

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université A.MIRA-BEJAIA



Faculté des Sciences Exactes
Département de PHYSIQUE

Mémoire de Master

Spécialité: Physique Théorique

Thème

L'énergie noire origines et interprétations

Présenté par :

Moulai Hacene Walid

Soutenu le: 07/10/2021

Devant le Jury composé de:

Gharbi	Abdelhakim	Professeur	Président
Bekli	Mohamed Réda	MCA	Membre de jury
AOUDIA	Sofiane	Professeur	Encadreur

Année universitaire 2020/2021

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Département de Physique, Faculté des Sciences exactes, Université Abderrahmane Mira – Bejaia.

Tous mes remerciements vont premièrement à Dieu le tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donné pour terminer ce mémoire.

Je tiens à remercier mon encadreur Mr. Sofiane AOUDIA, Professeur à l'Université Abderrahmane Mira – Bejaia, pour le thème d'abord et pour ses discussions, son soutien. Qu'il en soit grandement remercié.

Mes remerciements vont ensuite au Jury de ma thèse, Mr. Gharbi Abdelhakim et Mr. Bekli Mohamed Réda pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de juger ce travail.

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude envers tous les enseignants de Département de Physique. En particulier, Mrs. Mr. S. AOUDIA, M. Gharbi Abdelhakim, Mr. Abdelmoumene Belabbas, M. Bekli Mohamed Réda, M. Belhadi Zahir,

Je remercie, encore tous mes collègues de la promotion 2019/2021.

Mes remerciements également à toute personne ayant contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Quand à mes très chers parents, m'a famille je ne trouverai jamais les mots pour les remercier suffisamment, pour leur soutien moral et financier.

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements d'abord à et mes frères: Halim, Hamza qui m'ont toujours soutenu et encouragé au cours de la réalisation de ce mémoire.

Et tous ceux que j'oublie mais auxquels je pense !!!

Table des matières

Introduction Générale	(01)
I. La cosmologie et l'accélération cosmique	(04)
1.1 Fondements de la cosmologie moderne	(05)
1.1.1 Le principe cosmologique	(05)
1.1.2 Relativité Générale	(05)
1.2 Dynamique de l'Univers	(06)
1.2.1 La métrique de (FRL)	(07)
1.2.2 Equation de Friedmann.....	(08)
1.2.3 Contenu de l'Univers.....	(09)
1.3 Observation et découverte	(13)
1.3.1 Observation de rayonnement fossile est le CMB	(14)
1.3.2 Observation des Supernova	(15)
1.4 Origine de cette observation (l'énergie noire)	(16)
1.5 Les différents scénarios	(18)
1.1.1 La constant cosmologique (le modèle Λ CDM).....	(18)
1.1.2 La quintessence (le modèle dynamique)	(20)
1.1.3 Le multivers	(20)
1.1.4 La gravite modifiée	(21)
II. La méthode de l'observation	(24)
2.1 les Techniques d'observations de l'accélération cosmique	(25)
2.1.1 Supernovae... ..	(25)
2.1.2 Fond diffus cosmologique	(26)
2.1.3 Oscillations Acoustiques des Baryons (BAO)	(27)
2.1.4 Effet de lentille gravitationnelle faible	(30)
2.1.5 Les amas de galaxies	(33)

III.	Les supernovae et l'accélération cosmique	(36)
3.1	Introduction sur les supernovae	(37)
3.1.1	Qu'est-ce qu'une supernova?.....	(38)
3.1.2	Quel est le principe de cette technique?.....	(38)
3.1.3	Qu'elles sont les caractéristiques de cette technique?	(38)
3.1.4	Les inconvénients de cette technique	(39)
3.1.5	Les solutions	(39)
3.2	Analyse	(40)
3.2.1	La base des données utilisée dans cette analyse.....	(40)
3.2.2	Relation entre le Redshift et les paramètres de densité	(43)
3.2.3	La méthode de Détermination de H_0	(43)
3.2.4	Détermination de q_0 le paramètre de décélération	(44)
3.3	Les paramètres Ω_M et Ω_Λ	(46)
3.3.1	Pour Redshift faible.....	(46)
3.3.2	Pour Redshift moyen.....	(46)
3.3.3	Pour Redshift important.....	(48)
3.4	Conclusion	(48)
IV.	Conclusion General	(50)
V.	Bibliographes et référence	(52)

Introduction Générale

La cosmologie est un domaine de la Physique dont l'objet d'étude est notre Univers. Elle s'intéresse à son histoire, à son devenir, à ses constituants et à sa modélisation. Cette discipline est certainement différente des autres domaines de la science en se basant quasi-exclusivement sur une approche observationnelle et non expérimentale. Cette science s'appuie aussi théoriquement sur les concepts de la relativité générale, qui est certainement l'une des théories les plus fascinantes de la physique moderne. Cette dernière s'est dotée d'une formulation géométrique des lois de la gravité et a développé une capacité inégalée pour décrire les phénomènes gravitationnels du monde physique qui nous entoure. Cette élégance des lois physiques, présentées par cette théorie, nous a donné un coup de pouce pour construire un modèle cosmologique solide qui va nous aider à sortir de notre planète et d'aller se projeter dans l'univers lointain et d'explorer au-delà de l'inconnu les limites de l'univers visible dans le but de satisfaire la curiosité humaine qui nous a animé depuis la nuit des temps. Cette quête est rendue possible grâce au développement des instruments d'observation modernes qui nous ont permis de déchiffrer l'information que nous recevons du fin fond du cosmos sous forme d'ondes énergétiques polychromatiques représentées souvent sous la forme d'un spectre de puissance. Ces observations sont caractérisées par leur convergence vers le point de départ de notre univers, le big-bang. Ces observations, ont apporté de nouvelles perspectives dans la quête d'une théorie globale du cosmos.

La construction de ce modèle cosmologique, sur lequel une grande partie de la communauté s'accorde aujourd'hui, s'est donc faite progressivement au fur et à mesure que l'amélioration des techniques instrumentales et observationnelles permettaient, d'une part, d'écarter certaines représentations théoriques et, d'autre part, de confirmer les prédictions d'un modèle qui, à ce jour, représente la meilleure description que nous ayons [1]. Ce modèle satisfait la plupart des contraintes observationnelles, dont les observations récentes de la température du fond cosmologique micro-onde (CMB), ainsi que la distribution des distances de décalage vers le rouge des supernovae de type Ia, indiquant ainsi que l'expansion de notre univers actuel est accélérée. Il est donc nécessaire d'introduire des paramètres libres ou de nouvelles composantes, dont la présence ne se justifie pas naturellement, que nous allons appeler « énergie noire », et qui serait responsable de cette accélération. Cette dernière a été interprétée comme la conséquence de la présence d'une force répulsive à grande échelle, capable de surmonter la force gravitationnelle entre les différents constituants de l'univers. La nature de cette force reste pour l'instant très mystérieuse d'où le nom d'énergie noire.

Introduction Générale

L'histoire a commencé par une observation, celle des galaxies. Celles-ci s'éloignent les unes des autres dans un mouvement qui ne leur est pas propre. En effet, c'est l'espace lui-même qui semble se dilater. Ce fait observationnel, dû à Hubble [2], est un écho exceptionnel de la théorie de la relativité générale d'Einstein. Néanmoins, ce n'est qu'après l'étude sur les supernovae de type Ia (en 1998), qu'on a confirmé que l'expansion de l'univers s'accélère.

Les dernières observations montrent que l'univers est composé de 25% de matière et de 75% d'énergie noire. Les observations du rayonnement fossile faites par le satellite WMAP ont donné une réponse encore plus précise: 4% de matière ordinaire, 23% de matière exotique et 73% d'énergie noire [2]. Nous ne connaissons pas la nature de cette substance, Une possibilité est que l'énergie noire soit la constante cosmologique d'Einstein, mais cette explication pose des problèmes (pour des raisons expliquées plus loin), donc il est important d'explorer des explications alternatives où la densité de l'énergie noire n'est pas constante. Par exemple, un modèle dynamique d'énergie noire (quintessence). Un autre modèle consiste à modifier la gravité ...etc. Même s'il existe de nombreuses explications sur la nature de l'énergie noire, celle-ci reste une question toujours ouverte. Actuellement, l'existence de l'« énergie noire » a été prouvée est bien justifiée. Toutefois, les motivations majeures derrière cette étude est que la majorité de notre univers est rempli par l'énergie noire et qu'une explication correcte de l'accélération cosmique nous apportera de nouvelles connaissances importantes sur la physique fondamentale qui décrit notre univers. Elle nous donnera aussi une compréhension plus approfondie de la gravité quantique ainsi que sur d'autres phénomènes alternatifs [3]. et pour compléter notre étude, comme on a déjà dépassé le stade de découverte de son existence, on a besoin d'observations suffisamment puissantes (qui sont celles des supernovae) pour obtenir des contraintes fortes sur la nature de l'énergie noire.

Parties 1

La cosmologie et l'accélération cosmique

Dans ce chapitre introductif, je vais présenter d'abord quelques principes généraux de base de la cosmologie moderne, après je vais vous expliquer l'accélération cosmique, comment on l'obtient théoriquement et par l'observation, et qu'elles sont les différents scénarios qui peuvent expliquer cette accélération. Autrement dit, l'explication statique et dynamique.

Le but de cette partie n'est sûrement pas de faire une revue complète de la cosmologie puisque je ne vais pas détailler trop dans ce sens, mais ce qui m'intéresse ce sont les contraintes que je vais définir à partir des préjugés théoriques et observationnels sur la l'existence et la cause de cette accélération ainsi que sa nature.

1. 1 Fondements de la cosmologie moderne :

1.1 .1 Le principe cosmologique :

La cosmologie moderne est basée sur le principe Copernicien qui consiste en l'hypothèse que notre Univers est homogène et isotrope. Homogénéité signifie invariance par translation : un observateur verra la même chose en tout point de l'Univers. Isotropie signifie invariance par rotation : le même observateur situé à un point donné, verra la même chose quelle que soit la direction dans laquelle il regarde [1].

