c_S = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S}$ .

Ce système d'équations admet une solution statique  $\rho = \rho_0$ ,  $\vec{v} = \vec{0}$  (pas de mouvement d'ensemble du nuage) et  $P = P_0$ . On supposera dans ce cas que  $\Delta \phi_0 = 0$  bien que cela contredise l'équation de Poisson (c'est l'«astuce» utilisée par Jeans). On cherche comment vont évoluer de petites perturbations de cette solution statique : on cherche donc des solutions

du type  $\rho = \rho_0 + \rho_1$ ,  $\vec{v} = \vec{v}_1$ ,  $P = P_0 + P_1$  et  $\phi = \phi_0 + \phi_1$  où  $\rho_1$ ,  $\vec{v}_1$ ,  $P_1$  et  $\phi_1$  sont des termes du premier ordre.

En introduisant ces quantités dans les équations précédentes et en éliminant les termes du second ordre, on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 = 0 \\ \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -\vec{\nabla} \phi_1 - \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} P_1 \\ \Delta \phi_1 = 4\pi G \rho_1 \end{cases} \quad (1.29)$$

En combinant la dérivée par rapport au temps de la première équation du système 1.29 à la divergence de la seconde équation de ce même système, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = 4\pi G \rho_0 \rho_1 + \nabla^2 P_1 \quad (1.30)$$

De plus, comme les perturbations considérées sont isentropiques, on peut écrire :

$$dP = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S d\rho + \left( \frac{\partial P}{\partial S} \right)_\rho dS = c_S^2 d\rho \quad (1.31)$$

Ce qui donne finalement l'équation différentielle régissant l'évolution de la surdensité  $\delta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0}$  :

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} = 4\pi G \rho_0 \delta + c_S^2 \nabla^2 \delta \quad (1.32)$$

On peut décomposer la solution de cette équation en ondes planes :  $\delta(\vec{r}, t) = \delta_{0k} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$ , ce qui conduit à l'équation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = c_S^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 = c_S^2 (k^2 - k_J^2) \quad (1.33)$$

avec  $k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{c_S^2}$ .

On distingue alors deux cas :

- si  $k > k_J$ , alors  $\omega^2 > 0$  et l'équation 1.32 admet des solutions oscillantes (des ondes de compression ou ondes sonores). Cela correspond à une solution stable. Physiquement, la pression est suffisamment rapide pour contrebalancer les effets de la gravité.
- si  $k < k_J$ , alors  $\omega^2 < 0$  et on obtient alors des solutions instables : la surdensité  $\delta$  diverge. On a effondrement de la matière sous l'effet de la gravité. La pression n'a pas le temps d'empêcher la structure de se former. C'est ce qu'on appelle l'instabilité de Jeans.

Une longueur critique, appelée longueur de Jeans, apparaît alors naturellement :  $\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = c_S \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_0}}$ . Toute surdensité de taille supérieure à  $\lambda_J$  va s'effondrer sur elle-même.

Il existe une interprétation physique simple du fait qu'il existe une longueur critique qui sépare les échelles stables et instables. Le temps d'effondrement gravitationnel, qui est le temps mis par une structure de densité  $\rho_0$  pour s'effondrer sur elle-même, est  $\tau_{\text{grav}} \sim (G\rho_0)^{-1/2}$ . Cet effondrement gravitationnel est en compétition avec la pression : le temps de réponse du gaz à une perturbation de taille  $\lambda$  est le temps mis par les ondes sonores pour parcourir cette distance :  $\tau_{\text{sonore}} = \lambda c_S^{-1}$ . Ainsi, si  $\tau_{\text{sonore}} > \tau_{\text{grav}}$ , c'est-à-dire si  $\lambda > c_S(G\rho_0)^{-1/2}$ , la pression n'a pas le temps de s'opposer à l'effondrement gravitationnel et la surdensité, initialement faible, va être amplifiée. A l'inverse, si  $\tau_{\text{sonore}} < \tau_{\text{grav}}$ , les ondes sonores sont suffisamment rapides pour réagir aux surdensités locales engendrées par la gravitation et permettent de maintenir une densité quasi-uniforme dans le gaz.

On peut enfin faire apparaître une masse critique, appelée masse de Jeans, qui est la masse contenue dans une sphère de densité  $\rho_0$  et de rayon de l'ordre de  $\lambda_J$  :  $M_J = \frac{c_S^3}{G^{3/2}\rho_0^{1/2}}$ . Toute masse  $M > M_J$  s'effondrera alors sur elle-même sous l'effet de la gravitation.

## I.2.2 Instabilité de Jeans dans un Univers en expansion

Le calcul présenté dans le paragraphe précédent ne tient pas compte de l'expansion de l'Univers qui s'ajoute à la pression pour contrebalancer l'effondrement gravitationnel. Dans cette partie, nous allons prendre en compte l'expansion de l'Univers et la traiter dans un cadre newtonien. Nous allons également tenir compte des différentes composantes de l'Univers (photons, matière non relativiste et énergie noire) : pour cela, nous considérerons que toute forme d'énergie gravite. Dans ce qui suit,  $\rho$  n'est plus une masse volumique, mais une densité d'énergie (en réalité une somme sur les différentes composantes d'énergie de l'Univers) mais on l'exprimera toujours en  $\text{kg}/\text{m}^3$ . C'est une densité physique c'est-à-dire qu'elle s'exprime par unité de volume physique. A cela s'ajoute également une contribution de la pression  $P$ .

### I.2.2.a Etablissement de l'équation différentielle

Chaque particule de fluide est repérée par sa coordonnée physique  $\vec{r}(t)$  qui est liée à sa coordonnée comobile  $\vec{q}$  par la relation :  $\vec{r}(t) = a(t)\vec{q}$  où  $a(t)$  est le facteur d'échelle décrivant l'expansion de l'Univers et introduit au paragraphe I.1.1.

Dans ce cadre, l'équation d'Euler, qui n'est rien d'autre que l'équation de conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{\vec{\nabla}P}{\rho + \frac{P}{c^2}} \quad (1.34)$$

L'équation de Poisson, qui découle des équations de Friedmann (I.7), devient quant à elle :

$$\Delta\phi = 4\pi G \left( \rho + \frac{3P}{c^2} \right) \quad (I.35)$$

L'équation de conservation de l'énergie (ou de la masse) s'écrit :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho\vec{v}) + \frac{P}{c^2}\vec{\nabla}\vec{v} = 0 \quad (I.36)$$

Dans ces trois équations, les dérivées spatiales sont des dérivées par rapport aux coordonnées physiques. Ce système d'équation admet une solution que l'on notera  $\rho_0(t)$ ,  $P_0(t)$ ,  $\phi_0$  et  $\vec{v}_0(t)$  et qui vaut :

$$\rho_0(t) = \frac{\rho_0(t_0)}{a^{3(1+w)}} \quad ; \quad \vec{v}_0 = H(t)\vec{r} = \dot{a}\vec{q} \quad ; \quad \Delta\phi_0 = \frac{4\pi G\rho_0(t)}{3}(1+3w)\vec{r} \quad (I.37)$$

On étudie comment évoluent des perturbations de densité vis-à-vis de cette solution en posant :

$$\begin{cases} \rho = \rho_0(t) (1 + \delta(\vec{r}, t)) \\ P = P_0(t) (1 + \delta P(\vec{r}, t)) \\ \vec{v} = \vec{v}_0(t) + \vec{v}_1(\vec{r}, t) \end{cases} \quad (I.38)$$

L'origine de ces fluctuations initiales sera discutée ultérieurement (paragraphe I.2.4).

En injectant ces expressions dans les équations de conservation précédentes et en ne conservant que les termes du premier ordre, on obtient un système de trois équations<sup>3</sup>. En combinant ces trois équations et en introduisant, d'une part l'équation d'état dans laquelle on supposera le paramètre  $w$  constant, et d'autre part l'hypothèse que les perturbations sont adiabatiques réversibles (c'est-à-dire isentropiques), on obtient l'équation différentielle suivante<sup>4</sup> :

$$\begin{aligned} \ddot{\delta} + 2H(1 - 3(w - \frac{c_S^2}{c^2}))\dot{\delta} - 6H^2(w - \frac{c_S^2}{c^2})(1 - 3(w - \frac{c_S^2}{c^2}))\delta = \\ \underbrace{4\pi G(1+w)(1 + 3\frac{c_S^2}{c^2})\rho_0}_{\text{somme sur tous les constituants}} \delta + \frac{c_S^2}{a^2}\Delta\delta \end{aligned} \quad (I.39)$$

Il est ici plus commode de passer cette équation dans l'espace de Fourier afin d'étudier les modes. On pose :  $\delta(\vec{r}, t) \propto \iiint \delta_k(t) e^{i\vec{k}\vec{q}} d^3\vec{k}$  ( $\vec{k}$  est ici associé aux échelles comobiles) et on obtient :

$$\begin{aligned} \ddot{\delta}_k + 2H(1 - 3(w - \frac{c_S^2}{c^2}))\dot{\delta}_k + \\ \left( \frac{c_S^2 k^2}{a^2} - 6H^2(w - \frac{c_S^2}{c^2})(1 - 3(w - \frac{c_S^2}{c^2})) - 4\pi G(1+w)(1 + 3\frac{c_S^2}{c^2})\rho_0 \right) \delta_k = 0 \end{aligned} \quad (I.40)$$

3. Il faut également préalablement passer ces trois équations en coordonnées comobiles en remplaçant respectivement les opérateurs :  $\frac{\partial}{\partial t}$  et  $\vec{\nabla}$  par  $\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\dot{a}}{a}\vec{\nabla}_q$  et  $a^{-1}\vec{\nabla}_q$

4. Cette équation différentielle est vraie pour chacun des fluides

On remarquera que l'expansion de l'Univers, qui se manifeste ici par le biais du paramètre de Hubble  $H(t)$ , apparaît comme un terme d'amortissement dans l'équation précédente. On s'attendait en effet à ce que cette expansion ralentisse la croissance des surdensités.

### I.2.2.b Croissance des fluctuations pour les modes sous-horizons

L'équation précédente qui gouverne l'évolution des surdensités dépend à la fois du paramètre de Hubble  $H(t)$  et du paramètre  $w$ . Or nous avons vu précédemment que l'Univers a successivement été dominé par le rayonnement, puis par la matière et depuis récemment par une composante d'énergie sombre. L'évolution des surdensités va donc dépendre de la phase dans laquelle l'Univers se trouve, à savoir par quel fluide il est dominé. C'est ce que nous allons présenter ici.

De plus, on ne considérera que les modes sous-horizons. En effet le traitement newtonien que nous avons présenté n'est plus valable pour des perturbations dont la taille est supérieure à ou de l'ordre de celle de l'horizon. Nous présenterons dans la section suivante un modèle simpliste qui permet cependant d'étudier les modes de taille supérieure à celle de l'horizon.

#### • Cas d'un Univers dominé par le rayonnement

Dans ce cas, on a  $w = 1/3 = c_s^2/c^2$  et l'équation 1.40 devient :

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k + \left( \frac{k^2 c^2}{3a^2} - \frac{32}{3}\pi G\rho_0 \right) \delta_k = 0 \quad (1.41)$$

Pour des échelles physiques inférieures à la taille de l'horizon, qui est essentiellement  $d_H \sim cH^{-1} = c \left( \frac{8\pi G\rho_0}{3} \right)^{-1/2}$ , on a :  $k_{\text{phys}} = \frac{k}{a} > 2\pi \frac{H}{c}$ . On montre alors que le coefficient  $\frac{k^2 c^2}{3a^2} - \frac{32}{3}\pi G\rho_0$  est positif pour toutes les échelles sous-horizon, ce qui signifie que toutes ces échelles sont stables : l'Univers se dilate plus vite que ne pourraient croître les surdensités par instabilité gravitationnelle. Ainsi les surdensités initiales seront gelées (leur amplitude reste constante).

#### • Cas d'un Univers dominé par la matière

Il faut ici distinguer deux phases qui sont séparées par le découplage de la matière et du rayonnement.

★ **Avant le découplage**, la pression de la matière non baryonique est déterminée par celle des photons (à cause du couplage) et l'expansion de l'Univers est déterminée par la matière non relativiste. L'équation 1.40 s'écrit donc, pour la matière baryonique,

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k + \left( \frac{c^2 k^2}{3a^2} - 4\pi G\rho_0 \right) \delta_k = 0 \quad (1.42)$$

De même que l'équation I.41, cette équation n'admet que des solutions stables. Les surdensités de matière baryonique sont alors figées.

Contrairement à la matière baryonique, la matière noire ne subit pas la pression des photons. Dans ce cas, l'équation I.40 s'écrit :

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k - 4\pi G\rho_0\delta_k = 0 \quad (I.43)$$

Or dans la phase dominée par la matière, on peut écrire  $H(t)^2 = H_0^2\Omega_{m0}(1+z)^3$  (équation I.19). L'évolution du facteur d'échelle  $a(t)$  est donc régie par l'équation suivante  $\dot{a} = H_0\sqrt{\Omega_{m0}}a_0^{3/2}a^{-1/2}$  qui s'intègre en  $a(t) = a_0\left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}$  avec  $t_0 = \frac{2}{3}H_0^{-1}\Omega_{m0}^{-1/2}$ . On obtient  $H(t) = \frac{2}{3}t^{-1}$ . L'équation I.43 s'écrit alors :

$$\ddot{\delta}_k + \frac{4}{3t}\dot{\delta}_k - \frac{2}{3t^2}\delta_k = 0 \quad (I.44)$$

On cherche les solutions du type  $\delta_k(t) \propto t^n$  et on obtient deux solutions possibles  $n = -1$  ou  $n = 2/3$ . La première solution correspond à une solution stable et la seconde à une solution instable. Pour la solution instable, on a alors  $\delta_k \propto a$  et ceci est vrai pour toutes les échelles spatiales  $k$ . Les surdensités de matière noire croissent donc pendant cette phase dominée par la matière.

★ **Après le découplage**, la pression de la matière baryonique n'est plus gouvernée par les photons et celle-ci suit alors le même comportement que la matière noire. De plus, le raisonnement effectué ci-dessus pour la croissance des surdensités de matière noire est encore valable après le découplage. Après le découplage, les surdensités de matière non relativiste (que ce soit la matière noire ou la matière baryonique) croissent donc comme  $\delta_k \propto a$ .

### • Cas d'un Univers dominé par une constante cosmologique

On étudie ici l'évolution des surdensités de *matière* lorsque l'Univers est dominé par une constante cosmologique. Dans ce cas, l'équation I.40 devient :

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k = 0 \quad (I.45)$$

qui n'admet que des solutions stables. Aucune instabilité gravitationnelle de taille plus petite que celle de l'horizon ne peut donc se développer pendant cette phase.

## I.2.3 Un modèle simple pour les modes super-horizons

Le calcul présenté dans la section précédente n'est plus valable pour des perturbations de grande taille (de l'ordre de ou supérieure à celle de l'horizon) puisque dans ce cas, les effets

de temps de propagation de la gravitation ne sont plus négligeables. Nous présentons ici un modèle simple qui permet de traiter l'évolution des modes super-horizons.

Considérons un Univers plat, homogène et uniforme de densité  $\rho_0(t)$ . On place à l'intérieur de cet Univers une surdensité sphérique de densité  $\rho_1(t)$  très légèrement supérieure à  $\rho_0(t)$ . Cette surdensité peut-être elle-même considérée comme un univers homogène et uniforme à courbure positive (c'est-à-dire fermé). Comme les densités des deux univers sont voisines, on peut raisonnablement supposer que le taux d'expansion de ces deux Univers est le même : on le notera  $H(t) = \frac{\dot{a}}{a}$ .

La dynamique de ces deux Univers peut être décrite par les équations de Friedmann (I.7) dans lesquelles on ne tient pas compte des termes de pression, puisqu'on étudie ici des modes super-horizon : en effet pour les modes de taille supérieure à celle de l'horizon sonore la pression ne peut jouer aucun rôle puisqu'une onde sonore n'a pas le temps de se propager sur de telles échelles (il n'y a pas de lien de causalité entre deux points éloignés l'un de l'autre d'une distance supérieure à la taille de l'horizon). On obtient alors les équations suivantes :

$$\begin{cases} H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_0 \\ H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_1 - \frac{1}{a^2} \end{cases} \quad (I.46)$$

Nous pouvons alors estimer la valeur de la surdensité :

$$\delta \equiv \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \frac{3}{8\pi G\rho_0 a^2} \quad (I.47)$$

qui évolue différemment selon le fluide qui domine l'Univers.

L'équation I.15 donne l'évolution de la densité  $\rho_0$  en fonction du facteur d'échelle  $a(t)$ . Pour un Univers dominé par :

- le rayonnement, on a :  $\rho \propto a^{-4}$ , d'où  $\delta \propto a^2$
- la matière, on a :  $\rho \propto a^{-3}$ , d'où  $\delta \propto a$ . On remarquera qu'on retrouve le même résultat que pour les modes sous-horizons. En effet le raisonnement effectué ici est toujours valable pour un Univers dominé par la matière dans lequel la pression est négligeable.
- une composante d'énergie sombre,  $\rho$  est constante et alors  $\delta \propto a^{-2}$ .

Dans les phases dominées par le rayonnement ou la matière, tous les modes super-horizons sont donc instables. En effet la pression qui ne peut pas intervenir sur de si grandes échelles ne s'oppose plus à l'effondrement. Seule l'expansion de l'Univers s'y oppose désormais mais celle-ci n'est suffisamment rapide que dans la phase dominée par l'énergie noire.

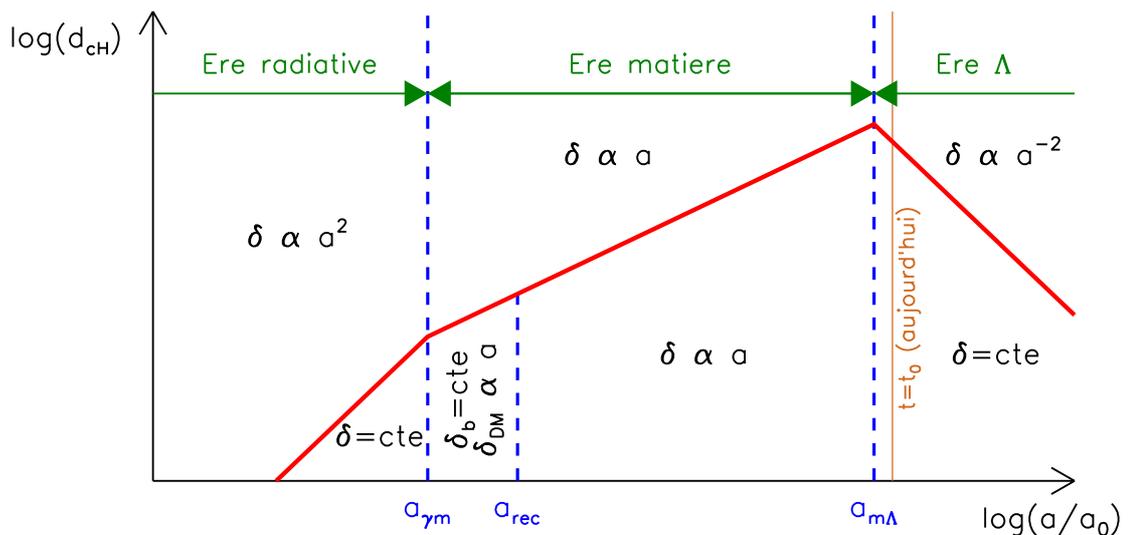
## I.2.4 Spectre de puissance de la matière noire

Dans les deux sections précédentes, nous avons établi les lois d'évolution des surdensités en fonction du facteur d'échelle et distingué les modes sous-horizons, des modes super-horizons.

Nous avons également montré que cette évolution dépend du fluide (rayonnement, matière non relativiste ou énergie noire) qui domine l'Univers.

Afin de compléter cette étude, il est maintenant nécessaire de déterminer la loi d'évolution de la taille de l'horizon  $d_H \sim cH^{-1}$ . Or nous avons déjà établi la relation entre le paramètre de Hubble  $H(t)$  et le contenu de l'Univers (équation I.19). La taille de l'horizon varie donc comme  $d_H \propto a^{\frac{3}{2}(1+w)}$ . Dans ce qui précède, nous avons considéré la taille comobile des perturbations plutôt que leur taille physique qui varie au cours du temps à cause de l'expansion de l'Univers. Il sera donc plus commode d'utiliser, par la suite, la taille comobile de l'horizon :  $d_{cH} = \frac{d_H}{a} \propto a^{\frac{1}{2}(1+3w)}$ .

On en déduit finalement l'évolution de  $d_{cH}$  au cours du temps : pendant la phase dominée par le rayonnement, on a  $d_{cH} \propto a$  ; pendant la phase dominée par la matière, on a  $d_{cH} \propto a^{1/2}$ , et enfin, depuis que l'énergie noire domine, on  $d_{cH} \propto a^{-1}$ . L'évolution de la taille comobile de l'horizon est représentée figure I.2.



**Figure I.2** – Résumé des lois d'évolution de la surdensité  $\delta$  pour les modes sous-horizons (en dessous de la courbe rouge) et les modes super-horizons (au-dessus de la courbe rouge). On distingue également trois phases dans l'évolution de l'Univers (voir section I.1.4) : une première dominée par le rayonnement, une seconde par la matière et la phase actuelle dominée par une constante cosmologique. La courbe rouge représente l'évolution de la taille comobile de l'horizon.

On a vu précédemment qu'il était commode d'introduire la transformée de Fourier de la surdensité  $\delta$ , puisqu'une perturbation quelconque peut se décomposer en une somme d'ondes planes (caractérisées par le nombre d'onde  $k$ ) qui évoluent indépendamment les unes des

autres<sup>5</sup>. On a :

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \iiint \delta_{\vec{k}}(t) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{k} \quad (1.48)$$

où chaque  $\delta_{\vec{k}}$  peut se mettre sous la forme  $\delta_{\vec{k}} = |\delta_{\vec{k}}| e^{i\phi_{\vec{k}}}$ . Si on considère un grand nombre d'Univers (ou un grand nombre de sous-parties d'un même Univers, selon le principe d'ergodicité), on obtiendra des  $\delta_{\vec{k}}$  différents. Si les phases varient de façon aléatoire et que le champ de surdensité est gaussien alors celui-ci est entièrement caractérisé par sa moyenne et sa variance. Sa moyenne est nulle et sa variance vaut :

$$\sigma^2 = \langle \delta(\vec{r}) \delta(\vec{r}') \rangle_{\vec{r}} \quad (1.49a)$$

$$= \frac{1}{V} \iiint \delta(\vec{r}) \delta^*(\vec{r}') d^3\vec{r} \quad (1.49b)$$

$$= \frac{1}{V(2\pi)^3} \iiint |\delta_{\vec{k}}|^2 d^3\vec{k} \quad (1.49c)$$

$$= \frac{1}{V2\pi^2} \int k^2 |\delta_k|^2 dk \quad (1.49d)$$

Le spectre de puissance  $P(k)$  est défini par :  $P(k) \equiv |\delta_k|^2$ . Ce spectre de puissance représente la contribution des ondes de nombre d'onde  $k$  à la variance, c'est-à-dire aux inhomogénéités de densité.

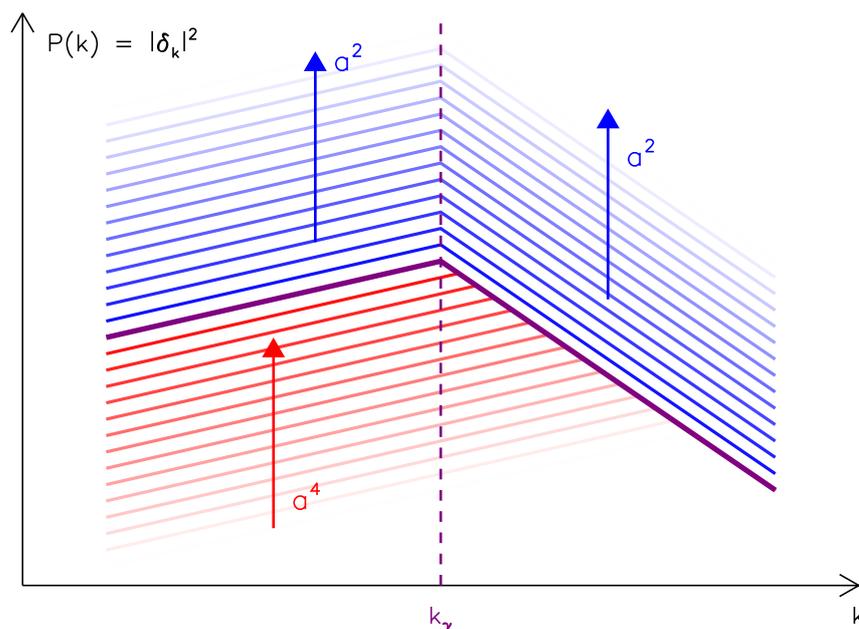
L'inflation est un modèle cosmologique qui offre une solution au problème de l'horizon et à celui de la platitude. À l'issue de cette phase d'inflation, où l'Univers est en expansion accélérée, la densité d'énergie n'est pas parfaitement homogène (amplification des fluctuations quantiques primordiales). Les modèles simples d'inflation prédisent un spectre de puissance initial de la forme suivante :  $P(k) = Ak^{n_s}$ , où  $n_s$  est l'indice spectral généralement proche de 1. Des mesures récentes donnent  $n_s = 0.96_{-0.13}^{+0.14}$  (Komatsu et al. 2009). On supposera dans la suite que  $n_s = 1$  (spectre de Harrison-Zel'dovich).

On souhaite finalement établir le spectre de puissance actuel des surdensités de matière noire. Pour cela, on va montrer, à partir des résultats précédents, comment évolue le spectre de puissance des fluctuations de densité au cours du temps. Cette évolution est illustrée figure 1.3.

Initialement, alors que l'Univers est dominé par le rayonnement, l'horizon a une taille infiniment petite et tous les modes sont super-horizon : ils croissent donc comme  $a^2$ . Tous les modes tels que  $k > k_\gamma$  avec  $k_\gamma = \frac{2\pi H_0 \sqrt{\Omega_{\gamma 0}} a_0^2}{c a_{\gamma m}}$  passeront sous l'horizon pendant l'ère radiative, et seront alors figés. Dans l'expression précédente,  $a_{\gamma m}$  est le facteur d'échelle au moment de l'égalité matière-rayonnement (à  $z = z_{\gamma m}$ , voir paragraphe 1.1.4). Considérons un mode  $k > k_\gamma$ . Le facteur d'échelle  $a_h$  au moment où ce mode passe sous l'horizon (que l'on

---

5. cette indépendance n'est vérifiée que tant que l'on reste dans le régime linéaire de croissance des perturbations, c'est-à-dire  $\delta < 1$ .



**Figure I.3** – Evolution du spectre de puissance de la matière noire au cours du temps. En rouge, l'évolution au cours de la phase dominée par le rayonnement et en bleu, l'évolution au cours de la période dominée par la matière. En violet, on a le spectre de puissance au moment de l'égalité matière-rayonnement.

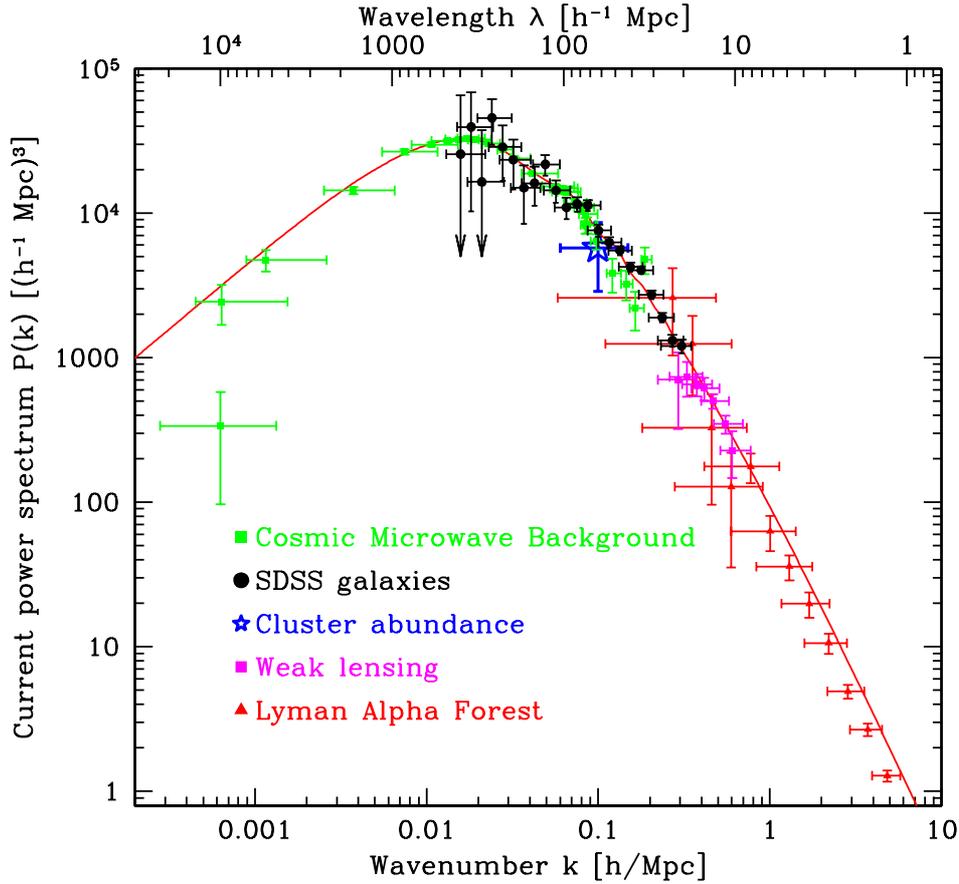
notera  $t_h$ ) vaut  $a_h = \frac{k_\gamma a_\gamma}{k}$ . La surdensité à cet instant vaut alors  $\delta_k(t = t_h) = \delta_k(t = 0) a_h^2$ . Cette surdensité restera ensuite constante jusqu'à l'égalité matière-rayonnement. Le spectre de puissance vaut donc :  $P(k, t = t_h) = P(k, t = 0) a_h^4 \propto k \times \frac{1}{k^4}$ . Les modes qui restent toujours au-dessus de l'horizon ( $k < k_\gamma$ ) croissent tous de la même façon ce qui n'affecte pas le spectre de puissance. Le spectre de puissance au moment de l'égalité matière-rayonnement est donc :

$$P(k) \propto \begin{cases} Ak & \text{si } k < k_\gamma \\ Ak^{-3} & \text{si } k > k_\gamma \end{cases} \quad (1.50)$$

Ensuite, la forme du spectre de puissance de la matière noire reste inchangée puisque, dans la phase où l'Univers est dominé par la matière, tous les modes évoluent de la même façon.