Ce principe, qui prend le nom de principe cosmologique de nos jours, est bien sûr une hypothèse forte qui, à l'époque actuelle, ne se voit vérifié qu'aux très grandes échelles de l'Univers. Accepter le principe cosmologique permet de simplifier énormément le problème qu'est la description quantitative, et non plus seulement qualitative, de notre Univers. De manière immédiate, ce principe semble pourtant fortement contredit par les observations. En effet, il est difficile de prétendre que le système solaire est homogène ! De même, les observations réalisées par les grands relevés de galaxies mettent en évidence une répartition structurée avec des accumulations de matière le long de filaments, à l'intersection desquels se trouvent des amas de galaxies, mais également des zones vides. L'homogénéité dans la répartition de la matière commence à apparaître quand on considère des échelles de l'ordre de la centaine de Mpc, justifiant ainsi le principe cosmologique à grande échelle.

Le principe cosmologique est ainsi la première pierre de notre cosmologie moderne. Même s'il ne constitue qu'une approximation valable à très grande échelle, sa prise en compte permet d'arriver à une expression simple de la métrique, objet fondamental de la cosmologie, dont l'évolution est régie par la théorie de la relativité générale.

1.1.2 Relativité Générale :

La théorie de la Relativité Générale présentée par Einstein en 1916 marque une avancée considérable pour la compréhension de notre Univers. Elle fait le lien entre la théorie de la relativité restreinte et la gravitation Newtonienne. La relativité générale est une théorie géométrique de la gravitation. Elle permet de relier la forme et la géométrie de l'Univers à son contenu. L'Univers est considéré comme un espace-temps à quatre dimensions – une dimension temporelle et trois dimensions spatiales – auquel s'applique un tenseur métrique

qui permet de calculer des distances. Ainsi, l'intervalle entre deux événements infiniment proches séparés par dx^μ s'écrit :

$$ds^2 = g^{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \tag{1.1}$$

Où les indices μ et ν varient de 0 à 3, x^0 étant la coordonnée de type temps, les trois autres étant les coordonnées spatiales. Dans cette expression, $g^{\mu\nu}$ est le tenseur métrique. Il possède 10 composantes indépendantes. Le tenseur métrique – la métrique – est l'objet de toutes les attentions, car il décrit la géométrie de l'espace-temps.

L'idée géniale d'Einstein dans la Relativité Générale est de relier cette métrique (ainsi que ses dérivées premières et secondes) au contenu de l'espace-temps. La matière va courber l'espace-temps et les objets, dans cet espace-temps déformé, vont suivre des trajectoires appelés géodésiques.

Le tenseur reliant la géométrie de l'espace-temps au contenu physique de l'Univers, est le tenseur d'Einstein $G^{\mu\nu}$ dont l'expression est :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} \tag{1.2}$$

$R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci qui définit la courbure de l'espace-temps dans (l'espace de Riemann). Le contenu en énergie de l'Univers est décrit par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$. Au final, l'équation qui relie ces deux tenseurs, l'équation d'Einstein, s'écrit :

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}. \tag{1.3}$$

Le facteur de proportionnalité $8\pi G$ est déterminé en considérant que dans l'approximation Newtonienne, valable dans le cas de champs faibles, l'équation d'Einstein doit se simplifier en l'équation de Poisson ($\Delta\phi = 4\pi G\rho$), qui relie le potentiel gravitationnel à la densité [1].

Il est important de noter que l'on peut rajouter un terme $\Lambda g_{\mu\nu}$ au membre de gauche de l'équation d'Einstein, introduisant ainsi la constante cosmologique. Cette constante a été initialement introduite par Einstein qui ne se satisfaisait pas de l'univers non-statique que semblait indiquer sa théorie.

Ce terme supplémentaire avait pour effet de compenser les effets de la gravitation et, ainsi de rendre l'Univers statique (même s'il est instable), ce qui correspondait davantage à sa

conception de l'Univers. La découverte en 1929 de l'expansion de l'Univers a écarté pour un temps cette constante cosmologique jusqu'à ce qu'en 1998 les observations de supernova tendent à montrer que l'expansion accélère [1]. La constante cosmologique semble être l'explication la plus simple à donner à cette observation. L'équation d'Einstein se réécrit alors sous la forme :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}. \quad (1.4)$$

1.2 Dynamique de l'Univers :

L'équation d'Einstein, dérivée précédemment, relie donc la géométrie de l'Univers, à travers la métrique, au contenu physique de celui-ci. On peut ainsi la considérer de deux façons. Soit on connaît parfaitement la métrique et la résolution de l'équation d'Einstein permet de déterminer le contenu de l'Univers, soit on connaît le contenu et l'on résout l'équation pour déterminer la métrique. Dans la réalité, l'approche utilisée est plutôt la deuxième : on fait des hypothèses sur le contenu de l'Univers et on en déduit la métrique avant de vérifier à posteriori si les hypothèses sont valides [1].

L'équation d'Einstein fait intervenir 10 équations indépendantes, équations non-linéaires de second ordre. Autant dire que sa résolution directe est ardue. Il est donc nécessaire de faire quelques hypothèses et d'imposer des conditions à la métrique afin de simplifier un peu les choses. La métrique devrait ainsi décrire un univers en expansion, car d'une part une solution statique est instable et d'autre part car l'expansion a été mise en évidence par l'observation. Deuxièmement, on impose le principe cosmologique, c'est-à-dire que la métrique doit décrire un espace homogène et isotrope.

En prenant en compte l'expansion ainsi que la contrainte du principe cosmologique, on peut se demander qu'elle est, dans ce cas, la métrique qui décrit le mieux l'Univers ?

1.2.1 La métrique de Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker :

L'univers est homogène (identique à lui-même partout) et isotrope (identique à lui-même dans toutes les directions) implique que l'univers devrait être rempli d'un fluide parfait de densité ρ et de pression p .

Le modèle qui nous permet de décrire correctement les conditions d'isotropie et d'homogénéité de l'univers est le modèle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), qui est fondé sur la métrique :

$$ds^2 = - dt^2 + a^2(t). [(dr^2/1-kr^2) + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta.d\varphi^2)] \quad (1.5)$$

Ou encore ;

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t).d\sigma^2 \quad (1.6)$$

k est la courbure. Si k est positif, l'Univers est "fermé", et si k est négatif il est "ouvert".

$a(t)$ est le "facteur d'échelle" qui décrit la variation du rayon de la *CONIQUES* qui enveloppe notre Univers, ou bien (la dilatation de l'Univers) en fonction du temps. Nous normalisons $a(t_0)=1$, où t_0 l'âge actuel de l'Univers. L'évolution du facteur d'échelle est déterminée par les équations de Friedmann.

1.2.2 Équations de Friedmann :

En combinant les équations d'Einstein avec la métrique de FLRW, ou pour être plus précis, en injectant cette métrique FLRW (éq. (1.6)) dans les équations d'Einstein (éqs. (1.4)), on obtient les deux équations suivantes, dites de Friedmann [4] :

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.7)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} (\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.8)$$

Les équations de Friedmann avec $\Lambda=0$

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho, \quad (1.9)$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = -\frac{8\pi G}{3c^2} p, \quad (1.10)$$

Ce sont les deux équations de Friedmann, dans lesquelles les sur-points représentent des dérivées par rapport au temps, $\frac{\partial a(t)}{\partial t}$, G la constante de gravitationnelle et c la vitesse de la lumière.

On remarque que $a(t)$ est une quantité qui varie dans le temps. Elle nous permet de déterminer si l'Univers est en expansion.

On va définir aussi H, la constant de Hubble, telle que :

$$H_0 = \dot{a}(t_0) / a(t_0)$$

Elle fut mesurée par Hubble comme valant $H_0 = 500$ km/s/Mpc, mais sa valeur aujourd'hui se stabilise autour de $H_0 = 72 \pm 8$ km/s/Mpc [2].

Par conservation du tenseur énergie-impulsion, ($\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$), on déduit aussi l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + 3(\rho + p) = 0. \tag{1.11}$$

On peut remarquer que les trois équations précédentes sont liées, les deux équations de Friedmann et l'équation de continuité.

La première équation va déterminer la "vitesse" d'expansion de l'Univers, la seconde va nous informer si l'univers est en accélération ou en décélération selon le signe de $\ddot{a}(t)$ et la dernière équation va permettre de déterminer totalement l'évolution de $a(t)$ [4].

1.2.3 Contenu de l'Univers

Le tenseur énergie-impulsion permet de représenter la répartition de masse et d'énergie dans l'espace-temps. Ainsi sous l'hypothèse d'un fluide parfait, ce tenseur prend la forme suivante [2] :

$$T^{\mu\nu} = (p + \rho) u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu} \tag{1.12}$$

$$T_{\mu}{}^{\nu} = \text{Diag} (\rho, -p, -p, -p). \tag{1.13}$$

Où $u^\nu = \frac{\partial x^\nu}{\partial \tau}$ désigne la quadri-vitesse du gaz, x^ν étant sa position et τ le temps propre. Ici p et ρ sont respectivement la pression et la densité dépendantes du temps. Le fluide est choisi parfait, car c'est la plus simple réalisation d'un tenseur-énergie impulsion diagonal et qui, par isotropie, a toutes ses composantes spatiales égales [2].

Les différents types de fluides seront alors différenciés selon le rapport

$$\omega = \frac{p}{\rho}$$

- $\omega = 0$ pour les particules non relativistes.
- $= 1/3$ pour des particules relativistes.
- $< -1/3$ pour un fluide qui provoquerait une accélération de l'univers.
- $= -1$ pour une constante cosmologique.