Le spectre de puissance de la matière noire déduit des observations des différentes structures de l'Univers est donné figure I.4. Il a bien la forme prédite ci-dessus. Le modèle précédent prédit également que le changement de pente a lieu pour  $k = k_\gamma$  qui vaut numériquement  $k_\gamma \sim 0.08 h \text{ Mpc}^{-1}$  qui est en bon accord avec les observations.

Le bon accord entre les observations et les prédictions de la théorie de formation des structures présentée dans ce chapitre nous conforte quant à la validité de cette théorie. Mais nous n'avons présenté ici que la phase de croissance linéaire des perturbations initiales. Cette phase est suivie d'une phase de croissance non linéaire de ces perturbations : en effet les



**Figure 1.4** – Spectre de puissance observé de la matière noire. D'après Tegmark et al. (2004).

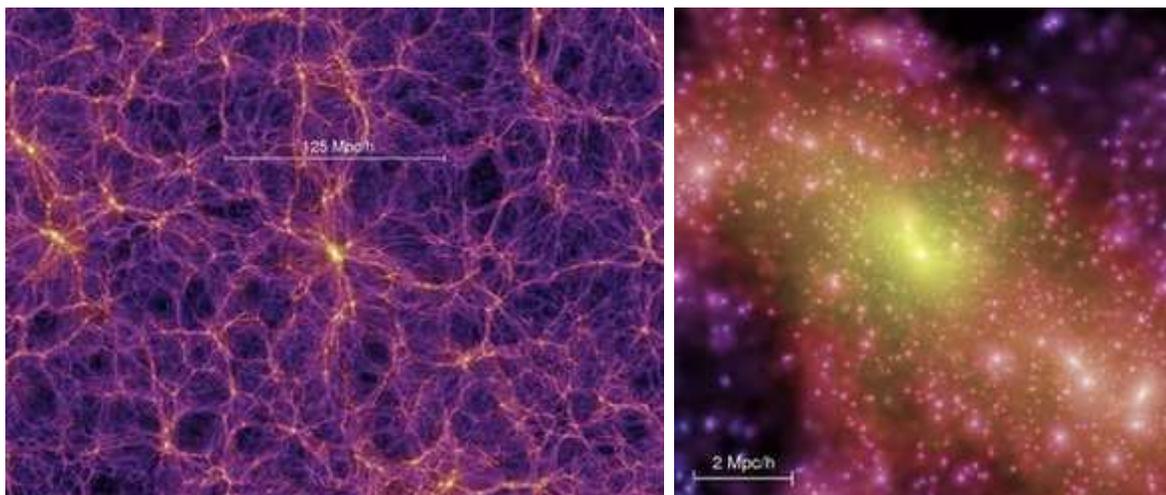
équations établies précédemment ne sont valables que tant que  $\delta \lesssim 1$ . Nous ne traiterons donc pas le régime  $\delta \gg 1$ , qui nécessite l'utilisation de simulations numériques, vue la complexité des équations à résoudre. Les grandes structures de matière noire ainsi formées créent des puits de potentiel dans lesquels s'effondre à son tour la matière baryonique pour former les galaxies que l'on observe aujourd'hui.

### I.2.5 Formation des galaxies

Nous avons expliqué dans les paragraphes précédents comment les inhomogénéités initiales de la distribution spatiale de matière noire étaient amplifiées et comment les premières structures se sont formées. Pendant l'ère radiative, on a donc apparition de puits de potentiel créés par la matière noire. La matière baryonique suit, quant à elle, une distribution quasi-uniforme (les surdensités ont été gelées dans leur croissance). En effet celle-ci, parce qu'elle est ionisée, est liée aux photons qui interagissent avec les protons et les électrons par effet Compton et ne peut donc pas s'effondrer. En revanche, après la recombinaison, la matière baryonique devient essentiellement neutre et n'interagit donc plus avec les photons. Elle peut alors s'effondrer dans les puits de potentiel de la matière noire déjà créés et creusés.

La matière baryonique est composée de gaz (75% d'hydrogène et 25% d'hélium formé lors de la nucléosynthèse primordiale). Ce gaz tombe dans les puits de potentiel et continue de s'effondrer sur lui-même car il se refroidit (par transitions radiatives, par rayonnement free-free, par collision...) (contrairement à la matière noire qui interagit très peu et ne se «refroidit» donc pas). Lorsque la densité de ce gaz est suffisante, la formation stellaire s'amorce. La description fine de cette physique est complexe puisqu'elle fait intervenir de nombreux processus : transfert de rayonnement dans les nuages, instabilités thermo-hydrodynamiques, physique de la poussière (quand elle existe). . .

Avec les puissants calculateurs dont on dispose aujourd'hui, il est possible de simuler numériquement la formation des galaxies et des grandes structures en partant d'un Univers initialement quasi-homogène. Il est cependant difficile dans ces simulations de décrire de façon détaillée tous les processus physiques en jeu car ceux-ci font intervenir des échelles de taille et de temps très variées. Il faudrait en particulier un nombre de particules beaucoup trop grand pour les calculateurs actuels pour décrire convenablement la physique aux toutes petites échelles (celles des étoiles). On introduit alors certaines lois empiriques ou des paramètres ad-hoc dans ces simulations, afin de rendre compte malgré tout de ces processus aux petites échelles (formation stellaire, feedback des AGNs...). Une des plus grandes simulations jamais réalisées à l'heure actuelle est la *Millenium Simulation* (Springel et al. 2005). Cette dernière décrit l'évolution de  $10^{10}$  particules dans une région cubique de  $500h^{-1}$  Mpc de côté avec une résolution spatiale de  $5h^{-1}$  kpc. Quelques images de cette simulation sont montrées figure 1.5. On remarquera en particulier l'agencement hiérarchique des structures. Plus récemment, le projet Horizon a permis de suivre l'évolution d'une boîte cubique de  $2h^{-1}$  Gpc de côté découpée en 70 milliards de particules sur 13.7 Gyr !



**Figure 1.5** – Carte de densité de matière noire à  $z = 0$  obtenue par la simulation Millenium (à gauche : sur une grand échelle ; à droite : à l'échelle d'un riche amas de galaxies). D'après Springel et al. (2005).

La formation des galaxies n'est malgré tout pas bien comprise. Il existe en effet plusieurs

modèles pour expliquer la formation des grandes galaxies. Soit celles-ci se sont formées en une seule fois par l'effondrement d'un gigantesque nuage de gaz, soit elles se sont formées à partir de la fusion d'un grand nombre de petites galaxies. D'autre part, le rôle de certains phénomènes, comme les AGNs, les vents galactiques engendrés par les sursauts de formation stellaire, sont encore mal compris. **C'est dans ce contexte de la compréhension de la formation des galaxies que se situe mon travail de thèse.**

## I.3 Description statistique des propriétés des galaxies

Nous allons présenter, dans cette partie, quelques outils statistiques sur les galaxies qui permettent d'une part, en considérant les galaxies comme des traceurs des structures de matière noire, d'étudier la formation des grandes structures et de vérifier la théorie présentée dans la partie précédente. Nous définirons également des grandeurs qui permettent d'étudier les galaxies plus en détails en considérant cette fois leur émission.

### I.3.1 Fonction de corrélation

- **Définitions**

Considérons un ensemble de galaxies distribuées selon un champ de densité  $\rho(\vec{r})$ . Si ces galaxies étaient réparties uniformément ( $\rho(\vec{r}) = \rho_0$ ), la probabilité de trouver une galaxie dans un volume  $dV_1$  et une seconde galaxie dans un volume  $dV_2$  serait :  $dP = \rho_0^2 dV_1 dV_2$  et ceci quelle que soit la distance entre ces deux volumes. Mais, dans le cas où  $\rho(\vec{r})$  n'est pas uniforme, ceci n'est plus vérifié et on écrit alors la probabilité de trouver une galaxie dans un volume  $dV_1$  et une seconde dans un volume  $dV_2$  séparés d'une distance  $\vec{r}$  :

$$dP(\vec{r}) = \bar{\rho}^2 (1 + \xi(\vec{r})) dV_1 dV_2 \quad (I.51)$$

où  $\bar{\rho}$  est la densité moyenne et  $\xi$  est la fonction de corrélation à deux points, définie par cette relation. Une fonction de corrélation nulle correspond à une distribution aléatoire des sources. La fonction  $\xi(\vec{r})$  représente en quelque sorte l'écart à une répartition uniforme des sources.

- **Lien avec le spectre de puissance**

La probabilité de trouver une source dans un volume  $dV_1$  dont la position est repérée par le vecteur  $\vec{r}_1$  est  $\rho(\vec{r}_1) dV_1$ . Il en est de même pour la probabilité de trouver une source dans un volume  $dV_2$  repéré par le vecteur  $\vec{r}_2$ . La probabilité de trouver une source dans  $dV_1$  et une autre source en  $dV_2$  s'écrit donc simplement :

$$dP(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \rho(\vec{r}_1) dV_1 \cdot \rho(\vec{r}_2) dV_2 \quad (I.52)$$

En introduisant la surdensité  $\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}$ , on obtient :

$$dP(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \bar{\rho}^2 (1 + \delta(\vec{r}_1))(1 + \delta(\vec{r}_1 + (\vec{r}_2 - \vec{r}_1))) dV_1 dV_2 \quad (1.53)$$

En moyennant sur tous les vecteurs  $\vec{r}_1$ , on obtient la probabilité de trouver deux sources dans des volumes  $dV_1$  et  $dV_2$  séparés par  $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$  :

$$dP(\vec{r}) = \bar{\rho}^2 \left( 1 + \left\langle \delta(\vec{r}_1) \delta(\vec{r}_1 + \vec{r}) \right\rangle_{\vec{r}_1} \right) dV_1 dV_2 \quad (1.54)$$

En comparant cette dernière relation à la définition de  $\xi$  (équation 1.51), on obtient :  $\xi(\vec{r}) = \left\langle \delta(\vec{r}_1) \delta(\vec{r}_1 + \vec{r}) \right\rangle_{\vec{r}_1}$ . La fonction de corrélation  $\xi$  des traceurs de la matière est donc la fonction d'autocorrélation de la matière. On peut montrer que cette fonction d'autocorrélation est reliée au spectre de puissance via la transformée de Fourier :

$$\xi(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint P(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{k} \quad (1.55)$$

Il est ainsi possible de déduire le spectre de puissance  $P(k)$  de la mesure de la fonction de corrélation  $\xi$ .

De plus, en ajoutant l'hypothèse que l'Univers est isotrope, on a :

$$\xi(r) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty P(k) \frac{\sin(kr)}{kr} k^2 dk \quad (1.56)$$

Sur une gamme restreinte d'échelles spatiales, on approxime souvent la fonction de corrélation des galaxies par une loi de puissance :

$$\xi(r) = \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma} \quad (1.57)$$

avec  $\gamma \simeq 1.8$  et  $r_0 \simeq 5 h^{-1} \text{Mpc}$  pour des échelles inférieures à  $10 h^{-1} \text{Mpc}$ . Les deux paramètres  $r_0$  et  $\gamma$  sont généralement ceux utilisés pour caractériser la corrélation des galaxies : en particulier, plus  $r_0$  sera grand et plus les galaxies seront corrélées.

Si on suppose que le spectre de puissance est représenté par une loi de puissance du type  $P(k) \propto k^{-\alpha}$ , on a :

$$\xi(r) \propto \frac{1}{r} \int_0^\infty k^{1-\alpha} \sin(kr) dk \quad (1.58)$$

qui s'intègre (si  $1 < \alpha < 3$ ) pour donner :

$$\xi(r) \propto \frac{r^{\alpha-2}}{r} = r^{\alpha-3} \quad (1.59)$$

Ainsi, une fonction de corrélation des galaxies en loi de puissance avec  $\gamma = 1.8$  correspond à un spectre de puissance également représenté par une loi de puissance d'exposant  $\alpha = 1.2$ . Cet exposant est en bon accord avec les observations du spectre de puissance de la matière noire, aux échelles des galaxies (voir par exemple la pente de la droite que forment les points noirs du relevé SDSS sur la figure 1.4).

### 1.3.2 Fonction de corrélation angulaire

#### • Définitions

Le calcul de la fonction de corrélation  $\xi(r)$  requiert la connaissance des redshifts des galaxies, afin de pouvoir reconstruire la répartition des galaxies dans un espace à trois dimensions. Malheureusement, l'obtention de redshifts spectroscopiques<sup>6</sup> pour un grand nombre de galaxies, est très coûteuse en temps d'observation et se limite en général à des redshifts  $z \lesssim 1.5$ . On doit donc se contenter la plupart du temps d'une information projetée sur la sphère céleste.

Pour cette raison, on définit, de la même façon que  $\xi(r)$ , une fonction de corrélation angulaire  $\omega(\theta)$  par :

$$dP = \rho_0^2(1 + \omega(\theta))d\Omega_1d\Omega_2 \quad (1.60)$$

où  $dP$  est la probabilité de trouver une galaxie dans un angle solide  $d\Omega_1$  et une seconde galaxie dans un angle solide  $d\Omega_2$  séparés d'un angle  $\theta$  et où  $\rho_0$  est cette fois la densité moyenne surfacique (nombre de sources par stéradian).