Dans l'image standard, l'univers est composé de rayonnement, de matière et de l'énergie noire,

$$\sum_i \rho_i = \rho_m + \rho_r + \rho_{DE} \tag{1.14}$$

(en supposant qu'il n'y a pas de neutrinos relativistes). L'évolution de chaque composante peut être caractérisée par son équation d'état :

$$\omega_i = p_i / \rho_i$$

Remarque :

On peut remarquer facilement que ces trois équations dépendent de la densité de la matière ρ ce qui nous conduit à déterminer que :

- dans le cas d'un univers homogène, où cette densité est la même, l'accélération de l'univers est la même dans toutes les directions.
- dans la réalité, cette densité est différentes dans l'univers, donc l'accélération de l'univers n'est pas la même dans les différentes directions.

Nous définissons la densité d'énergie critique comme étant :

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8G\pi}$$

Qui est la densité d'énergie totale nécessaire pour rendre l'univers plat, $k=0$. Sa valeur aujourd'hui est $\rho_{c0} \sim 9.7 \times 10^{-27} \text{ kg.m}^{-3}$ [3].

Dans les équations de Friedmann, il est très utile d'utiliser des quantités adimensionnées représentant les proportions relatives de chaque composante. Ainsi, cela nous amène à introduire :

$$\Omega_i = \frac{k^2 \rho_i}{3H^2} , \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \tag{1.15}$$

Où la composante de la densité d'énergie par rapport à la densité critique est donnée par :

$$\Omega_i(a) = \frac{\rho_i(a)}{\rho_c(a)}$$

Avec l'indice i représentant chacune des composantes présentes dans l'Univers. La valeur actuelle de ces quantités relatives sera notée Ω_{i0} .

A partir de ces nouvelles variables, nous trouvons que la solution des équations de conservation s'écrit :

$$\Omega_i = \Omega_{i0} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-3(1+\omega_i)} \left(\frac{H_0}{H}\right)^2 . \quad (1.16)$$

Avec ces nouvelles variables, la première équation de Friedmann peut être vue comme une contrainte. Cela nous permet d'introduire le paramètre de densité totale Ω :

$$\Omega = \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda = 1. \quad (1.17)$$

qui relie la densité totale de masse présente dans l'Univers $\Omega = k^2\rho/(3H^2)$. Ne nous intéressant qu'à des Univers à géométrie plane. La quantité de matière baryonique (sous forme de métaux légers, métaux lourds, gaz ionisé...) dans l'Univers est estimée autour de 5% de la masse totale [4]. Ainsi, on trouve une densité critique actuelle de l'ordre de 5 protons par m^3 . En injectant l'équation (1.16) dans l'équation (1.17), nous pouvons définir :

$$E^2(a) \equiv \left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \sum_i \Omega_{i0} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-3(1+\omega_i)} + \Omega_\Lambda \quad (1.18)$$

Une quantité très utile pour démontrer la dépendance des notions de distance dans l'Univers en fonction du type de cosmologie considérée. Ce paramètre nous permet de savoir si l'Univers est en expansion ou en cours d'effondrement [4].

La seconde équation de Friedmann nous donne une information dynamique sur l'Univers. En effet, elle peut être réécrite comme suit :

$$q \equiv -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} = \frac{1}{2} (\sum_i \Omega_i (1 + \omega_i) - 2 \Omega_\Lambda) \quad (1.19)$$

En ayant introduit q le paramètre de décélération. L'expansion (ou l'effondrement) de l'Univers est alors en accélération si q est négatif et en décélération si cette quantité est positive. En supposant que la composante radiative joue un rôle très faible dans la dynamique actuelle de l'Univers, nous pouvons décrire les comportements dynamiques possibles d'un Univers dominé par la matière et une énergie noire identifiée à une constante cosmologique via le graphique figure 1.

Dans ce graphique, nous voyons tout d'abord une grande diversité de modèles, avec des Univers fermés au-dessus de la ligne jaune, des Univers ouverts en dessous et plats le long de cette ligne. Selon la valeur de la constante cosmologique et la quantité de matière, de nombreux comportements existent pour un modèle d'Univers friedmannien : en expansion accélérée ou décélérée, en contraction, statique. Dans les modèles fermés, en présence d'une constante cosmologique élevée, la singularité initiale est même supprimée. Ce graphique montre deux positions d'équilibre correspondant à un Univers plat vide de matière (univers de de-Sitter) et un Univers plat composé uniquement de matière (univers d'Einstein-de-Sitter).

Le caractère stable, instable –voire point selle– de ces comportements asymptotiques est entièrement régi par l'équation d'état des composants matériels.

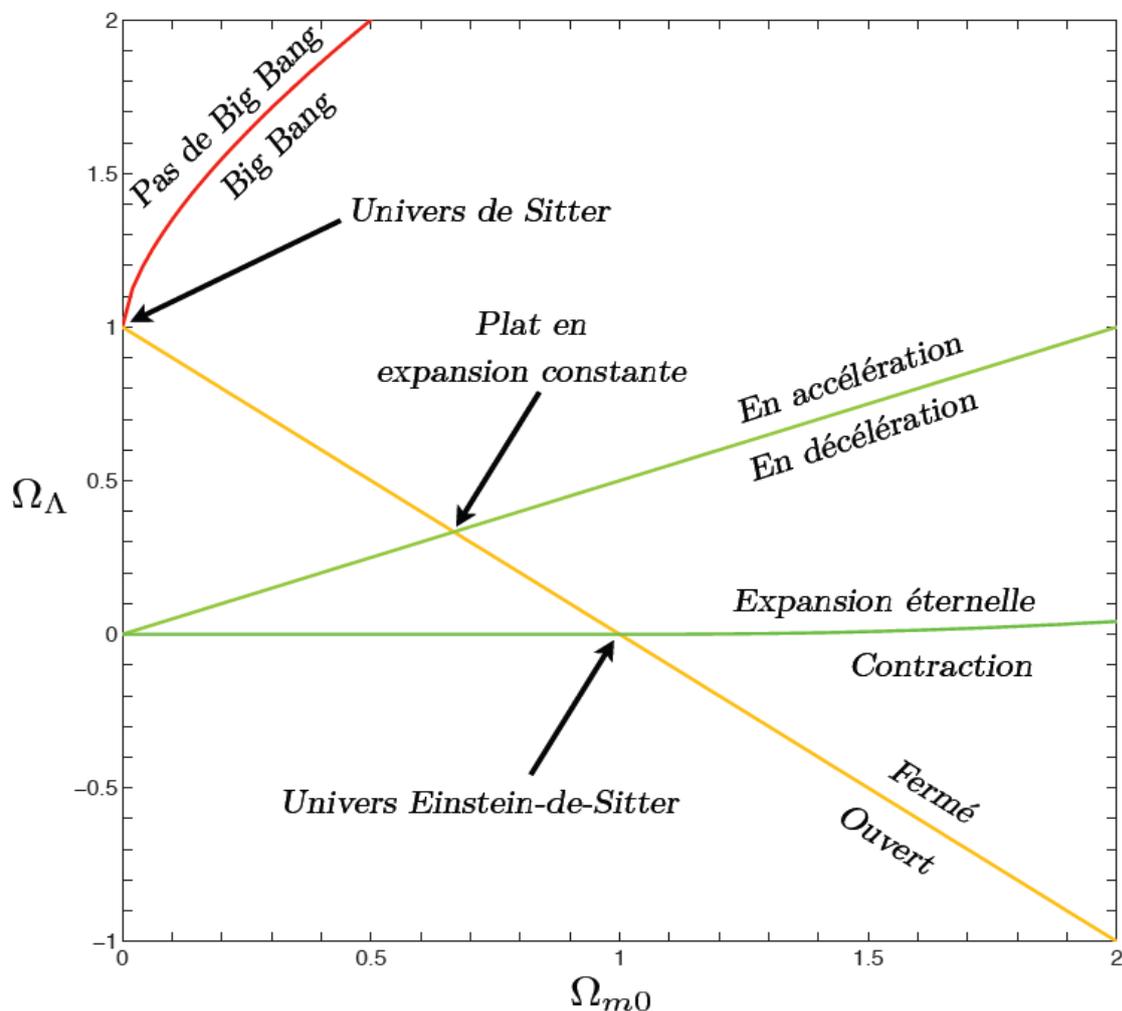


Figure 1: Dynamique des univers FLRW en fonction des paramètres de densité actuels de matière et d'une constante cosmologique [4].

Ainsi, en supposant que la matière dans l'Univers (matière noire et matière baryonique) a une équation d'états proche de 0, nous sommes en présence d'un système dynamique avec un point fixe stable et un point selle : la dynamique mène donc asymptotiquement à un Univers

constitué uniquement d'une constante cosmologique, ce qui implique une dilution de la matière.

Afin de déterminer le type d'Univers de Friedmann auquel nous sommes confrontés, nous devons donc connaître Ω_m et Ω_Λ . Ces paramètres peuvent être obtenus de manière simple, en utilisant le facteur de Hubble et donc la quantité $E(a)$ introduite dans l'équation (1.18).

On peut facilement relier $E(a)$ à la notion de distance dans l'Univers. Néanmoins, en relativité restreinte l'existence d'un espace-temps fixe de fond est interdite. On ne peut, donc, définir une notion unique de distance et de temps dans l'Univers [4].

Afin de situer un objet dans l'espace-temps, nous pouvons utiliser sa vitesse d'éloignement (ou de rapprochement). Ainsi, nous ne faisons aucune hypothèse sur une quelconque notion de distance. Imaginons un photon émis à une fréquence ω_{em} et reçu avec une fréquence ω_{rec} . La différence relative $\Delta\omega/\omega_{rec}$ correspond à la mesure d'un décalage Doppler : chaque objet peut donc être caractérisé par son décalage Doppler, appelé décalage vers le rouge ou Redshift z [4]. Le Redshift peut être relié au facteur d'échelle dans le cas de modèles cosmologiques homogènes

$$1 + z = \omega_{em}/\omega_{rec} = a_0/a(t). \tag{1.20}$$

La luminosité d'une source étant souvent inconnue, la distance luminosité est ajustée sur des objets astrophysiques dont on connaît la luminosité et le Redshift. Cette classe d'objets astrophysiques est appelée chandelle standard, en raison de la nature intrinsèque des émissions.