On peut aussi définir une fonction de cross-corrélation  $\chi_{AB}(\theta)$  entre deux populations A et B en écrivant la probabilité de trouver une galaxie A dans l'angle solide  $d\Omega_1$  et une galaxie B dans l'angle solide  $d\Omega_2$  sous la forme :

$$dP = \rho_A\rho_B(1 + \chi_{AB}(\theta))d\Omega_1d\Omega_2 \quad (1.61)$$

où  $\rho_A$  et  $\rho_B$  sont les densités surfaciques des deux populations et  $\theta$  l'angle séparant les deux angles solides. Toutes les propriétés qui sont présentées dans cette partie pour  $\omega(\theta)$  sont aussi valables pour  $\chi_{AB}(\theta)$ . Cette fonction de cross-corrélation n'est pas beaucoup utilisée dans la littérature mais nous en aurons besoin au chapitre II.

#### • Equation de Limber

Nous allons présenter ici comment on peut relier la fonction de corrélation angulaire  $\omega(\theta)$  à la fonction de corrélation  $\xi(r)$ .

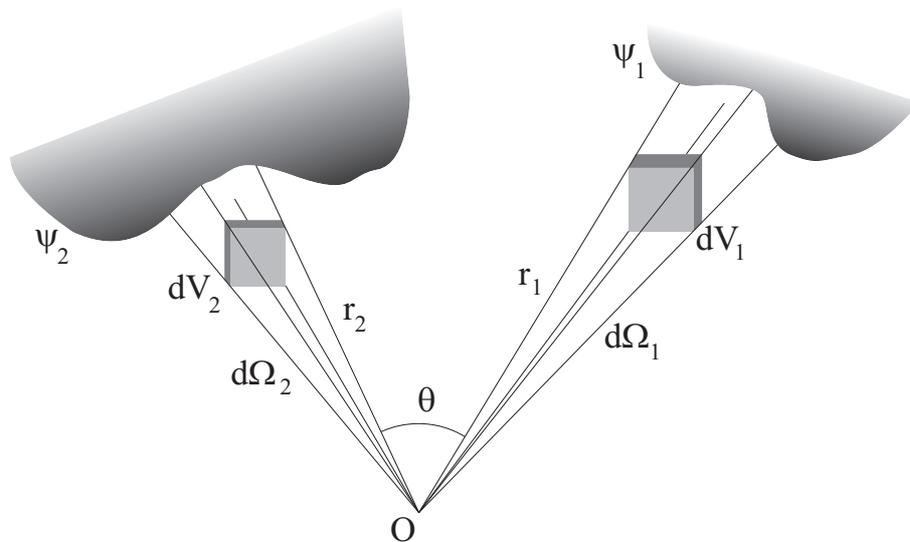
Considérons deux directions de l'espace repérées par les vecteurs  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$ . On note  $\theta$  l'angle formé par ces deux vecteurs et  $r_{12} = \|\vec{r}_1 - \vec{r}_2\|$ .

La probabilité de trouver une galaxie dans un angle solide  $d\Omega_1$  et une seconde galaxie dans un angle solide  $d\Omega_2$  peut s'écrire, en intégrant le long des deux lignes de visée 1 et 2 (voir figure 1.6) :

$$dP = \bar{\rho}^2 \int_1 \int_2 (1 + \xi(r_{12}))dV_1dV_2 = \bar{\rho}^2 \int_0^\infty \int_0^\infty (1 + \xi(r_{12}))r_1^2d\Omega_1dr_1r_2^2d\Omega_2dr_2 \quad (1.62)$$

---

6. les redshifts photométriques n'ayant pas une précision suffisante pour étudier  $\xi(r)$



**Figure I.6** – Illustration du passage de la fonction de corrélation  $\xi(r)$  à la fonction de corrélation angulaire  $\omega(\theta)$ . D'après H. Dole (cours du M2 NPAC).

Or la densité moyenne surfacique  $\rho_0$  est reliée à la densité moyenne volumique  $\bar{\rho}$  par  $\rho_0 = \int_0^\infty \bar{\rho} r^2 dr$ . On obtient alors :

$$dP = \rho_0^2 d\Omega_1 d\Omega_2 + \bar{\rho}^2 d\Omega_1 d\Omega_2 \int_0^\infty \int_0^\infty \xi(r_{12}) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2 \quad (1.63)$$

En comparant à la définition de  $\omega(\theta)$ , on a :

$$\omega(\theta) = \frac{\bar{\rho}^2}{\rho_0^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \xi(r_{12}) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2 \quad (1.64)$$

Dans le calcul précédent, on a intégré entre 0 et  $+\infty$  or, en pratique, on n'observe qu'une portion finie de l'Univers à cause de la sensibilité finie des détecteurs. On fait donc intervenir une fonction de sélection  $\psi(r)$  qui vaut 1 si toutes les galaxies situées au rayon  $r$  sont détectées et 0 si aucune de ces galaxies n'est détectée. La valeur de cette fonction est donc comprise entre 0 et 1. A priori  $\psi$  dépend aussi de la luminosité des sources.

Le lien entre  $\omega(\theta)$  et  $\xi(r)$  peut finalement s'écrire :

$$\omega(\theta) = \frac{1}{\left(\int_0^\infty \psi(r) r^2 dr\right)^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \xi(r_{12}) \psi(r_1) \psi(r_2) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2 \quad (1.65)$$

Cette équation est l'équation de Limber (Limber 1953).

Il est alors possible de calculer  $\omega(\theta)$  dans le cas où  $\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}$ . On obtient (Peebles 1980) :

$$\omega(\theta) = A\theta^{1-\gamma} \quad (1.66)$$

On a également supposé dans tout ce qui précède que la densité des galaxies ne dépendait pas du redshift  $z$  et que ces dernières étaient toutes identiques. En pratique ce n'est pas le cas, et le lien entre  $\omega(\theta)$  et  $\xi(r)$  fait intervenir la distribution en redshift  $N(z)$  des sources ainsi que la géométrie de l'Univers. Enfin la longueur de corrélation  $r_0$  peut dépendre du redshift :  $r_0(z) = r_0(1+z)^{1-\frac{3+\epsilon}{\gamma}}$  où le paramètre  $\epsilon$  est généralement compris entre  $\epsilon = 0$  (la fonction de corrélation est fixe dans les coordonnées physiques) et  $\epsilon = 3 - \gamma \simeq -1.2$  (la fonction de corrélation est fixe dans les coordonnées comobiles) (Efstathiou et al. 1991). On obtient alors la valeur du paramètre  $A$  (Efstathiou et al. 1991, par exemple) :

$$A = r_0^\gamma \sqrt{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)} \frac{\int_0^\infty g(z) \left(\frac{dN}{dz}\right)^2 dz}{\left(\int_0^\infty \left(\frac{dN}{dz}\right) dz\right)^2} \quad (1.67)$$

où

$$g(z) = \left(\frac{dz}{dr}\right) r^{1-\gamma} (1+z)^{-3+\epsilon-\gamma} \quad (1.68)$$

avec  $r$  la distance physique le long de la ligne de visée.

#### • Méthodes de calcul

Il existe de nombreuses méthodes pour estimer la fonction de corrélation angulaire  $\omega(\theta)$  d'un catalogue de  $N$  sources.

La plus simple consiste à comparer le nombre de paires de galaxies DD( $\theta$ ) séparées d'une distance  $\theta$  au sein du catalogue réel au nombre de paires de galaxies RR( $\theta$ ) séparés de  $\theta$  dans des catalogues simulés dans lesquels les sources sont réparties uniformément de façon aléatoire :

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta)}{RR(\theta)} - 1 \quad (1.69)$$

Ceci est réalisé pour un grand nombre de catalogues simulés (en pratique, au moins 10).

Cependant cet estimateur n'est pas très robuste dans le cas d'échantillons petits et à cause des problèmes de bord. L'estimateur de Landy & Szalay (1993) est plus souvent utilisé :

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)} \quad (1.70)$$

où DR( $\theta$ ) est le nombre de paires entre les galaxies du vrai catalogue et les galaxies des catalogues simulés séparées par un angle  $\theta$ . Il existe également d'autres estimateurs (Hamilton 1993; Infante 1994). Pour tous ces estimateurs, le temps de calcul est proportionnel au nombre de distances à calculer, c'est-à-dire au nombre de paires de galaxies qui vaut  $\sim N^2/2$ ; le temps de calcul peut donc rapidement devenir important.

De plus, à cause de la couverture spatiale finie de l'échantillon, on introduit un biais dans la normalisation de la fonction de corrélation angulaire. En effet, celle-ci devrait vérifier :

$\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \omega(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi = 0$ . Or notre méthode de calcul impose  $\int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \omega(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi = 0$  où  $\theta_{\max}$  est l'échelle de taille maximale couverte par notre échantillon. Il est donc nécessaire d'appliquer une correction, dite intégrale (ou *integral constraints*). Cette correction sera d'autant plus grande que la surface couverte par l'échantillon sera petite. On pourra par exemple consulter l'article de Roche et al. (2002) qui explique comme cette correction peut être calculée.

On mesure parfois la corrélation des galaxies avec d'autres outils que la fonction de corrélation angulaire  $\omega(\theta)$  introduite précédemment. On peut par exemple utiliser le spectre de puissance angulaire caractérisé par les  $C_l$ . Ces  $C_l$  sont reliés à  $\omega(\theta)$  par (Peebles 1980) :

$$\omega(\theta) = \frac{1}{4\pi\rho_0^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) C_l P_l(\cos\theta) \quad (1.71)$$

où les  $P_l$  sont les polynômes de Legendre et qui peut être inversée en :

$$C_l = 2\pi\rho_0^2 \int_{-1}^1 \omega(\theta) P_l(\cos\theta) d\theta \quad (1.72)$$

Les  $C_l$  sont en particulier plus adaptés à l'étude des grandes échelles spatiales (ce qui correspond à des petites valeurs de  $l$ ).

### • Biais des galaxies par rapport à la matière noire

Dans tout ce qui précède, on a implicitement supposé que les galaxies traçaient parfaitement la distribution sous-jacente de matière noire. En réalité ce n'est pas le cas. On sait par exemple que les amas de galaxies sont plus corrélés que les galaxies. Kaiser (1984) ont donc défini un paramètre  $b$  appelé le biais qui caractérise la différence entre la distribution spatiale de matière noire et celle de la matière lumineuse :

$$\xi_{\text{objets}} = b^2 \xi_{\text{matière noire}} \quad (1.73)$$

où  $\xi_{\text{objets}}$  et  $\xi_{\text{matière noire}}$  sont respectivement les fonctions de corrélation spatiale à deux points des objets étudiés et de la matière noire. Ce biais est dit linéaire car il ne dépend de rien. On peut toutefois imaginer qu'il dépende du redshift, de la morphologie ou encore de la luminosité des objets étudiés. En réalité ce paramètre ad hoc cache notre incompréhension de la physique fine de la formation des galaxies et des structures. On pourra consulter la revue de Lahav & Suto (2004) pour plus de détails.

### I.3.3 Fonction de luminosité

Dans tout ce qui précède, on ne s'est intéressé qu'à caractériser la position relative des sources les unes par rapport aux autres. Dans ce qui suit, nous allons présenter de nouveaux outils qui tiennent compte de la luminosité (ou du flux) des objets observés.

La fonction de luminosité caractérise la distribution en luminosité des galaxies dans un volume donné. Il peut s'agir ici aussi bien de luminosité bolométrique<sup>7</sup> ou de luminosité monochromatique<sup>8</sup>. On note  $dN$  le nombre de galaxies dans un volume comobile<sup>9</sup>  $dV$  dont la luminosité est comprise entre  $L$  et  $L + dL$ . La fonction de luminosité est alors définie par :

$$dN = \phi(L)dLdV \quad (1.74)$$

Les observations montrent que les fonctions de luminosité des galaxies sont généralement bien modélisées par des fonctions de Schechter (Schechter 1976) :

$$\phi(L) = \frac{\phi^*}{L^*} \left( \frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left( -\frac{L}{L^*} \right) \quad (1.75)$$

où  $\phi^*$  est une densité volumique caractéristique et  $L^*$  une luminosité caractéristique. Pour les faibles luminosités ( $L \ll L^*$ ), on a :  $\phi(L) \propto L^\alpha$ . Le paramètre  $\alpha$  caractérise donc la pente de la *faint-end* dans un diagramme log-log. Un exemple de fonction de Schechter est représenté sur la figure 1.7 : on remarque que  $\phi^*$  et  $L^*$  caractérisent la position du coude de la fonction de luminosité. On remarque enfin que le nombre de galaxies brillantes diminue très rapidement.

Pour construire une fonction de luminosité, il est nécessaire que toutes les galaxies de l'échantillon soit grosso-modo à la même distance pour pouvoir estimer correctement le volume. Ceci requiert donc la connaissance du redshift de ces galaxies (dans ce cas, un redshift photométrique est souvent suffisant).

A partir de la fonction de luminosité, il est possible d'estimer la densité de luminosité  $\rho_L$ . La luminosité par unité de volume émise par toutes les galaxies dont la luminosité est comprise entre  $L$  et  $L + dL$  est  $L \frac{dN}{dV}$ . On a alors :

$$\rho_L = \int_0^\infty \phi(L)LdL \quad (1.76a)$$

$$= \phi^* L^* \int_0^\infty \left( \frac{L}{L^*} \right)^{1+\alpha} \exp \left( \frac{L}{L^*} \right) d \left( \frac{L}{L^*} \right) \quad (1.76b)$$

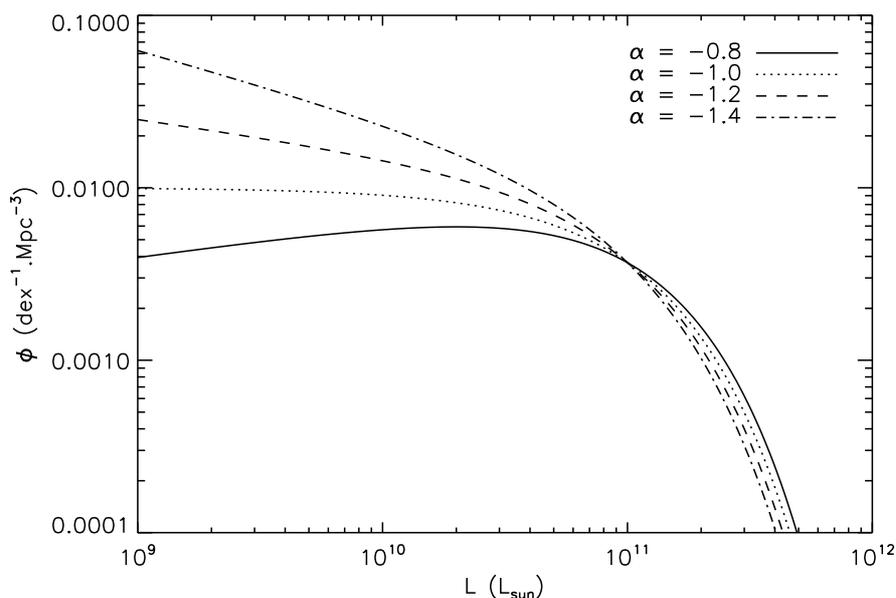
$$= \phi^* L^* \Gamma(2 + \alpha) \quad (1.76c)$$

La densité de luminosité dépend donc essentiellement de  $\phi^*$  et  $L^*$  et est dominée par les galaxies de luminosité de l'ordre de  $L^*$ . En effet l'intégrale  $\Gamma(2 + \alpha) = \int_0^\infty t^{1+\alpha} e^{-t} dt$  est dominée par les termes voisins de  $1 + \alpha$ .