1.3 Observation et découverte:

Le phénomène d'accélération cosmique est né en 1929, après qu'Edwin Hubble a publié son étude sur la distance et le mouvement de quelques galaxies. Il a classé ses observations sous forme d'un diagramme, qui représente la distance en fonction de la vitesse d'éloignement. Une grande surprise en découle, la variation des distances et des vitesses d'éloignement des galaxies, à grande échelle, n'est pas quelconque, il existe un facteur de proportionnalité entre-elles. Plus la distance augmente plus la vitesse devient aussi plus grande. Hubble a introduit une loi qui gère cette distribution (distance-vitesse) à partir des données observationnelles [5].

Entre la vitesse radiale v des galaxies et leur distance d , existe un facteur de proportionnalité H_0 , la constante de Hubble. La loi de Hubble s'écrit donc :

$$v = H_0 d \tag{1.22}$$

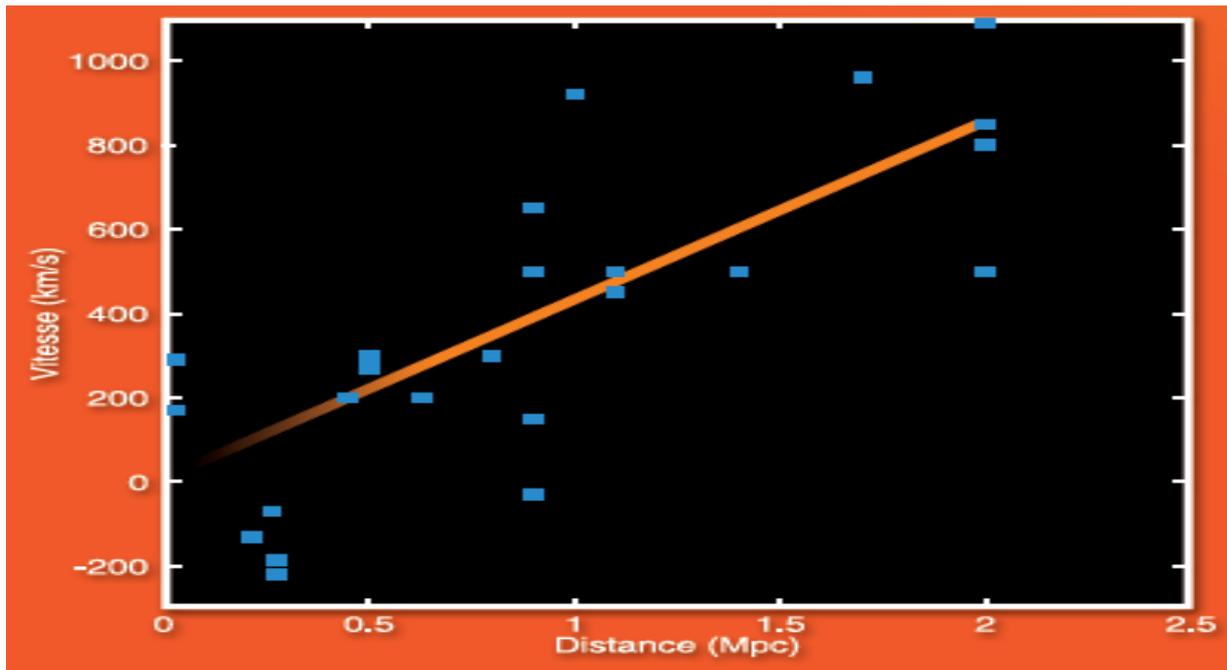


Figure 2: Diagramme original par Hubble (1929 ; méthode des céphéïdes) Qui représente la variation de la vitesse des galaxies en fonction de distance [5].

Bien avant la publication de Hubble, en 1927, Georges Lemaître nous a donné une interprétation révolutionnaire aux premières données du diagramme de Hubble. Cette interprétation représente la première explication mathématique de ce phénomène. Il a pu expliquer ainsi la fuite des galaxies et il nous a donné la méthode pour calculer directement l'expansion cosmique (voir la section 1.2). Néanmoins, à l'époque, les données observationnelles étaient assez faibles pour pouvoir étudier l'évolution de notre Univers. La seule chose qu'on pouvait savoir, à partir de ces observations, est que les objets dans l'espace s'éloignent les uns des autres [5].

Il a fallu attendre des années et le développement de nouvelles techniques d'observation pour nous permettre d'étudier d'autres phénomènes qui nous ont aidés à compléter notre image sur l'évolution de l'Univers.

1.3.1 Observation du rayonnement fossile et le CMB :

En 1965, deux scientifiques, Penzias et Wilson, effectuaient des mesures de radioastronomie pour le compte des laboratoires américains Bell. En tentant d'éliminer tous les signaux parasites, leur attention s'est portée sur une espèce de « bruit de fond » qu'ils observaient de manière persistante et identique dans toutes les directions : ils avaient en fait découvert le rayonnement fossile [5].

Cette découverte au hasarde bientôt elle va nous expliquer une époque très ancienne dans le passé de notre univers (big-bang chaud), la nature de l'univers lorsqu'il était jeune, et que toute sa matière était sous la forme de plasma, ce dernier qui est constitué de gaz ionisé est des noyaux atomiques légers et des électrons libres. Tellement ce plasma était très dense, il a créé un brouillard opaque. Les interactions entre les particules de cette époque émettent une lumière qui pouvait se propager bien loin avant d'être réabsorbée.

Après l'étude des courbes de rotation de galaxie par Vera Rubin dans les années 70, qui relance le sujet de l'existence d'un nouveau type de matière non baryonique. Une autre observation de la température cosmique du fond micro-onde (CMB), permet également d'étayer l'hypothèse d'un fluide accélérateur dans l'Univers. Cette surface de dernière diffusion, dont la température mesurée est 2.725 K, a la caractéristique d'être extrêmement uniforme (à une précision de 10^{-5}). L'étude de la répartition de ces anisotropies en température du CMB nous indique la composition de l'Univers primordial : en particulier, le spectre de puissance angulaire nous donne des contraintes fortes sur le modèle cosmologique [4].

Les dernières observations montrent que l'univers est composé de 25% de matière et de 75% d'énergie noire. Les observations du rayonnement fossile faites par le satellite WMAP ont donné une réponse encore plus précise : 4% de matière ordinaire, 23% de matière exotique et 73% d'énergie noire [4].

Jusqu'à maintenant, ces observations nous ont donné une image sur le comportement de notre univers à grande échelle avec des contraintes qui nous permettent de mettre des hypothèses et d'avoir une idée générale qui nous aide à comprendre l'existence de cette matière noire dans l'Univers. Néanmoins, la manière d'évolution de notre univers reste inconnue!

1.3.2 Observation des Supernova :

En 1998, deux équipes ont publié indépendamment le diagramme de Hubble $D_L(z)$ de deux catalogues de SN Ia : le groupe Supernova Cosmology Project (SCP). Ils ont mesuré la distance luminosité de 42 SN Ia de Redshift $z \in [0.18; 0.8]$ et ils ont identifié 24 Supernova proches de type SN Ia et 14 dans l'intervalle $z = 0.16 - 0.62$.

Cette série d'observations est la preuve la plus directe que notre Univers est actuellement en expansion accélérée. Elle nous explique comment notre univers a évolué dans le temps et elle nous permet de justifier les hypothèses qu'on nous avons émis auparavant. Elle permet aussi d'écarter la possibilité que l'Univers soit plat et constitué uniquement de matière telle que $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ [6].

La raison pour laquelle cette série d'observations a été classée comme étant une justification solide pouvant être utilisées pour reconstruire l'histoire de l'expansion de l'univers c'est que les supernovae, précisément le cas des SN Ia, sont considérées des sources de lumières standard (*chandelles standard*). On suppose qu'elles ont la même luminosité intrinsèque avec une dispersion d'environ 15% de magnitude [3], avec un facteur de calibrage obtenu à partir de la forme de la courbe de lumière (la luminosité en fonction du temps). Ce qui nous permet de déduire des informations sur la distance de ces supernovae à partir des mesures de leur luminosité apparente.

Quantitativement, la magnitude observée d'une supernova est donnée par (comparaison avec une étoile standard) :

$$m = -2.5 \log_{10} \left[\frac{I}{4\pi d^2} \right] - m_{\star} \quad (1.21)$$

Tel que I est la luminosité intrinsèque, et m_{\star} est la magnitude d'un objet astronomique par rapport à laquelle les magnitudes sont calibrées en supposant que son spectre est plat.

On remplace cette expression (1.22) dans la relation (1.20) et on obtient la relation suivante :

$$d = (1+z) \frac{c}{H_0} \int dz \frac{H_0}{H(z)} = (1+z)r \quad (1.22)$$

Où d est la distance de luminosité, r est la distance de coordonnées apparaissant dans la métrique (1.5). En terme de la magnitude absolue M_{10pc} (la magnitude observée pour des supernovas qui se trouvent à une distance de 10_{pc}).

La magnitude devient :

$$m = M_{10pc} + 5 \log_{10}(d/10_{pc}) \equiv \mathcal{M} + 5 \log_{10} \left((1+z) \int dz \frac{H_0}{H(z)} \right). \quad (1.23)$$

Où

$$\mathcal{M} = M_{10pc} + 25 + 5 \log_{10} \left(\frac{H_0}{c} \times 1M_{pc} \right). \quad (1.24)$$

On définit aussi le module de distance

$$\mu = 5 \log_{10} \left((1+z) \int dz \frac{H_0}{H(z)} \right). \quad (1.25)$$

1.4 Origine de cette observation (l'énergie noire):

En combinaison les observations avec les préjugés théoriques de celui de l'inflation selon lequel l'univers est plat, il pourrait y avoir une composante supplémentaire telle que $\Omega_m + \Omega_{\Lambda}=1$. Pour que cette composante ne perturbe pas trop la formation de la structure, elle n'aurait dû devenir importante que récemment dans le temps, ce qui signifie qu'il devait se désintégrer plus lentement que la matière et donc avoir une équation d'état négative.

Historiquement, la seule forme de la matière (hypothétique) qui se comporte de la sorte et qui peut expliquer l'accélération cosmique est les zones sombres dans l'univers expliquées par la constante cosmologique, proposée par Albert Einstein [4]. La motivation initiale d'Einstein restait cependant fort éloignée de celles qui motivent l'intérêt actuel pour l'énergie noire. En 1916, l'expansion de L'univers n'était pas connue, Albert Einstein considérait que l'univers devait être statique, aussi lui fallait-il introduire une nouvelle force s'opposant à l'attraction gravitationnelle. Le candidat idéal fut trouvé avec la constante cosmologique, qui permettait, dans certaines conditions très particulières de contrebalancer exactement l'effet attractif de la force gravitationnelle. À partir de la fin des années 1990, époque où fut mise en évidence la réalité de l'énergie noire par le phénomène d'accélération de l'expansion de l'univers [4].

Un autre raisonnement, sans passer par les équations d'Einstein, repose sur l'idée simple que puisque la matière ordinaire a une force gravitationnelle attractive et l'accélération cosmique implique la présence de la constante cosmologique qui diminue relativement et lentement pendant que l'univers est en expansion [2]. Ceci aussi peut être vu directement de la première équation de Friedmann.

$$\dot{a}^2 \propto a^2 \rho + cons$$

De cette relation, il est clair que la seule manière d'obtenir une accélération (a^2 augmente) dans un univers en expansion est d'imposer que ρ diminue plus lentement que a^2 . On remarque que ni un univers dominé par la matière ($\rho_m \propto a^3$), ni dominé par le rayonnement ($\rho_R \propto a^4$) ne fera l'affaire [2].

La solution à ce problème est d'ajouter le concept d'énergie noire, une forme invisible qui remplir tout l'espace d'une manière uniforme, dotée d'une pression négative, et qui a une gravité répulsive.

Cette découverte nous a donné une autre compréhension de l'univers contrairement à ce que nous croyons avant. Elle indique que dans le passé, l'univers était plus petit et plus chaud et que l'univers ce n'était qu'une boule de feu il y a 13.82 milliards d'années, et n'a depuis cessé de s'étendre, et que les galaxies ont commencé à se solidifier à partir des débris qui se refroidissaient, et les régions qui se trouvent aujourd'hui de part et d'autre de l'espace étaient trop éloignées pour que leurs température s'égalisent. Alors au départ, l'univers était beaucoup plus petit que prévu. Il a donc dû s'étendre plus rapidement pour atteindre sa taille actuelle en 13.82 milliards d'années. En fait, on pense que l'univers, dans sa première fraction

de seconde, a connu une expansion si violente qu'elle a été comparée à l'explosion d'une bombe à hydrogène [7]. Ce phénomène est appelé *inflation*.

Donc le modèle standard de la cosmologie connu par (lambda-CDM), le big-bang et l'inflation sont implicitement supposée. Lambda fait référence à l'énergie noire et le CDM signifie (la matière noire froide), qui va expliquer le scénario qui repose sur les observations des galaxies qui se regroupent en amas au milieu de. Selon ce modèle la gravité fait que la matière noire s'agglutine en halos. Ces halos de matière noire peuvent avoir des sous-groupes, appelés subhalos et ces subhalos peuvent contenir de nombreuses étoiles, mais certains subhalos sont invisibles. Cependant, il existe un moyen de les révéler. Une équipe dirigée par le Dr Massimiliano Meneghetti, de l'institut national d'astrophysique de Bologne, en Italie, a observé 11 amas de galaxies avec le télescope Hubble et le Very Large télescope de l'observatoire européen austral au Chili. Ils ont examiné la lumière provenant de galaxies lointaines et la façon dont elle était déformée lorsqu'elle traversait les subhalos invisibles [7]. Ce phénomène est connu sous le nom de *lentille gravitationnelle* [voir la section 2.4].

Conséquence :

Les objets dans l'espace s'éloignent les uns des autres au cours du temps, de manière constante comme si son effet n'évolue ni dans l'espace ni dans le temps. Tout ce qui n'est pas lié par la gravité finira par s'éloigner en dehors de l'horizon (la limite de l'univers observable depuis la Terre), notre univers est condamné d'être plus grande et plus froid.

1.5 Les différents scénarios qui peuvent expliquer l'accélération cosmique :

Après la découverte en 1998 que notre Univers est en phase d'expansion accélérée et que la communauté scientifique a considéré l'Energie Noire comme une nouvelle composante dans le bilan énergétique de l'Univers, il ne reste plus qu'à définir la nature de cette nouvelle composante. Devant le mystère qui entoure l'accélération de l'Univers, plusieurs scénarios sont également avancés pour expliquer ce phénomène. Parmi ces approches nous pouvons citer :

1.5.1 La constante cosmologique (le modèle Λ CDM):

Le scénario le plus simple afin d'expliquer l'accélération cosmique est de faire intervenir la constante cosmologique Λ . A ce jour, ce modèle s'adapte parfaitement à toutes les observations. Rappelons qu'Einstein avait introduit ce terme répulsif dans ses équations (1.4) afin de compenser l'effondrement gravitationnel de la matière et ainsi obtenir un univers

statique [voir la section 1.1.2]. Sans passer par les équations, l'idée est simple. La matière ordinaire possède une force gravitationnelle attractive et ne permet pas un univers statique. La constante cosmologique, en raison de sa pression négative et l'effet répulsif, pourrait contrebalancer la matière ordinaire.

C'est la solution d'Einstein. Mathématiquement, cette constante cosmologique agit comme une énergie du vide avec une équation d'états $p_{DE} = -\rho_{DE}$. Dans le contexte de la théorie quantique des champs, le vide se comporte exactement comme une constante cosmologique c'est-à-dire $T_{\mu\nu}^{vac} = -\rho_{vac}g_{\mu\nu}$ [3].

Ce paramètre va nous expliquer la nature de vide ou les fluctuations quantiques du vide (le vide contient une certaine quantité d'énergie qui n'est pas nulle, et qu'il devait y avoir une grande énergie associée à l'apparition et la disparition, création et annihilation, des particules dans le vide).

Le problème de la constante cosmologique :

Le problème de la constante cosmologique s'est posé bien avant les mesures de distances des supernovae lointaines en 1998. Il y'a une revue très complète sur cette problématique. Nous avons vu dans cette partie que le terme d'Energie Noire est caractérisé par une équation d'états $p_{DE} = \omega\rho_{DE}$ ou ω , le paramètre d'états, vaut $\omega = -1$ dans le cas d'une constante cosmologique, cas le plus simple d'Energie Noire. Contentons-nous de considérer ce cas. Cette composante a alors une équation d'état $p_{DE} = -\rho_{DE}$ caractéristique d'une énergie du vide [1]. En théorie des champs, le vide a une énergie qui s'exprime comme la somme des énergies de tous les oscillateurs harmoniques d'un champ quelconque de masse m dans son état fondamental. Cette somme diverge et il est nécessaire d'imposer une coupure $E_c \gg m$ que l'on considère habituellement au niveau de l'échelle de Planck $E_p \sim 10^{19}$ GeV, limite à laquelle on s'attend à voir la gravité quantique rentrer en jeu. Cette densité d'énergie du vide s'écrit alors :

$$\rho_{vide} = \int_0^{E_p} \frac{4\pi k^2 dk}{2(2\pi)^3} \sqrt{(k^2 + m^2)} \approx \frac{E_p^4}{10\pi^2}. \tag{1.26}$$

Cette énergie du vide a une valeur de l'ordre de $\rho_{vide} \sim 10^{73}$ GeV⁴, largement plus grande que la valeur de l'énergie du vide qui semble intervenir en cosmologie. Cette densité d'énergie ρ_{DE} est "mesurée" de l'ordre de la densité critique de l'univers, $\rho_c \sim 10^{-47}$ GeV⁴, soit une différence de quelques 120 ordres de grandeurs. Le problème est ici double.

Le premier est celui de la compensation de l'énergie du vide : si le vide a une telle énergie ρ_{vide} , pourquoi l'Univers ne s'est-il pas effondré de suite sur lui-même en un temps de

Planck ? Il y a donc un mécanisme, inconnu aujourd'hui, qui s'est mis à l'œuvre pour compenser cette densité d'énergie gigantesque. Le deuxième problème est celui de la constante cosmologique : le mécanisme de compensation doit être tel qu'il ne compense pas exactement l'énergie du vide ρ_{vide} , mais laisse une petite contribution de cette énergie dans le bilan global du contenu énergétique de l'Univers. Cette petite contribution représente la densité d'énergie détectée aujourd'hui, mais le mécanisme d'ajustement doit être précis à quelque 120 ordres de grandeur, ce qui n'est absolument pas naturel [1].