7. En toute rigueur la luminosité bolométrique est la puissance émise sur tout le domaine spectral, c'est-à-dire depuis les rayons X jusqu'au domaine radio. Cependant, en pratique, nous verrons qu'une partie de l'émission domine généralement les autres et nous appellerons abusivement luminosité bolométrique, la luminosité sur un domaine spectral plus restreint, comme l'infrarouge ou l'optique.

8. En toute rigueur, la luminosité monochromatique est la luminosité à une longueur d'onde donnée, mais nous appellerons abusivement luminosité monochromatique, la puissance reçue à travers un filtre à bande large.

9. Il est important de considérer des volumes comobiles, plutôt que des volumes propres, afin de distinguer l'évolution des galaxies de l'évolution de l'Univers.



**Figure 1.7** – Représentation de la fonction de luminosité de Schechter avec  $\phi^* = 10^{-2} \text{Mpc}^{-3}$ ,  $L^* = 10^{11} L_{\odot}$  et différentes valeurs du paramètre  $\alpha$ . On remarquera ici que la LF est tracée «par dex», c'est-à-dire par intervalle logarithmique de luminosité. Cela revient à multiplier par  $L$  car  $d(\log(L)) = dL/L$ .

Enfin, on peut noter qu'il existe d'autres modélisations pour la fonction de luminosité. On utilise parfois la forme «en double exponentielle» suivante :

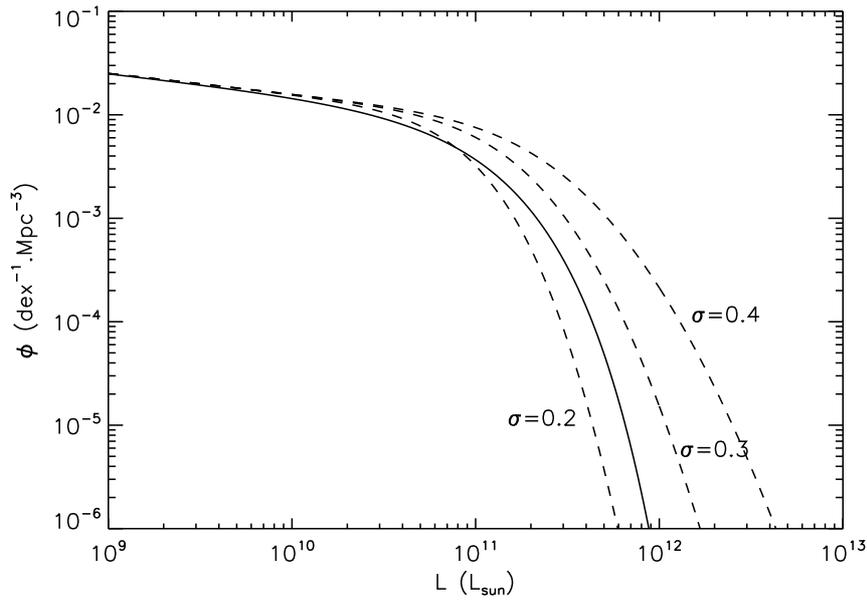
$$\phi(L) = \frac{\phi^*}{L^*} \left( \frac{L}{L^*} \right)^{\alpha} \exp \left( \frac{-1}{2\sigma^2} \log^2 \left( 1 + \frac{L}{L^*} \right) \right) \quad (1.77)$$

qui s'approxime par une loi de puissance si  $L \gg L^*$ . La figure 1.8 montre la fonction de luminosité en double exponentielle pour trois valeurs différentes du paramètre  $\sigma$  et pour la même valeur de  $L^*$ . On remarque que le coude de la fonction de luminosité varie avec  $\sigma$ . Ainsi  $L^*$  ne trace plus exactement la position du coude. Il y a une dégénérescence entre les valeurs de  $L^*$  et de  $\sigma$ . Les galaxies qui dominent l'intégrale sont les galaxies de luminosité  $L \simeq xL^*$  où  $x$  vérifie l'équation suivante :

$$\log(1+x) = \sigma^2 (\alpha + 1) \ln(10) \left( \frac{x+1}{x} \right) \quad (1.78)$$

### 1.3.4 Comptages de sources

La statistique la plus naturelle consiste à classer toutes les sources d'une région donnée selon leur flux. C'est ce qu'on appelle les comptages de sources. On distingue deux types de comptages : les comptages intégraux et les comptages différentiels.



**Figure 1.8** – Comparaison de la fonction de luminosité de Schechter (trait plein) avec la forme en double exponentielle pour différentes valeurs du paramètre  $\sigma$  (trait pointillé). On a pris  $\phi^* = 10^{-2} \text{Mpc}^{-3}$ ,  $L^* = 10^{11} L_{\odot}$  et  $\alpha = -1.2$  dans les deux cas.

### • Cas d'un Univers euclidien

Considérons des sources identiques de luminosité  $L_{\nu}$  réparties de façon uniforme dans l'espace supposé euclidien ce qui est une bonne approximation pour l'Univers local. On note  $n(r)$  la densité volumique qui peut éventuellement dépendre de la distance  $r$ . Un observateur situé en O reçoit pour chaque source, située à une distance  $r$ , un flux  $S_{\nu} = \frac{L_{\nu}}{4\pi r^2}$ . Or la densité surfacique de sources situées à une distance  $r$ , c'est-à-dire dans une coquille de rayon  $r$  et d'épaisseur  $dr$  est  $dN = \frac{1}{4\pi} n(r) 4\pi r^2 dr$ . Le nombre de sources par intervalle de flux et par stéradian est donc  $\frac{dN}{dS_{\nu}} = \frac{nr^2 dr}{dS_{\nu}}$ . Or comme toutes les sources sont identiques, la relation entre le flux  $S_{\nu}$  et le rayon est simple :  $r = \sqrt{\frac{L_{\nu}}{4\pi S_{\nu}}}$ , d'où  $\frac{dr}{dS_{\nu}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L_{\nu}}{4\pi}} S_{\nu}^{-3/2}$ .

On obtient finalement l'expression des comptages différentiels :

$$\frac{dN_{\nu}}{dS_{\nu}} = \frac{1}{2} n(S_{\nu}) \left( \frac{L_{\nu}}{4\pi S_{\nu}} \right)^{3/2} S_{\nu}^{-1} \propto S_{\nu}^{-5/2} \quad (1.79)$$

où la densité  $n$  dépend du flux. On remarque que, dans un Univers euclidien, ceux-ci évoluent comme  $S_{\nu}^{-5/2}$  ; c'est pourquoi on représente plutôt  $S_{\nu}^{5/2} \frac{dN}{dS_{\nu}}$  afin de séparer cette évolution «géométrique» d'une éventuelle évolution physique.

Les comptages intégraux représentent le nombre de sources par unité d'angle solide ayant

un flux supérieur à  $S_\nu$ . Ils s'expriment de la façon suivante :

$$N(S > S_\nu) = \int_{S_\nu}^{\infty} \left( \frac{dN}{dS} \right) dS \quad (1.80)$$

qui devient, si on suppose la densité  $n$  constante :

$$N(S > S_\nu) = \frac{1}{3} n \left( \frac{L_\nu}{4\pi S_\nu} \right)^{3/2} \propto S_\nu^{-3/2} \quad (1.81)$$

### • Influence de la fonction de luminosité

En pratique, les sources ne sont pas toutes identiques et elles sont distribuées en luminosité selon la fonction de luminosité. De plus cette fonction de luminosité peut évoluer avec le redshift. Il convient alors de sommer les fonctions établies précédemment pour chaque tranche de luminosité.

### • Influence de la cosmologie

En pratique l'approximation euclidienne n'est valable que pour l'univers local et il faut alors faire intervenir l'expansion de l'Univers pour traiter le cas général. Cette dernière, en plus d'affecter la courbure de l'Univers, va également modifier la relation entre la luminosité et le flux reçu à cause du décalage vers le rouge (le signal est reçu par l'observateur à une longueur d'onde plus grande que celle à laquelle il a été émis par la source). La forme du spectre des galaxies va donc influencer les comptages de sources. Enfin les galaxies distantes, qui sont donc plus jeunes, sont potentiellement différentes puisque moins évoluées, que les galaxies locales. Un troisième effet, dit d'évolution, vient donc s'ajouter aux deux précédents.

Nous allons expliciter ceci dans ce qui suit. On note  $\nu$  la fréquence à laquelle le signal est reçu (c'est-à-dire la fréquence sur laquelle est centrée le filtre à travers lequel l'observation est faite) et  $\nu' = \nu(1+z)$  la fréquence à laquelle le signal a été émis. Dans un Univers en expansion, il faut également faire intervenir la distance de luminosité  $d_L$  qui a été définie au paragraphe 1.1.5. Le flux est alors relié à la luminosité par la relation suivante :

$$S_\nu = \frac{(1+z)L_{\nu'}(z)}{4\pi d_L^2} \quad (1.82)$$

que l'on peut décomposer de la sorte :

$$S_\nu = \frac{1+z}{4\pi d_L^2} K_\nu(z) E_\nu(z) L_\nu(z=0) \quad (1.83)$$

où l'on voit alors apparaître deux des effets discutés précédemment :

- la K-correction :  $K_\nu(z) = \frac{L_{\nu'}(z=0)}{L_\nu(z=0)}$  qui dépend de la forme du spectre.
- la E-correction :  $E_\nu(z) = \frac{L_{\nu'}(z)}{L_{\nu'}(z=0)}$  qui traduit l'évolution du spectre des galaxies.

Le troisième effet, dû à la géométrie de l'Univers apparaît à travers la distance lumineuse, qui ne dépend linéairement du redshift que dans l'Univers local.

Comme précédemment, on considère une coquille située entre les redshifts  $z$  et  $z + dz$ . Le volume physique de cette coquille vaut  $dV_{\text{phys}} = (1+z)^{-3} 4\pi d_A^2 \frac{dd_L}{dz} dz$ . Le nombre total de sources situées dans cette coquille est  $dN_{\text{tot}, z} = n(z)(1+z)^3 dV_{\text{phys}}$  où  $n(z)$  est la densité comobile de sources au redshift  $z$ . Or les sources qui sont dans cette coquille ne sont pas toutes identiques. Leur distribution en luminosité est donnée par la fonction de luminosité. On s'intéresse aux sources qui seront détectées par un observateur situé à  $z = 0$  avec un flux compris entre  $S_\nu$  et  $S_\nu + dS_\nu$ . Cela correspond, parmi les sources situées au redshift  $z$  à celles qui sont dans la tranche de luminosité  $L_{\nu'}$ ,  $L_{\nu'} + dL_{\nu'}$  où  $L_{\nu'}$  et  $S_\nu$  sont reliés par l'équation 1.82. Le nombre de sources situées dans cette coquille et ayant un flux compris entre  $S_\nu$  et  $S_\nu + dS_\nu$  est donc :

$$dN_z = \phi(z, L_{\nu'}) dL_{\nu'} (1+z)^3 dV_{\text{phys}} \quad (1.84)$$

L'observateur détecte des sources de flux  $S_\nu$  dans chaque tranche de redshift. On obtient donc les comptages différentiels, qui représentent le nombre de sources observées par unité d'angle solide et par intervalle de flux, en intégrant sur tous les redshifts :

$$\frac{dN}{dS_\nu} = \int \phi(z, L_{\nu'}) \frac{dL_{\nu'}}{dS_\nu} d_A^2 \frac{dd_L}{dz} dz \quad (1.85)$$

#### • Lien avec le rayonnement de fond et ses fluctuations

Une autre grandeur intéressante à étudier est la brillance totale reçue par un utilisateur à une longueur d'onde donnée. Nous donnerons plus de détails sur l'origine physique de tels rayonnements de fond au paragraphe 1.4.3 et au chapitre IV. Nous détaillerons également comment l'étude de ces rayonnements aide à comprendre la formation et l'évolution des galaxies.

Cette brillance de fond est la puissance surfacique totale par unité d'angle solide reçue par un observateur à une longueur d'onde donnée. On l'exprime généralement en  $\text{nW}/\text{m}^2/\text{sr}$  ou en  $\text{MJy}/\text{sr}$  et on la notera  $B_\lambda$  la valeur de celle-ci à la longueur d'onde  $\lambda$ . Elle peut s'exprimer en fonction des comptages différentiels de sources :

$$B_\lambda = \int_0^\infty S_\nu \left( \frac{dN}{dS_\nu} \right) dS_\nu \quad (1.86)$$

On peut aussi étudier les fluctuations de ce fond autour de la valeur moyenne précédente (voir paragraphe III.2). On note  $\sigma^2$  la valeur de ces fluctuations et on l'exprime généralement en  $\text{Jy}^2/\text{sr}$ .  $\sigma^2$  peut s'exprimer à partir des comptages différentiels de sources :

$$\sigma^2 = \int_0^{S_{\text{max}}} S_\nu^2 \left( \frac{dN}{dS_\nu} \right) dS_\nu \quad (1.87)$$

où  $S_{\text{max}}$  est le flux maximum des sources de la carte.

## I.4 Les galaxies infrarouges

Durant ma thèse, j'ai essentiellement étudié les galaxies dites «infrarouges». On les appelle ainsi car elles émettent une grande fraction de leur énergie entre  $\sim 5 \mu\text{m}$  et 1 mm. Nous présenterons tout d'abord les processus physiques à l'origine de cette émission infrarouge. Nous rappellerons ensuite quelques résultats récents obtenus sur ces galaxies ce qui permettra de mieux comprendre comment leur étude se place dans le contexte général de la compréhension de la formation des galaxies et des grandes structures. Il sera enfin question du fond diffus infrarouge (ou CIB pour *Cosmic Infrared Background*).

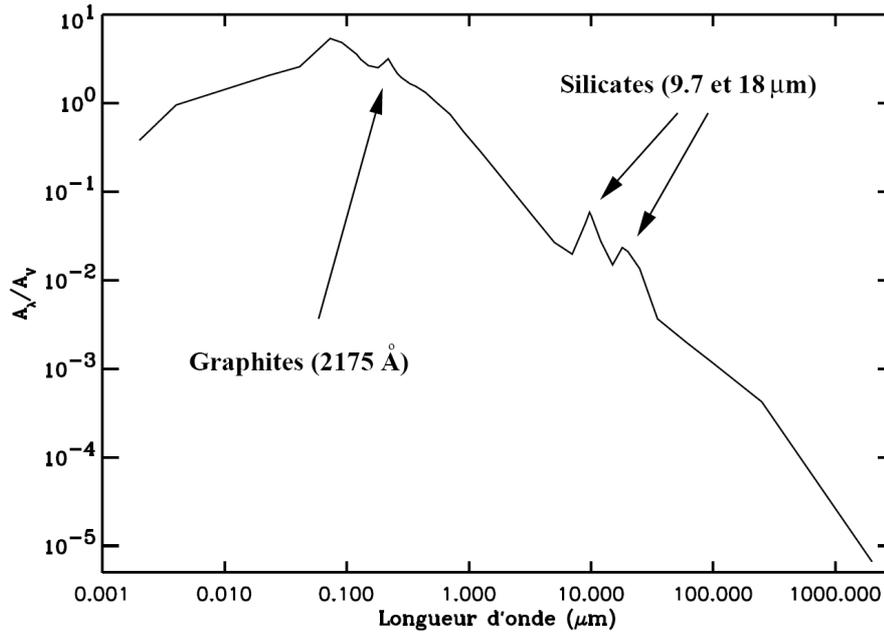
### I.4.1 Origine et mécanismes d'émission dans l'infrarouge

Les galaxies sont essentiellement composées d'étoiles, de gaz et de poussières.

Les **étoiles** représentent la quasi-totalité ( $\sim 95\%$ ) de la masse baryonique d'une galaxie. La masse de ces étoiles varie entre  $\sim 0.1$  et  $\sim 100M_{\odot}$  et est en particulier reliée à la durée de vie des étoiles et à leur température : plus une étoile est massive et plus sa durée de vie est courte et plus celle-ci sera chaude et donc lumineuse. Si on considère une population stellaire, c'est-à-dire un ensemble d'étoiles s'étant formées en même temps et ayant la même métallicité, la distribution en masse de ces étoiles est l'IMF (pour *Initial Mass Function*). La forme exacte de cette distribution n'est pas parfaitement connue mais on sait que les étoiles de faible masse ( $\sim 0.3M_{\odot}$ ) sont les plus nombreuses. Au début de son évolution, la luminosité d'une population stellaire est dominée par celle des étoiles massives et une population stellaire jeune est donc plutôt «bleue». Au fur et à mesure de son évolution, les étoiles les plus massives meurent et il ne reste alors que les étoiles de faible masse qui sont plutôt «rouges». Ainsi quand on regarde le spectre visible d'une galaxie, on peut considérer que la partie UV de celui-ci est émise par les étoiles de masse importante et que la partie infrarouge proche est émise par les étoiles de faible masse. La présence d'étoiles massives dans une galaxie signifie également une formation stellaire récente puisque celles-ci ont une durée de vie courte.

Le **gaz et la poussière** forment le milieu interstellaire et combrent donc l'espace entre les étoiles. On peut distinguer différentes phases dans le milieu interstellaire selon la température, la densité et l'état d'ionisation du gaz (essentiellement de l'hydrogène qui peut être ionisé, neutre ou moléculaire). C'est au cœur des nuages moléculaires (c'est-à-dire les régions les plus denses et les plus froides) que se forment les étoiles.

Ces poussières absorbent le rayonnement UV et visible. La figure I.9 montre la courbe d'extinction moyenne du milieu interstellaire de la Galaxie (Mathis 1990). On remarque que cette extinction est maximum dans l'ultraviolet ( $\lambda \sim 0.1 \mu\text{m}$ ) et qu'elle décroît ensuite rapidement dans l'infrarouge ( $\lambda \gtrsim 1 \mu\text{m}$ ). On note aussi deux «pics» d'absorption dans l'infrarouge (à  $9.7$  et  $18 \mu\text{m}$ ) qui sont dus aux silicates.



**Figure I.9** – Loi d'extinction moyenne du milieu interstellaire de notre Galaxie (Mathis 1990).  
 Extrait de la thèse d'Emeric Le Floch.

L'absorption du rayonnement UV chauffe les poussières qui rayonnent alors dans l'infrarouge. Il existe deux sources principales de ce rayonnement UV. Tout d'abord, les régions qui sont le siège d'une forte activité de **formation stellaire** contiennent beaucoup d'étoiles jeunes (et donc bleues). Ces étoiles jeunes sont de plus entourées d'un cocon de poussière qui est le reste du nuage moléculaire où elles se sont formées et qui n'a pas encore été «soufflé» par les vents des supernovae. Ce sont ces poussières qui sont chauffées par le rayonnement UV des étoiles jeunes. Les phénomènes d'**accrétion** autour d'un trou noir supermassif sont une autre source possible de rayonnement UV. En effet, le disque d'accrétion qui entoure le trou noir s'échauffe à cause des forces de viscosité dans le disque et atteint des températures de l'ordre de  $10^5$  K. Une partie de ce rayonnement thermique est émise dans le domaine UV et sert à chauffer les poussières contenues dans le disque d'accrétion.

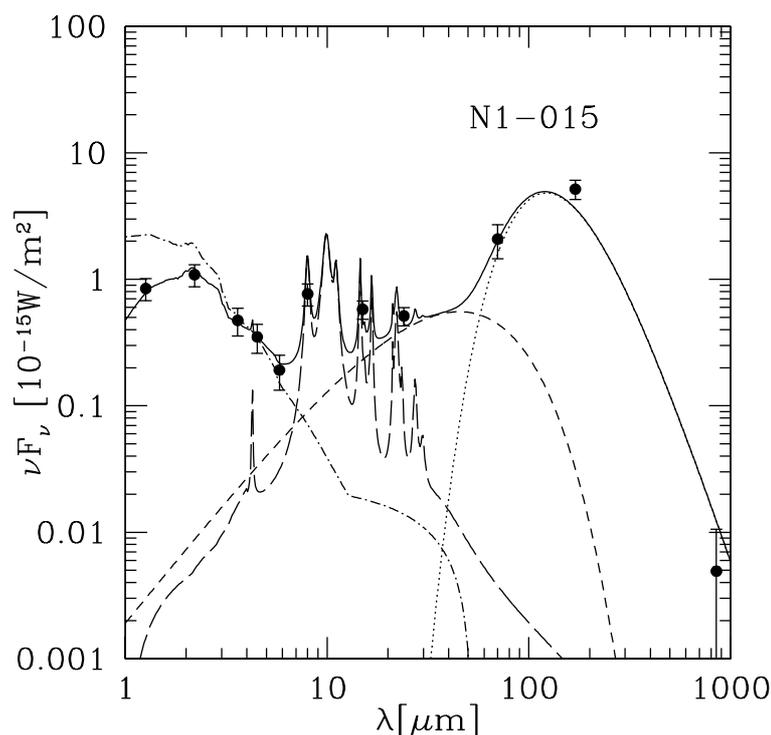
La forme précise de l'émission infrarouge des poussières dépend en particulier de la taille et de la composition de ces dernières. Desert et al. (1990) ont proposé un modèle afin de reproduire à la fois les observations dans l'infrarouge de l'émission de ces poussières et les courbes d'extinction observée dans l'UV. Ce modèle distingue trois composantes de poussières :

- les gros grains (ou BG pour *Big Grains*) qui sont des silicates amorphes de taille comprise entre 15 nm et 100 nm. Ces gros grains ont des températures de l'ordre de 15-30 K et sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement incident. Ils émettent donc comme des corps noir dont l'émission pique alors dans l'infrarouge lointain (vers  $\sim 100 \mu\text{m}$ ). Ces grains représentent l'essentiel de la masse des poussières.
- les très petits grains (ou VSG pour *Very Small Grains*) qui sont des grains carbonés et

ont une taille moyenne de l'ordre de  $\sim 7$  nm. Ces molécules sont chauffées de façon stochastique (voir par exemple Draine & Li 2001), c'est-à-dire qu'elles s'échauffent dès qu'elles reçoivent un photon UV et se refroidissent ensuite très rapidement du fait de leur petite taille. Leur température n'est donc pas constante. Leur émission domine celle des autres composantes dans l'infrarouge moyen (entre  $\sim 20$  et  $\sim 60$   $\mu\text{m}$ ). Ces petits grains constituent, en nombre, l'essentiel des particules de poussières.

- les molécules hydrocarbonées aromatiques polycycliques (ou PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*) qui sont des petites molécules carbonées avec quelques cycles aromatiques. Les PAHs contiennent entre  $\sim 20$  et  $\sim 200$  carbones et ont des tailles comprises entre 0.4 et 1.2 nm. Ils ont une émission de type vibrationnelle et sont responsables des bandes observées dans l'infrarouge (3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7, 16.3, 17  $\mu\text{m}$  pour les plus importantes) (Puget et al. 1985; Allamandola et al. 1985).

La figure I.10 montre la contribution de ces différentes composantes à l'émission infrarouge d'une galaxie. On pourra également consulter la revue de Draine (2003) pour plus de détails sur les propriétés de la poussière.



**Figure I.10** – Contribution des différentes composantes de poussières à l'émission infrarouge d'une galaxie. L'émission des PAHs est représentée en tirets longs, celle des VSG est en tirets courts et celle des BG est en pointillés. La ligne pointillé-tiret représente l'émission des étoiles et la ligne noire continue est la somme de toutes ces composantes. Les points noirs sont les observations. Extrait de Sajina et al. (2006).

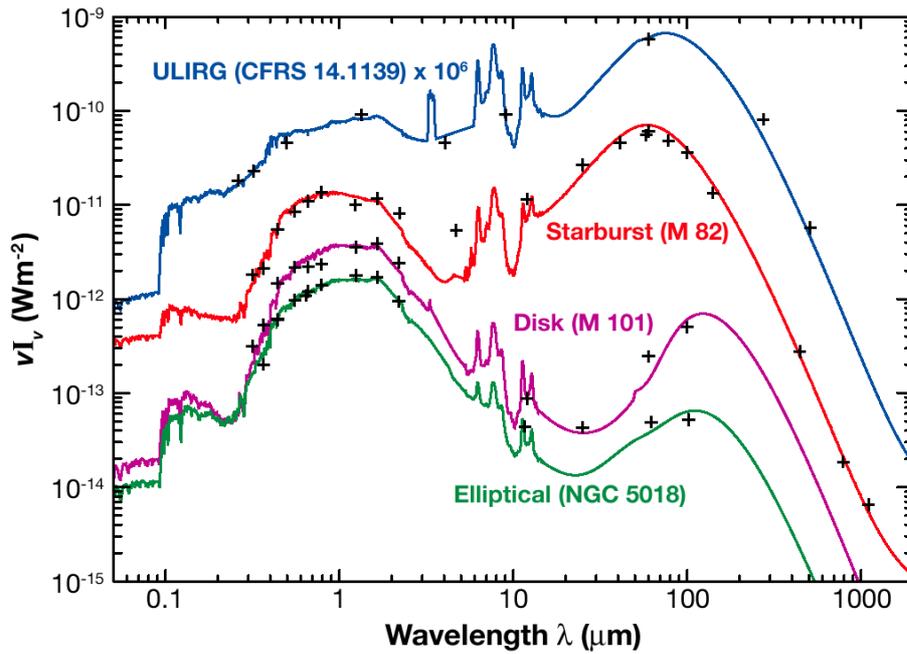
## I.4.2 Présentation générale des galaxies infrarouges

Les galaxies infrarouges sont les galaxies qui émettent plus de la moitié de leur énergie dans l'infrarouge. On les opposera aux galaxies optiques pour lesquelles l'émission stellaire est dominante. Ces galaxies infrarouges ont généralement des luminosités infrarouges très élevées. On distingue alors plusieurs classes de galaxies infrarouges : les LIRGs (pour *Luminous Infrared Galaxies*) avec  $10^{11}L_{\odot} < L_{\text{IR}} < 10^{12}L_{\odot}$ , les ULIRGs (pour *Ultra-Luminous Infrared Galaxies*) avec  $10^{12}L_{\odot} < L_{\text{IR}} < 10^{13}L_{\odot}$  et les HyLIRGs (pour *Hyper-Luminous Infrared Galaxies*) avec  $L_{\text{IR}} > 10^{13}L_{\odot}$ . Nous avons expliqué au paragraphe précédent que l'émission infrarouge de ces galaxies était due aux poussières qu'elles contenaient et que ces poussières étaient chauffées par les étoiles massives d'une région de formation stellaire ou par des phénomènes d'accrétion. Ainsi les galaxies infrarouges sont des galaxies à forte formation stellaire (que l'on appellera souvent des *starburst*) et/ou contenant un puissant noyau actif (AGN). Dans le cas où ces galaxies infrarouges sont dominées par les processus de formation stellaire, la luminosité totale infrarouge  $L_{\text{IR}}$  est un bon traceur du taux de formation stellaire (Kennicutt 1998a) (voir également section V pour plus de détails). La luminosité UV peut également être utilisée comme traceur du taux de formation stellaire puisque l'UV trace les étoiles massives récemment formées, mais ce traceur est très affecté par l'extinction due à la poussière (Buat et al. 1989; Kennicutt 1998b).

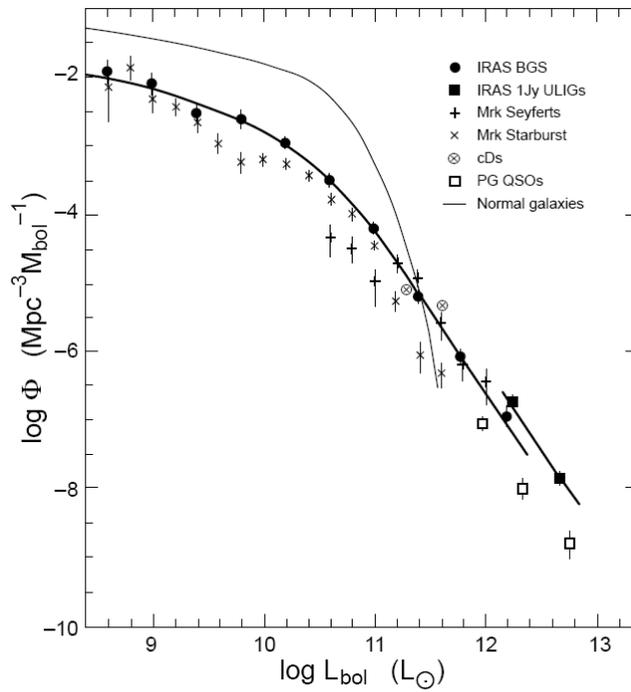
La figure I.11 montre les distributions spectrales d'énergie pour quelques galaxies typiques : CFRS 14.1139 est une ULIRG, M82 est un puissant *starburst* local avec un taux de formation stellaire de l'ordre de  $\sim 5-10M_{\odot}/\text{yr}$ ; les deux autres galaxies présentent un taux de formation stellaire beaucoup plus faible : la première est une galaxie spirale «normale» (du même type que notre Galaxie) qui forme des étoiles à un taux modéré ( $\sim 0.5-1M_{\odot}/\text{yr}$ ) et la seconde est une galaxie elliptique qui ne contient donc pas de poussière et qui ne forme donc plus d'étoiles.