1.5.2 La quintessence (le modèle dynamique):

Dans ce modèle on considèrerait que la constante cosmologique est nulle et que l'accélération cosmique actuelle est causée par une autre composante qui est la quintessence avec une équation d'état négative et densité d'énergie variable, dans ce modèle, l'énergie noire est décrite pas un lagrangien avec un champ scalaire et un potentiel arbitraire $v(\phi)$, qui est donne par :

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi), \tag{1.27}$$

Et telle que pour un champ homogène $\phi = \phi(t)$, la densité d'énergie noire et la pression sont données par :

$$\rho_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi), \tag{1.28}$$

$$p_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi), \tag{1.29}$$

On obtient une équation d'état négative $\omega = p_\phi/\rho_\phi$ qui explique l'accélération cosmique. Si le terme d'énergie cinétique est beaucoup plus petit que le potentiel énergétique $\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$ pour que les modèle de quintessence donnent de bons résultats sur l'observation, nous voulons que la valeur de la densité d'énergie potentielle aujourd'hui soit de l'ordre de $V \sim 10^{-10} eV^4$ et que le champ n'ait pas encore atteint son minimum. Il ne serait pas dominé par le potentiel. Dans ce cas, il ne provoque pas l'accélération cosmique et que sa masse doit être inférieure à la constante de Hubble actuelle

$$m \equiv \sqrt{d^2V/d\phi^2} \leq H_0 \sim 10^{-33} eV. \tag{1.30}$$

1.5.3 Le multivers :

Le multivers est une autre façon d'expliquer potentiellement la petite valeur de la constante cosmologique sans aucun réglage fin et d'utiliser des arguments anthropiques. Cette approche a été mise au point par Weinberg. L'idée générale de cette théorie est simple. Que se passe-t-il si la valeur de la constante cosmologique est différente d'une partie à une autre dans

l'univers ? Donc il faut déterminer la valeur de la constants cosmologique dans l'univers où l'observateur vive et en se basant sur une distribution de probabilité réelle de la constante cosmologique et de la distribution de la probabilité d'avoir des observateurs dans un univers, donné par cette valeur de Λ .

La raison de l'intérêt récent pour cette approche, en plus de la mesure cosmologique de Λ , est que la théorie des cordes prévoit différentes valeurs de Λ avec différentes énergies de vide. Il en résulte un ensemble discret d'au moins 10^{500} vides différents de sorte que l'on se retrouve effectivement avec une continuité d'énergies du vide possibles. Les calculs de Λ utilisant le raisonnement anthropique dans ce modèle sont très proches de la valeur observée.

1.5.4 La gravité modifiée :

La gravité modifiée est une autre approche qui consiste à modifier les lois de la gravité elle-même pour expliquer l'accélération cosmique. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire d'ajouter une nouvelle forme d'énergie à n'autre modèle de l'univers. Parmi ces exemple, on peut citer la gravité f(R) où dans lesquelles un champ scalaire est couplé à la métrique et contribue à l'interaction gravitationnelle au même titre que le graviton [3].

Modèles f(R)

L'idée des modèles f(R) consiste à généraliser l'action d'Einstein-Hilbert en remplaçant le scalaire de Ricci par une fonction arbitraire de ce scalaire :

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} f(R) + S_m[\Psi_m ; g_{\mu\nu}]. \tag{1.31}$$

Cette classe de modèles a été proposée dans les années 1970 et 80 notamment par Starobinski dans le contexte de l'inflation. Elle a récemment suscité un intérêt renouvelé, et d'après les références [8,9], l'accélération de l'Univers peut être obtenue avec la fonction $f(R) = R - \mu^4/R$, Comme nous le verrons ci-dessous. Ce modèle s'est révélé incompatible avec les contraintes du système solaire. Néanmoins, d'autres modèles f(R) ont été proposés par la suite, qui se sont révélés viables. Parmi ceux-ci, on peut citer le modèle de Hu et Sawicki et le modèle de Starobinsky. Tous donnent une explication de la dynamique de cette nouvelle énergie. Néanmoins, les théories de la gravité modifiées manquent souvent de motivation par rapport à la physique et nécessitent des réglages précis pour être compatible avec l'observation. La littérature qui traite de la phénoménologie des modèles f(R) est très riche en ce qui concerne les tests sur le système solaire pour cela les modèles f(R) constituent une sous-classe des théories scalaires, donc l'action peut être écrite sous cette forme:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [f(\varphi) + \hat{f}(\varphi)(R - \varphi)] + S_m[\Psi_m ; g_{\mu\nu}]. \tag{1.32}$$

Tel que :

$$\dot{f}(\varphi) = \frac{df}{d\varphi}.$$

Cette action est équivalente à celle de l'équation (1.31), à condition que $\ddot{f}(\varphi) = 0$. En variant cette action (1.32) par rapport à φ , qui est un multiplicateur de Lagrange, on obtient $R = \varphi$. Avec cette condition, l'action (1.32) prend exactement la forme (1.31). On voit que cette théorie n'est qu'une théorie scalaire, avec :

$$F(\varphi) = \dot{f}(\varphi) \quad , \quad Z(\varphi) = 0, \quad U(\varphi) = \frac{1}{2} [\varphi \dot{f}(\varphi) - f(\varphi)],$$

Dans la représentation d'Einstein :

$$\varphi_* = \frac{\sqrt{3}}{2} \text{Ln } \dot{f}(\varphi), \quad V = \frac{e^{-4\varphi_*/\sqrt{3}}}{4} [\varphi(\varphi_*) e^{\frac{2\varphi_*}{\sqrt{3}}} - f(\varphi(\varphi_*))].$$

La démarche suivante consiste à appliquer les contraintes sur la théorie des tenseurs scalaires aux modèles $f(R)$, on va se pencher sur le modèle proposé par Carroll et al. (CDTT) en 2004 et défini par $f(R) = R - \mu^4/R$. donc on a pour les grandes courbures (donc pour les grandes densités), $R \gg \mu^2$ donc cette définition peut se simplifier en $f(R) \approx R$. Ce régime, proche de la RG est celui qui prédomine jusqu'à la fin de l'ère de matière. La densité devient alors telle que le terme $-\mu^4/R$ ne peut plus être négligé. On peut montrer que ce terme joue le rôle d'une énergie noire, et que l'Univers entre dans une phase d'accélération [9].

Pour que le modèle puisse expliquer la récente accélération de l'Univers, il faut que la transition entre les régimes de forte et faible courbure ait lieu au moment où $R \approx H_0^2$; on doit donc avoir $\mu \approx H_0 \approx 2 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1} \approx 10^{-33} \text{ eV}$.

Une fois fixé le paramètre μ , le modèle est complètement défini, et l'on peut étudier dans quelle mesure les contraintes dans le système solaire sont satisfaites. Pour cela, on peut voir le champ φ_* comme un champ de Brans-Dicke de paramètre $\omega_{BD} = 0$. Vu que le paramètre de Brans-Dicke est totalement en contradiction avec la contrainte, le modèle est totalement exclu par les tests dans le système solaire [6].

Chapitre 2

Les techniques d'observations

Dans cette partie, on va expliquer quelles sont les différentes techniques utilisées actuellement pour observer le phénomène de l'accélération cosmique, et le principe utilisé dans chacune de ces techniques et quelles sont les quantités mesurables pour chaque méthode.

Le but de cette partie est d'expliquer aussi les différentes contraintes sur la présence de l'énergie noire dans l'univers. La contrainte majeure est l'impossibilité de détecter cette substance via l'observation directe donc le seul moyen est d'étudier ses effets sur la matière ordinaire.

2. Les Techniques d'observations de l'accélération cosmique

2.1 Supernovae :

La preuve la plus directe que notre Univers est actuellement en expansion accélérée est donnée par la mesure de la distance luminosité des supernovæ de type Ia (SN Ia). La distance luminosité d'un objet astrophysique de luminosité intrinsèque L_{source} et situé à un Redshift z est définie de telle sorte que le flux observé ϕ_{obs} soit donné par :

$$\phi_{\text{obs}} = \frac{L_{\text{source}}}{4\pi D_L^2}. \quad (2.1).$$

Dans un Univers (plat) en expansion, D_L est donnée par [12] :

$$D_L = \frac{1}{H_0} (1+z) \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\sum_i \Omega_{i,0} (1+z)^{3(1+\omega_i)}}}, \quad (2.2).$$

Où les $\Omega_{i,0}$ sont les densités réduites de chaque composante de matière (y compris l'énergie noire).

Pour des objets proches ($z \ll 1$), on voit que la formule (2.2) se résume à $z \sim H_0 D_L$. D'autre part, on peut montrer que le Redshift est relié à la vitesse de récession des galaxies au travers de $z \equiv a^{-1} - 1 \sim v$; on obtient donc que pour des petits Redshift $v \sim H_0 D_L$. On retrouve là la loi de Hubble qui permet de mesurer H_0 à partir de l'observation de la vitesse de récession des galaxies. Pour des objets plus lointains, on voit que l'expression de la distance luminosité dépend du contenu en énergie de l'Univers, au travers de la racine carrée de l'équation (2.2). La mesure de la fonction $D_L(z)$ permet donc de mesurer le rôle joué par les différentes composantes de matière $\Omega_{i,0}$. Cependant, pour mesurer la distance luminosité d'objets au travers de la définition (i), encore faut-il connaître leurs luminosités intrinsèques. C'est précisément le cas des SN IA, qui peuvent être observées lorsqu'une naine blanche d'un système binaire a accreté tellement de matière en provenance de son compagnon et que sa masse atteint la masse de Chandrasekhar ; elle s'effondre alors et explose en supernova. La courbe de lumière des SN Ia est quasi-identique d'une supernova à l'autre : ce sont *des chandelles standard*.