### • Dans l'univers local...

Le satellite IRAS, lancé en 1983, a permis de découvrir une large population de galaxies très lumineuses en infrarouge (de type LIRG et ULIRG). Ces galaxies sont majoritairement des galaxies locales : 95% sont à  $z < 0.2$  (Ashby et al. 1996). Soifer & Neugebauer (1991) et Sanders & Mirabel (1996) ont établi la fonction de luminosité bolométrique locale de ces galaxies infrarouges (voir figure I.12). Pour  $L_{\text{IR}} < 10^{11}L_{\odot}$ , on voit que la fonction de luminosité des galaxies sélectionnées dans l'infrarouge est très inférieure à celle des galaxies «normales» sélectionnées dans l'optique, ce qui montre que la plupart des galaxies optiques émettent faiblement dans l'infrarouge. A l'inverse, pour  $L_{\text{IR}} < 10^{11}L_{\odot}$  les galaxies sélectionnées dans l'infrarouge sont beaucoup plus nombreuses que les galaxies sélectionnées dans le visible. Ces galaxies correspondent à la population de *starbursts* découverte par IRAS. Une étude plus approfondie de ces LIRGs et ULIRGs locales a permis de montrer que la forte émission



**Figure 1.11** – Distributions spectrales d'énergie de quatre galaxies représentatives depuis l'UV jusqu'au domaine millimétrique. Extrait de Lagache et al. (2005).



**Figure 1.12** – Fonction de luminosité bolométrique des galaxies infrarouges à  $z = 0$  (trait continu épais) comparée à la fonction de luminosité des galaxies optiques (trait fin continu). Extrait de Sanders & Mirabel (1996).

infrarouge était reliée à des phénomènes d'interaction ou de collisions entre galaxies qui

engendrent un intense sursaut de formation stellaire. De plus, la luminosité infrarouge est d'autant plus grande que ces processus d'interaction/fusion sont avancés (voir par exemple la revue de Sanders & Mirabel 1996). Ces objets contiennent parfois un AGN qui peut contribuer de façon importante à l'émission infrarouge. Cette contribution est d'autant plus importante que la luminosité infrarouge est grande (Lutz et al. 1998; Genzel et al. 1998). Bien que ces objets soient très lumineux, ils ne dominent pas la production d'énergie dans l'univers local. En effet, les LIRGs et les ULIRGs ne contribuent que pour  $\sim 6\%$  à la densité d'énergie infrarouge à  $z = 0$  (Soifer & Neugebauer 1991). Comme nous allons le voir, la situation est très différente à plus grand redshift. L'étude détaillée de ces galaxies locales très lumineuses peut en revanche nous aider à mieux comprendre les processus physiques qui gouvernent la formation stellaire (voir par exemple le relevé SINGS<sup>10</sup>).

#### • Une population qui évolue rapidement

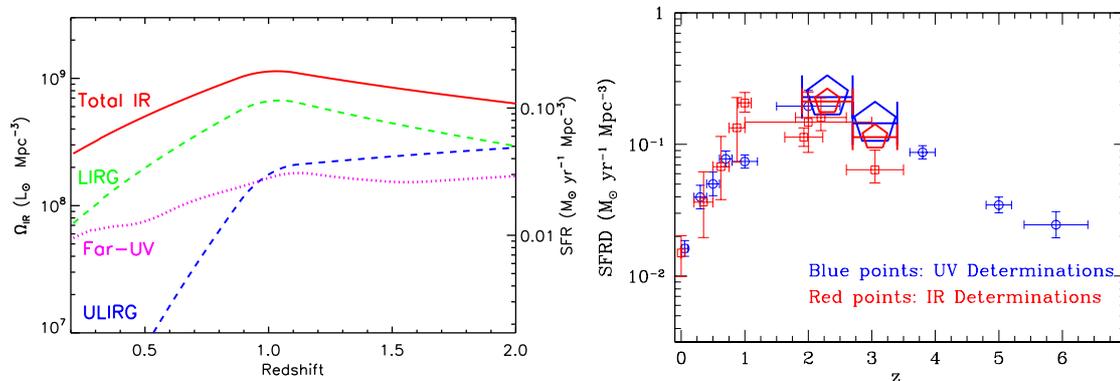
L'observatoire spatial ISO, lancé en 1995, a permis de faire des relevés du ciel dans l'infrarouge à des profondeurs beaucoup plus grandes qu'IRAS. Elbaz et al. (1999); Aussel et al. (1999) ont ainsi montré, grâce aux comptages de sources ISOCAM  $15 \mu\text{m}$ , que la population des galaxies infrarouges évolue rapidement. Les comptages des sources FIRBACK  $170 \mu\text{m}$  sont également incompatibles avec un modèle sans évolution (Dole et al. 2001). Les comptages à  $24$ ,  $70$  et  $160 \mu\text{m}$  obtenus à l'aide de Spitzer ont confirmé cette forte évolution (Papovich et al. 2004; Chary et al. 2004; Marleau et al. 2004; Rodighiero et al. 2006; Shupe et al. 2008; Dole et al. 2004a; Frayer et al. 2006). C'est cette population de galaxies infrarouges qui est le principal contributeur du fond diffus infrarouge (voir paragraphe I.4.3) (Elbaz et al. 2002; Lagache et al. 2005; Dole et al. 2006).

Des études multi-longueurs d'onde ont permis d'en apprendre un peu plus sur ces galaxies infrarouges. Les galaxies sélectionnées à  $24 \mu\text{m}$  sont majoritairement situées entre  $z = 0$  et  $z = 2$  (Caputi et al. 2006a) et ont des masses stellaires importantes ( $M_* \gtrsim 10^{10} M_\odot$ ). A  $z \sim 2$ , certaines de ces galaxies ont un taux de formation stellaire suffisant pour former leur masse stellaire en  $\sim 0.1$  Gyr, alors que certaines galaxies locales ont un taux de formation tellement faible qu'il a forcément du être plus important dans le passé pour que leur masse stellaire actuelle soit formée (Caputi et al. 2006a). A bas redshift, la principale source d'énergie de ces systèmes est la formation stellaire : moins de 10% des sources sont dominées par un AGN à  $z \lesssim 1$  (Caputi et al. 2007; Fiore et al. 2008). En revanche, la contribution des AGNs augmente avec le redshift (Daddi et al. 2007; Fiore et al. 2008; Papovich et al. 2007).

Il apparait alors que la nature de ces galaxies est différente des LIRGs et ULIRGs locales : alors que les LIRGs et les ULIRGs sont des objets rares dans l'univers local, ce sont elles qui dominent la densité d'énergie infrarouge à  $z \gtrsim 0.7$  (Le Floch et al. 2005; Perez-Gonzalez et al. 2005; Caputi et al. 2007). La figure I.13 montre l'évolution de la densité du taux de

10. <http://sings.stsci.edu/>

formation stellaire avec le redshift. Cette densité est maximum entre  $z \sim 1$  et  $z \sim 2$  et est dominée par les galaxies telles que  $L_{\text{IR}} < 10^{10} L_{\odot}$  à  $z < 0.7$ , par les LIRGs entre  $z \sim 0.7$  et  $z \sim 2$  et par les ULIRGs au delà.



**Figure I.13** – Evolution de la densité de formation stellaire avec le redshift (d'après Caputi et al. (2007); Tresse et al. (2007) (à gauche) et Reddy et al. (2008) (à droite)).

#### • Quelques mots sur les galaxies sub-millimétriques

Au delà de  $z \sim 2$  peu de galaxies sont détectées dans l'infrarouge moyen. En effet, à cause de l'expansion de l'Univers, leur émission est décalée vers le rouge et le pic d'émission de la poussière se trouve alors dans le domaine sub-millimétrique, d'où leur nom de galaxies sub-millimétriques (ou SMG pour *Sub-Millimeter Galaxy*). Le redshift médian de ces galaxies sub-millimétriques est de  $\sim 2.2$  et la distribution en redshift s'étend entre 1.7 et 2.8 (Chapman et al. 2005). Très peu de sources sub-millimétriques (quelques centaines tout au plus) sont connues actuellement car il est difficile de faire des relevés larges et profonds dans cette gamme de longueur d'onde où les détecteurs (des bolomètres) sont peu sensibles et où on ne sait en faire des matrices que depuis peu de temps.

Ces galaxies sub-millimétriques sont généralement très lumineuses (de type ULIRG) et très massives ( $\sim 10^{11} M_{\odot}$ ) (Swinbank et al. 2004). Beaucoup de ces galaxies contiennent un AGN (Swinbank et al. 2004; Chapman et al. 2005; Alexander et al. 2005), mais celui-ci ne domine pas l'émission infrarouge (Pope et al. 2006, 2008). A l'heure actuelle, on ne comprend pas comment se sont formées ces galaxies très massives qui sont déjà en place à un redshift de  $z \sim 2$ .

Comme les relevés aveugles ne sont pas efficaces pour détecter ces galaxies sub-millimétriques, on peut essayer de sélectionner, grâce à des critères infrarouges, des candidats ULIRG à  $z > 2$  et étudier ensuite leur contre-partie dans le domaine sub-millimétrique (Lonsdale et al. (en préparation) par exemple). Ce genre d'étude montre que les galaxies submillimétriques ne sont qu'une fraction des ULIRGs à  $z > 2$  détectées à  $24 \mu\text{m}$  par Spitzer (Serjeant et al. 2004).

### • Vers un scénario de formation des galaxies

Il n'est pas question ici de faire une revue des différents scénarios possibles d'évolution des galaxies (Granato et al. 2004; Hammer et al. 2005; Bournaud et al. 2007, pour quelques uns d'entre eux) mais plutôt de mettre en avant quelques questions toujours d'actualité au sujet de la formation des galaxies :

- Quel impact ont les collisions majeures et mineures entre les galaxies dans l'histoire de leur formation stellaire ?
- Quel est le rôle de l'environnement (taille du halo de matière noire, situation dans la structure filamentaire de matière noire) ?
- Où se forment préférentiellement les étoiles dans une galaxies ? dans le bulbe ? dans les bras spiraux ? plus à l'extérieur ?
- Quel lien y a-t-il entre la morphologie des galaxies et leur passé ?
- Quel rôle jouent les AGN dans la formation des galaxies ?

Les moyens instrumentaux de plus en plus performants (spectroscopie 3D, larges matrices de bolomètres. . .) combinés à des simulations numériques de plus en plus réalistes permettront sûrement d'apporter quelques éléments de réponse à ces questions dans les prochaines années.

### I.4.3 Le fond diffus infrarouge

Le fond diffus extragalactique (ou EBL pour *Extragalactic Background Light*) peut être défini comme l'émission de tous les objets de l'Univers situés en dehors de notre Galaxie. Ce fond extragalactique peut être séparé en deux composantes principales : le fond diffus optique (ou COB pour *Cosmic Optical Background*) pour  $\lambda < 5 \mu\text{m}$  et le fond diffus infrarouge (ou CIB pour *Cosmic Infrared Background*) ( $\lambda > 5 \mu\text{m}$ ). Ces deux composantes ont des brillances de surface comparables ( $\sim 25 \text{nW/m}^2/\text{sr}$ ). Nous avons vu précédemment que les galaxies locales émettaient pour la plupart faiblement dans l'infrarouge. Le fait que les brillances du fond optique et infrarouge soient comparables implique donc qu'il a du exister des galaxies très brillantes en infrarouge par le passé. Ceci est compatible avec les observations ISO et Spitzer.

On notera  $B_\lambda$  la valeur de ce fond à la longueur d'onde  $\lambda$ . La brillance de surface de cette émission diffuse est souvent exprimée en  $\text{nW/m}^2/\text{sr}$  ou en  $\text{MJy/sr}$ , ces deux unités étant reliées par la relation suivante :

$$B_\lambda[\text{nW/m}^2/\text{sr}] = B_\lambda[\text{MJy/sr}] \times \frac{3000}{\lambda[\mu\text{m}]} \quad (1.88)$$

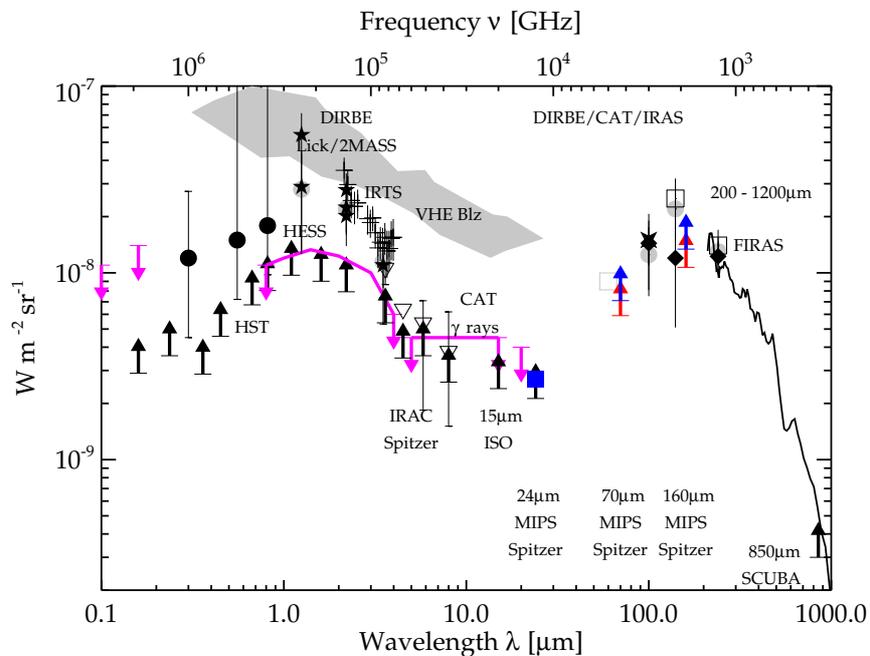
La détection directe de ce fond est délicate à cause des nombreux avant-plans qui sont beaucoup plus brillants et donc difficiles à soustraire précisément. Ces avants plans sont :

- l'émission zodiacale faite par les poussières du système solaire,

- l'émission des cirrus galactiques,
- le fond diffus cosmologique mais cette contribution peut-être facilement soustraire car elle est quasiment parfaitement homogène et son spectre est celui d'un corps noir parfait.

L'existence de ce fond a été prédite dès 1967 (Partridge & Peebles 1967) mais il a fallu attendre les années 90 et le lancement de COBE pour le détecter (Puget et al. 1996; Hauser et al. 1998).