2.2 Fond diffus cosmologique :

Une preuve indépendante de l'existence d'énergie noire dans l'Univers peut être obtenue à partir de la position des pics acoustiques du fond diffus cosmologique (CMB) [6]. En effet, on peut montrer [10] que la position dans l'espace des multi pôles du n -ième pic est donné dans le cas de perturbations primordiales adiabatiques par :

$$l_{(n)} = n\pi \frac{D_A(z_{LSS})}{r_s(z_{LSS})}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.3).$$

Où nous avons introduit l'horizon sonique co-mobile

$$r_s(z) \equiv \int_z^\infty \frac{c_s(z')}{H(z')} dz' \quad (2.4).$$

Et le diamètre angulaire co-mobile

$$D_A = \frac{1}{H_0} \frac{1}{1+z} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\sum_i \Omega_{i,0} (1+z')^{3(1+\omega_i)}}}, \quad (2.5).$$

Dans les expressions ci-dessus, $z_{LSS} \simeq 1100$ est le Redshift de la surface de dernière diffusion et c_s est la vitesse du son du fluide baryon-photon dont les oscillations avant la recombinaison sont à l'origine des pics du CMB. Le rayon sonique $r_s(z_{LSS})$ dépend de la quantité de baryons dans l'Univers Ω_b et est indépendant de l'énergie noire car cette dernière ne joue aucun rôle à des temps aussi anciens ; la hauteur des pics du CMB et en particulier la différence entre la hauteur des pics pairs et impairs permet de mesurer Ω_b (et donc $r_s(z_{LSS})$). On peut alors utiliser la mesure de la position des pics (j) pour contraindre l'énergie noire, au travers de la dépendance du diamètre angulaire $D_A(z_{LSS})$ dans la géométrie de l'Univers.

Le spectre du CMB dépend également de l'énergie noire au travers de l'effet Sachs-Wolfe intégré (ISW), qui permet de prendre en compte le fait que les photons du CMB ont traversé sur leur chemin jusqu'à nous des puits de potentiel en évolution.

L'évolution des potentiels gravitationnels dépendant du contenu en matière de l'Univers, la mesure de cet effet permet de contraindre la densité d'énergie noire, ainsi que son équation d'état w_{de} . L'analyse des données prises pendant 5 ans par le satellite WMAP a permis de mesurer $\Omega_\Lambda = 0.742 \pm 0.030$ dans le cas d'une constante cosmologique. Dans le

cas où l'équation d'état de l'énergie noire est également mesurée, l'équipe de WMAP a obtenu l'intervalle de confiance à 95% : $-1.37 < 1 + w_{de} < 0.32$ [6].

2.3 Oscillations Acoustiques des Baryons (BAO)

Une autre manière directe de sonder l'histoire de l'expansion est la mesure de l'échelle acoustique des baryons dans la distribution des galaxies à grande échelle. Les oscillations du fluide baryons-photons qui ont lieu avant la recombinaison ne sont pas seulement observables dans le spectre du CMB, mais également dans les grandes structures. En effet, considérons une surdensité à $t = 0$; sous l'effet de la pression de la radiation, cette surdensité s'étend à la vitesse du son du plasma, sous la forme d'une onde sphérique. Au moment de la recombinaison, les densités aux points situés à une distance $r_s(z_{LSS})$ de la surdensité initiale sont donc corrélées. De nos jours, cette corrélation est bien sûr brouillée, car les ondes sonores de différentes surdensités se sont superposées depuis ; il est cependant possible de détecter statistiquement la signature de l'échelle co-mobile $r_s(z_{LSS})$, caractéristique des BAO, au travers de la mesure de la fonction de corrélation des galaxies. En raison de l'expansion de l'Univers, cette échelle co-mobile (fixe depuis la recombinaison, et qui vaut environ $r_s(z_{LSS}) \simeq 150\text{Mpc}$) est vue sous un angle [6].

$$\theta_s = \frac{r_s(z_{LSS})}{D_A(z_{LSS})} \quad (2.6).$$

Où le diamètre angulaire co-mobile $D_A(z_{LSS})$ a été défini à l'équation (1.34). La première détection de ce phénomène a eu lieu en 2005 par l'équipe du SDSS [11] ; on voit sur la figure 1.3 la signature très nette du rayon sonique dans la fonction de corrélation des galaxies du catalogue. Pour être précis, la référence [11] a utilisé les galaxies rouges lumineuses (LRG) du catalogue du SDSS.

Il est donc possible de tester le contenu en matière de l'Univers par l'étude des BAO (déterminer les positions des pics dans le spectre de puissance d'anisotropie $\text{CMD } s = 147 \pm 2\text{Mpc}$), et notamment la densité d'énergie noire de son équation d'état w_{de} . En particulier, l'observation des BAO donne des informations très précieuses lorsqu'elles sont combinées avec d'autres observations, comme on peut le voir sur la figure 3.

Après la recombinaison, les baryons se découplent des photons et leurs perturbations évoluent sous l'influence de la seule gravité, dont l'effet est dominé par la matière noire, puisque la densité de cette dernière est environ six fois supérieure à celle des baryons [6].

Enfin, les perturbations du baryon et de la matière noire suivent le même spectre de puissance, où la caractéristique des oscillations acoustiques a été diluée par rapport au CMB, mais elle est toujours présente et observable, comme on peut le (voir sur la figure 4), dans laquelle l'observation des supernovae est modalisée.

L'échelle BOA peut être utilisée comme une règle standard. Dans ce cas, cette règle permet de lier la distance, le diamètre angulaire et le Redshift par la relation suivante :

$$\theta = \frac{s}{(1+z)d_A(z)} \quad \text{Telle que :} \quad s = \int_{z_{rec}}^{\infty} \frac{c_s(z)dz}{H(z)} \quad (2.7).$$

Comme nous l'avons déjà signalé ci-dessus, les méthodes évoquées (SN Ia, CMB, BAO) sont complémentaires. En premier lieu, ces mesures provenant de processus physiques très différents et indépendants, il est impressionnant qu'elles puissent mener à des mesures cohérentes : cela confirme d'une façon spectaculaire la robustesse du modèle cosmologique standard. De plus, les ellipses de contraintes associées à chacune de ces méthodes ne sont pas orientées dans la même direction, comme on peut le voir sur la figure 4. En combinant ces mesures, on peut donc diminuer la dégénérescence entre les différents paramètres. En procédant de la sorte, les auteurs de la référence [4] ont mesuré, dans le cas d'un modèle Λ CDM, $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0.288 \pm 0.018, 0.712 \pm 0.018)$.

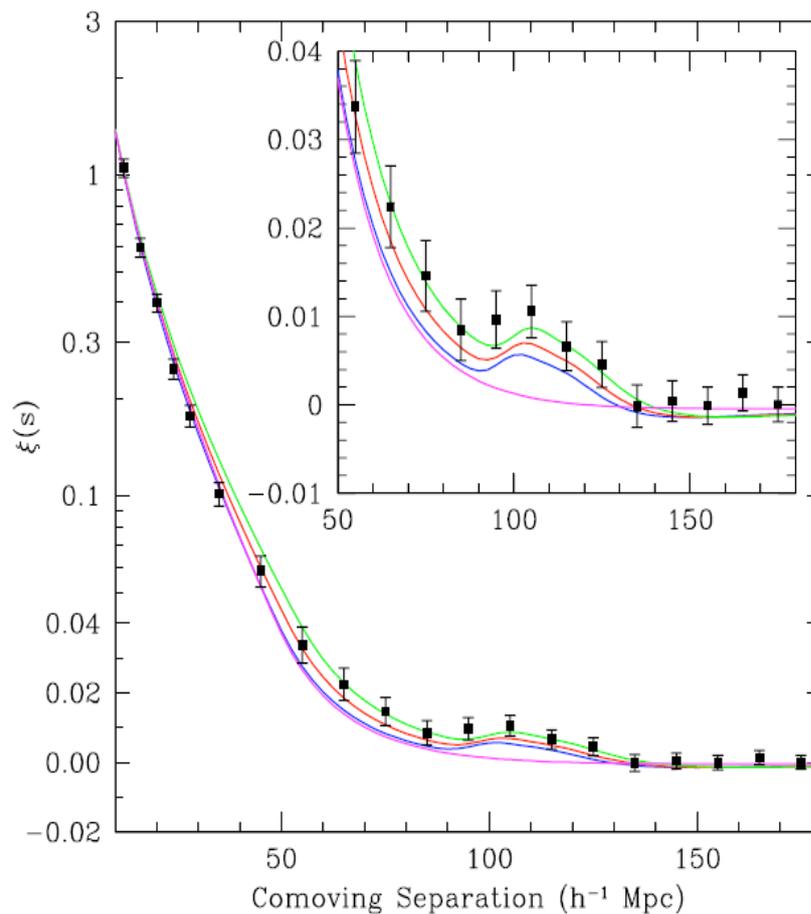


Figure.3 Fonction de corrélation des galaxies du catalogue du SDSS. Les courbes verte (en haut), rouge et bleue (en bas, avec un pic) correspondent respectivement aux modèles $mh_2 = 0.12, 0.13, 0.14$, avec $bh_2 = 0.024$. La courbe du bas (sans pic) correspond à un modèle de matière noire sans baryon ($mh_2 = 0.105$). On voit très clairement la signature des BAO à $r \approx 105h^{-1}\text{Mpc} \approx 150\text{Mpc}$. Figure issue de l'article [6].