L'étude détaillée de ce fond est importante car celui-ci contient en quelque sorte l'histoire de l'Univers et plus particulièrement de la formation des galaxies. On pourra à ce sujet consulter les revues de Hauser & Dwek (2001) et de Kashlinsky (2005). On souhaite déterminer en premier lieu la valeur précise de cette émission. La figure I.14 montre les contraintes actuelles sur la valeur de ce fond diffus infrarouge. Ces contraintes proviennent entre autres de détections directes, des comptages de sources ou d'études qui utilisent la méthode du stacking ou encore des données provenant du domaine  $\gamma$ . On remarque en particulier que le CIB n'est pas bien contraint dans l'infrarouge lointain ( $\lambda > 50 \mu\text{m}$ ) justement à son maximum d'émission. On cherche également à comprendre la nature des sources qui dominent cette émission : ce sont essentiellement les galaxies infrarouges qui sont responsables de cette émission (voir la revue de Lagache et al. (2005)). Ces galaxies sont des LIRGs à  $z \sim 1$  et des ULIRGs à  $z \sim 2$ . Dans le domaine sub-millimétrique la contribution des sources à plus grand redshift augmente. Il faut enfin noter que le CIB pourrait contenir une faible contribution d'objets diffus comme les amas de galaxies (Montier & Giard 2005). Au chapitre IV, nous aborderons plus en détail la contribution des sources détectées à  $3.6 \mu\text{m}$  et/ou à  $24 \mu\text{m}$  au CIB.



**Figure I.14** – *Compilation des différentes contraintes observationnelles sur la valeur du fond diffus extragalactique. Extrait de Dole et al. (2006).*

Les fluctuations spatiales de cette émission diffuse, auxquelles on a accès via le spectre de puissance, sont plus faciles à mesurer que la valeur absolue de ce fond. Ces fluctuations ont été détectées pour la première fois par Lagache & Puget (2000). Ces dernières nous renseignent sur la distribution spatiale des galaxies (même de celles qui ne sont pas détectées) et permettent par exemple d'obtenir le biais de ces galaxies (voir chapitre III et Lagache et al. (2007)).

Enfin, on pourra noter qu'il existe un possible excès du fond diffus infrarouge dans l'infrarouge proche qui ne peut pas être résolu en sources individuelles. Certains auteurs ont interprété ce signal comme une signature de l'hypothétique «Population III» (Kashlinsky et al. 2005, 2007) mais cette interprétation est encore sujette à de vifs débats. Ces premières étoiles de très faible métallicité se seraient formées à  $z = 10 - 30$ , seraient très massives ( $> 100M_{\odot}$ ) et pourraient être détectées dans l'infrarouge proche.

## I.5 Le télescope spatial Spitzer

L'atmosphère terrestre est opaque au rayonnement infrarouge et il est donc très difficile de faire des observations dans cette gamme de longueur d'onde depuis le sol. IRAS (Neugebauer et al. 1984) a été le premier satellite infrarouge lancé. Il a fait pour la première fois un relevé presque complet (96%) du ciel à 12, 25, 60 et 100  $\mu\text{m}$ . Le satellite américain COBE lancé en 1989 lui a succédé et a permis pour la première fois de détecter les anisotropies du fond diffus cosmologique et le fond diffus infrarouge. Douze ans après IRAS, en 1995, l'agence spatiale européenne lance ISO (Kessler et al. 1996), le premier observatoire spatial en infrarouge. ISO disposait de quatre instruments (un photomètre, une caméra et deux spectromètres). Il faudra encore attendre une dizaine d'année pour voir lancé Spitzer, le successeur d'ISO. Au cours de ma thèse, j'ai essentiellement utilisé les données provenant de ce télescope spatial que je décris en détail dans cette section. Viendront ensuite Herschel et Planck qui devraient être lancés début 2009. Parallèlement, d'énormes progrès technologiques dans le domaine sub-millimétrique sont faits et permettent la conception de nouveaux instruments comme ALMA ou APEX.

### I.5.1 Description générale

Le télescope spatial Spitzer (anciennement nommé SIRTf, pour *Space InfraRed Telescope Facility*) a été lancé par la NASA en août 2003 (Werner et al. 2004). Il est le quatrième et dernier élément du programme *Great Observatories* de la NASA, qui comprend également les télescopes spatiaux *Hubble*, *Compton* et *Chandra*. Il couvre une gamme de longueur d'ondes quasiment inaccessible depuis le sol à cause de l'atmosphère terrestre qui est opaque

au rayonnement infrarouge.

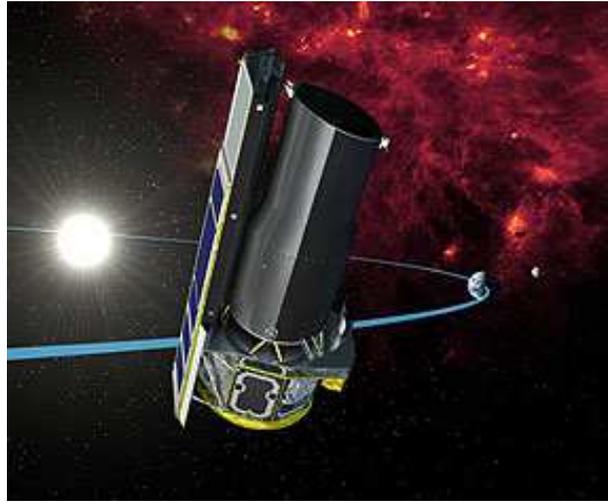


Figure I.15 – Vue d'artiste du télescope spatial Spitzer.

Le télescope est composé d'un miroir de 85 cm de diamètre et de trois instruments qui couvre presque tout le domaine de l'infrarouge (de 3.6 à 160  $\mu\text{m}$ ). Il est placé sur une orbite héliocentrique à la même distance du Soleil que la Terre et suit cette dernière. Cette position lui permet d'être refroidi passivement à 60 K. Il est en effet indispensable de refroidir les instruments et le télescope afin de diminuer l'émission thermique de ces derniers qui serait bien plus importante que le signal astrophysique que l'on souhaite détecter. De plus, le télescope tourne le dos au Soleil, ce qui permet de ne pas être gêné par l'émission solaire.

Le plan focal et les instruments sont refroidis à moins de 6 K par un bain d'Hélium liquide. C'est cette quantité d'Hélium qui fixe la durée de la mission. Les 360 litres embarqués devaient permettre à la mission de durer au moins 5 ans. Cet objectif a été atteint puisque les dernières estimations, au vu de la quantité d'Helium restante, prévoit la fin de la phase «froide» pour le printemps 2009. Après cette date, seuls les deux canaux à courte longueur d'onde (3.6 et 4.5  $\mu\text{m}$ ) seront encore utilisables.

## I.5.2 Présentation des instruments

Trois instruments sont installés dans le flan focal de Spitzer :

- **IRAC** (Fazio et al. 2004b) (pour *Infrared Array Camera*) est une caméra à quatre canaux (3.6, 4.5, 5.8 et 8.0  $\mu\text{m}$ ) qui peuvent être utilisés simultanément. Deux champs de vue adjacents sont observés en même temps grâce à un séparateur de faisceaux diélectrique (les canaux 3.6 et 5.8  $\mu\text{m}$  voient la même portion de ciel et les canaux 4.5 et 8.0  $\mu\text{m}$  observent une autre portion de ciel contiguë). Chacun des quatre détecteurs de la caméra est une matrice de 256x256 pixels de taille apparente  $\sim 1.2''$ . Chaque détecteur observe donc une

portion de ciel de  $5.2' \times 5.2'$ . Les deux détecteurs à plus courte longueur d'onde sont en InSb contrairement aux deux autres qui sont en Si:As. Cet instrument ne comprend pas de partie mobile.

La FWHM de la PSF est respectivement de 1.66, 1.72, 1.88 et 1.98'' pour les quatre canaux. Cette PSF est légèrement sous-échantillonnée. La sensibilité de cet instrument est donnée dans le tableau I.2

Frame Time (s)	3.6 $\mu\text{m}$	4.5 $\mu\text{m}$	5.8 $\mu\text{m}$	8.0 $\mu\text{m}$
200	0.40	0.84	5.5	6.9
100	0.60	1.2	8.0	9.8
30	1.4	2.4	16	18
12	3.3	4.8	27	29
2	32	38	150	92

**Table I.2** – Sensibilité à  $1-\sigma$  des quatre canaux de IRAC pour des sources ponctuelles et pour un continu faible (en  $\mu\text{Jy}$ ). D'après Fazio et al. (2004b).

- L'instrument **MIPS** (Rieke et al. 2004) (pour *Multiband Imaging Photometer for Spitzer*) permet à la fois de faire de l'imagerie et de la photométrie en bande large à 24, 70 et 160  $\mu\text{m}$  et de faire de la spectroscopie basse résolution entre 55 et 95  $\mu\text{m}$ . L'instrument comprend trois matrices indépendantes de détecteurs qui peuvent être utilisés simultanément. Cependant, comme ces détecteurs ne voient pas la même région du ciel, il est nécessaire de déplacer le télescope pour cartographier une région du ciel.

Le détecteur 24  $\mu\text{m}$  contient  $128 \times 128$  pixels de 1.25'' chacun ce qui fait une couverture totale de  $5' \times 5'$  sur le ciel. Le détecteur à 70  $\mu\text{m}$  aurait du avoir le même champ de vue, mais suite à un problème de câblage, celui-ci se trouve réduit à  $2.5' \times 5'$ , chacun des  $16 \times 32$  pixels ayant une taille de 9.8''. Enfin, le détecteur à 160  $\mu\text{m}$  contient uniquement deux rangées de 20 pixels qui couvrent une portion de ciel de  $0.5' \times 5'$ , chaque pixel ayant une taille de 16''. Le détecteur 24  $\mu\text{m}$  est en Si:As alors que les deux autres détecteurs dans l'infrarouge lointain sont en Ge:Ga. Enfin, cet instrument contient un miroir mobile qui permet de scanner le ciel.

La taille de la PSF est respectivement de 6, 18 et 40'' (FWHM). Les sensibilités ainsi que le bruit de confusion sont donnés table I.3.

- **IRS** (Houck et al. 2004) (pour *Infrared Spectrograph*) est un spectrographe basse et moyenne résolution qui permet d'observer de 5.2 à 38  $\mu\text{m}$ . Il est composé de quatre modules séparés, dont deux modules basse résolution ( $R \sim 60 - 120$ ) et deux modules haute résolution ( $R \sim 600$ ). Les deux modules basse résolution permettent d'observer chacun deux ordres. Aucune partie n'est mobile dans cet instrument et chaque module dispose de sa fente d'entrée dans le plan focal et de son détecteur. Quelques propriétés de ces modules sont résumées dans la table I.4. L'instrument dispose aussi de deux petites matrices de détecteurs (*peak-up*

	24 $\mu\text{m}$	70 $\mu\text{m}$	160 $\mu\text{m}$
Temps d'intégration (s/pix)	1200	600	120
Bruit de photon ( $1-\sigma$ )	20 $\mu\text{Jy}$	0.25 mJy	1.9 mJy
Bruit de confusion ( $1-\sigma$ )	11 $\mu\text{Jy}$	0.64 mJy	8 mJy

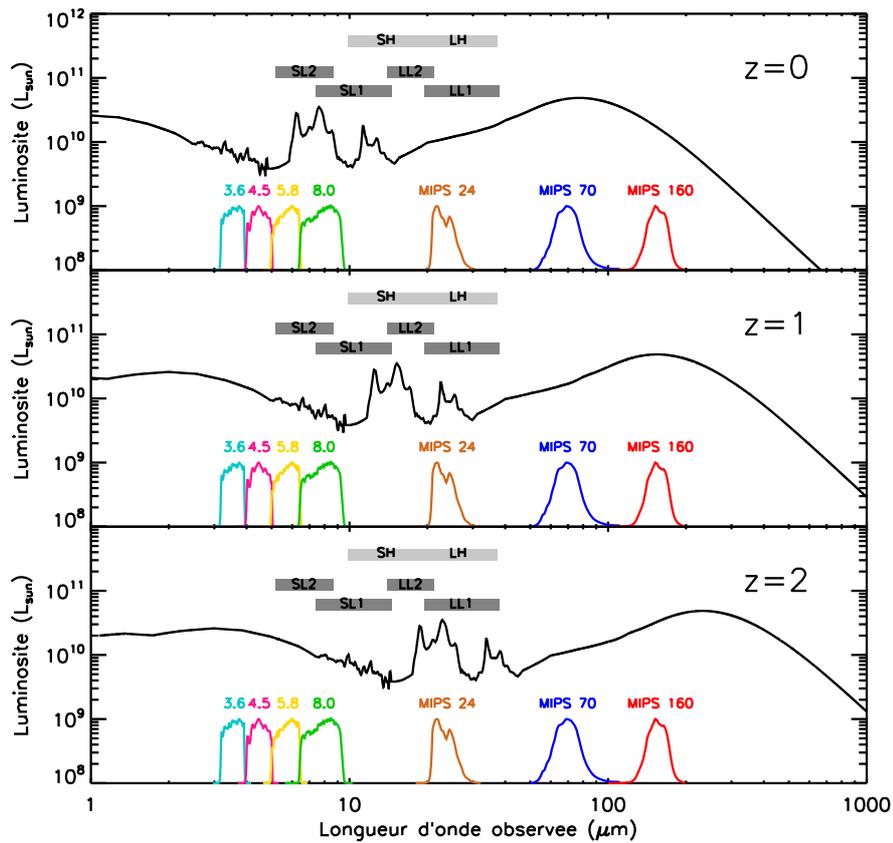
**Table I.3** – Exemple de sensibilités ( $1-\sigma$ ) obtenues pour un relevé de type GTO Deep (effectué en Slow Scan Map mode). Le bruit de photons est à comparer au bruit de confusion (Dole et al. 2003, 2004b).

arrays) qui permettent d'imager à 16 et 22  $\mu\text{m}$ . Ces dernières offrent la possibilité de placer précisément les objets au centre de la fente.

Module	Abréviation	$[\lambda_{\min}; \lambda_{\max}]$	$R$	Détecteur
Short-Low	SL1	7.4 - 14.5	60-120	Si:As
	SL2	5.2 - 8.7		
Long-Low	LL1	19.5 - 38.0	60-120	Si:Sb
	LL2	14.0 - 21.3		
Short-High	SH	9.9 - 19.6	$\sim 600$	Si:As
Long-High	LH	18.7 - 37.2	$\sim 600$	Si:Sb

**Table I.4** – Résumé de quelques caractéristiques du spectrographe IRS.

Les trois instruments du plan focal de Spitzer couvrent donc quasiment tout le domaine infrarouge et sont donc particulièrement utiles à l'étude des galaxies infrarouges (voir Figure I.16). Cet observatoire est également utile dans d'autres domaines de l'astrophysique, par exemple pour l'étude des naines brunes, des disques proto-planétaires ou des premières étoiles ou galaxies.



**Figure I.16** – Illustration des capacités de Spitzer pour l'observation de galaxies infrarouges (ici une galaxie de  $10^{11}L_{\odot}$ ) à différents redshifts ( $z = 0$ ,  $z = 1$  et  $z = 2$ ). Les courbes de transmission des filtres IRAC et MIPS sont normalisées de façon arbitraire.