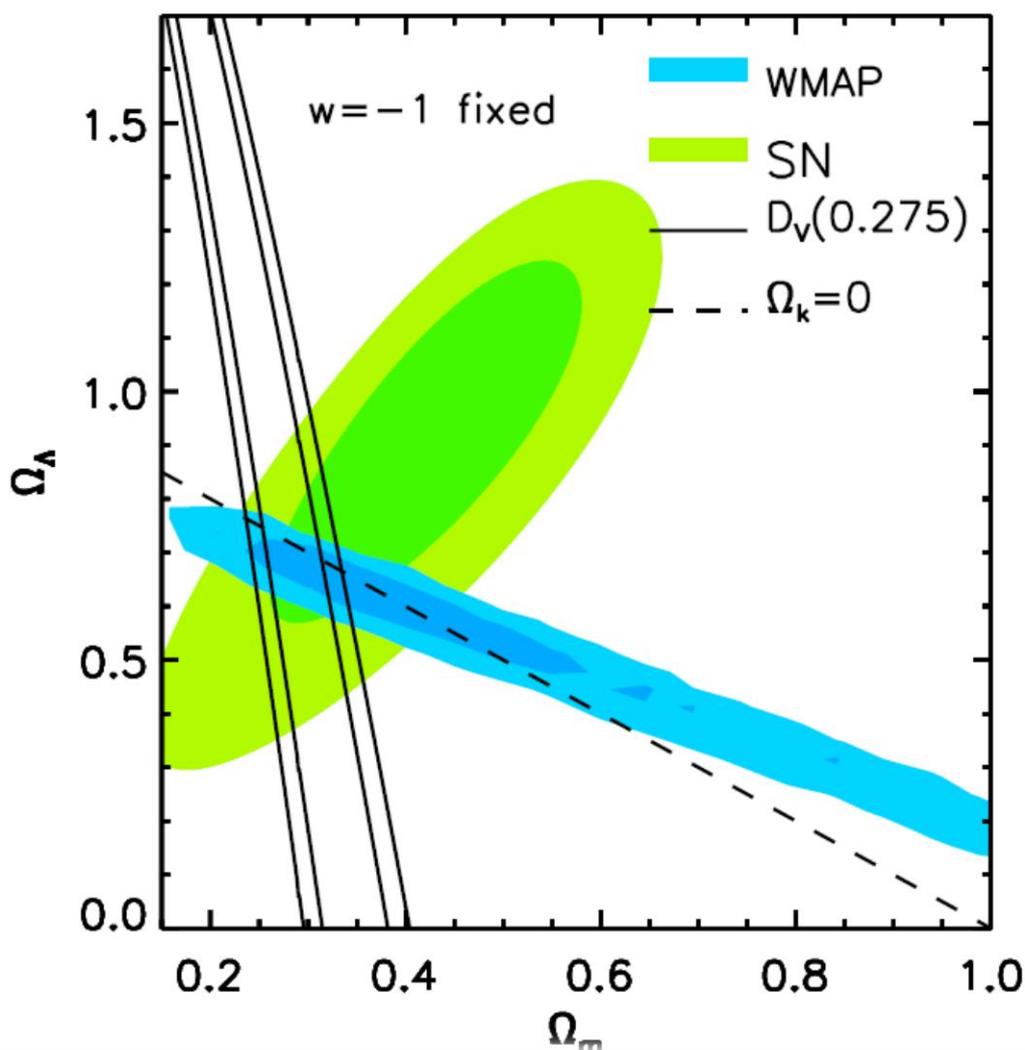


Figure.4 - Combinaison des contraintes sur les paramètres (Ω_m , Ω_Λ) du modèle Λ CDM issues de la mesure de la distance luminosité des SN Ia, du CMB (WMAP5) et des BAO (SDSS - release 7). Les ellipses des contraintes associées des trois types de mesures sont orientées d'une façon très différente : l'association des trois observations permet donc de mesurer les paramètres (Ω_m , Ω_Λ) beaucoup plus précisément qu'avec chacune des méthodes séparément. La figure provient de [6].

2.4 Effet de lentille gravitationnelle faible :

Les lentilles gravitationnelles sont des produits de la théorie de la relativité générale d'Einstein. La théorie dit que l'objet massif, dans notre cas les amas de galaxies, peut déformer l'espace-temps, et cette déformation de l'espace-temps pourrait être observable, comme une déviation de la lumière et donc sous forme de la déformation de l'image observée.

Ainsi une galaxie elliptique pourra être observée avec une surface et une ellipticité différentes de leurs valeurs intrinsèques. Lorsque les fluctuations de la masse, située entre la source et l'observateur, sont petites, l'effet de lentille correspond à une déformation très légère ; l'effet est alors dit faible. C'est une hypothèse très bien justifiée lorsque la masse responsable de l'effet de lentille est une distribution de matière noire [6].

On Considère un ensemble de sources (galaxies ou quasars) distribuées autour du Redshift z_0 et caractérisées par la distribution spectrale $W(z, z_0)$. La déformation de l'apparence de ces sources, dus aux effets de lentilles faibles, peut être mesurée par le rapport entre l'angle θ_s d'un point appartenant aux sources (en tant qu'objet émetteur de lumière) et l'angle θ sous lequel est vu ce même point (en tant qu'image) ; ce rapport est ce qu'on appelle la matrice de déformation :

$$A(\theta) = \frac{\partial \theta_s}{\partial \theta}. \quad (2.8)$$

On peut montrer que la matrice de déformation $A(\theta)$ est de la forme :

$$A(\theta) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & \gamma_2 \\ \gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

La fonction κ est appelée convergence tandis que les fonctions $\gamma \equiv (\gamma_1, \gamma_2)$ correspondent au cisaillement. L'expression explicite de la matrice A , et donc des fonctions $\kappa, \gamma_1, \gamma_2$, est donnée par :

$$A_{ij}(\theta) = \delta_{ij} + \int_0^\infty dz \frac{c}{H(z)} g(z, z_0) \Phi_{ij}[\chi(z)\theta, z] \quad (2.10)$$

Tel que $\Phi = \phi + \Psi$ la combinaison des potentiels gravitationnels.

En relativité générale les perturbations sont directement liées aux perturbations de la matière par l'équation de poisson :

$$-k^2 \Psi = 4\pi G \bar{\rho}_m a^2 \delta_m \quad (2.11)$$

où $\bar{\rho}_m$ est la densité moyenne de la matière noire, δ_m est la surdensité relative de matière noire $\delta_m \equiv (\rho_m - \bar{\rho}_m) / \bar{\rho}_m$.

L'expression (2.8) montre que l'effet de lentille gravitationnelle est sensible à la combinaison spécifique $h = \phi + \psi$, et que $\phi = \psi$ dans le modèle Λ CDM, mais pouvaient différer en présence d'une pression anisotrope créée par l'énergie noire ou des modifications de la gravité.

L'effet de lentille est donc un outil particulièrement intéressant pour tester, en combinaison avec d'autres observables, la présence de pression anisotrope. Les corrélations entre les perturbations dans la distribution de la matière sont donc cartographiées en fonction des corrélations entre cisaillement à différentes parties de ciel.

Le spectre de puissance ou la fonction de corrélation de cisaillement cosmique fournit donc des informations utiles dans la cosmologie.

La convergence κ et le cisaillement γ sont directement reliés à la déformation que subit l'apparence des sources sous l'effet de lentilles gravitationnelles, La mesure de cette déformation donne donc accès aux quantités cosmologiques κ et γ .

La quantité la plus souvent mesurée dans les observations de lentilles gravitationnelles est l'ellipticité des galaxies. En effet, comme on l'a déjà mentionné, l'ellipticité des galaxies est modifiée par le cisaillement. Bien entendu, l'ellipticité intrinsèque de chaque galaxie n'est pas connue a priori, il n'est donc pas possible de mesurer la contribution du cisaillement pour une galaxie particulière, d'autant plus que l'ellipticité intrinsèque des galaxies est généralement bien plus grande que la déformation due au cisaillement. Cependant, si l'on suppose que les ellipticités intrinsèques des galaxies ne sont pas corrélées les unes avec les autres, on peut s'affranchir de cette difficulté en moyennant sur un grand nombre de galaxies (la composante intrinsèque se moyennant alors à zéro). Il est également possible de corréler les ellipticités d'un grand nombre de paires de galaxies ; l'ellipticité de chaque galaxie n'étant corrélée ni avec l'ellipticité intrinsèque des autres galaxies ni avec le cisaillement, sa contribution est nulle, et seules les corrélations entre les composantes des ellipticités provenant du cisaillement demeurent. Cela permet ainsi d'avoir accès aux potentiels gravitationnels [6].

L'effet de lentille faible est sensible à l'énergie noire de deux manières/ Comme le signal traversant la lentille dépend des distances entre l'observateur et la source (objet qui traverse le noyau de la lentille), il dépend de l'histoire de l'expansion de l'univers. Cependant, contrairement aux SNe et au BAO, il dépend aussi directement de la croissance des perturbations dans la métrique (2.9), et ces perturbations sont directement liées aux perturbations de la matière dans l'équation de poisson (2.11). Donc il est possible d'obtenir l'évolution du spectre des perturbations de la matière avec le Redshift.

La quantité la plus souvent mesurée dans les observations de lentilles gravitationnelles est l'ellipticité des galaxies. En effet, comme on l'a déjà mentionné, cette quantité est modifiée par le cisaillement. Donc l'ellipticité intrinsèque de chaque galaxie n'est pas connue à priori [6]. L'observation de très grand nombre de galaxies va nous permettre de distinguer l'ellipticité moyenne (qui est de l'ordre $e \approx 10^{-2}$) à partir de la dispersion d'ellipticité intrinsèque qui est beaucoup plus grande $e \approx 0,2$.

2.5 Les amas de galaxies :

Les amas de galaxies sont les plus grands objets visibles dans l'univers grâce à un signal clair d'effondrement gravitationnel détecté et un gaz chaud intergalactique émettant un rayonnement X [12]. Ces objets sont formés par l'action de l'univers (l'accélération cosmique) et la combinaison entre plusieurs galaxies par les effets de la gravité.

Les premiers amas apparaissent environ 3 milliards d'années après le Big Bang, à une époque où l'accélération de l'expansion devient dominante [12]. La comparaison entre les propriétés des amas dans les différentes époques cosmiques (masse volumique, la position de chaque objet dans l'amas de galaxie, énergie thermique et l'énergie cinétique, et la densité de spectre de l'émission de rayonnement X) va nous permettre donc de tester les modèles cosmologiques et de déduire que l'Univers est plus ou moins dense, et que l'expansion est plus ou moins rapide. Ainsi, les amas nous permettent de tester à la fois les théories de la gravitation, les propriétés de la matière noire et la géométrie de l'Univers [12].

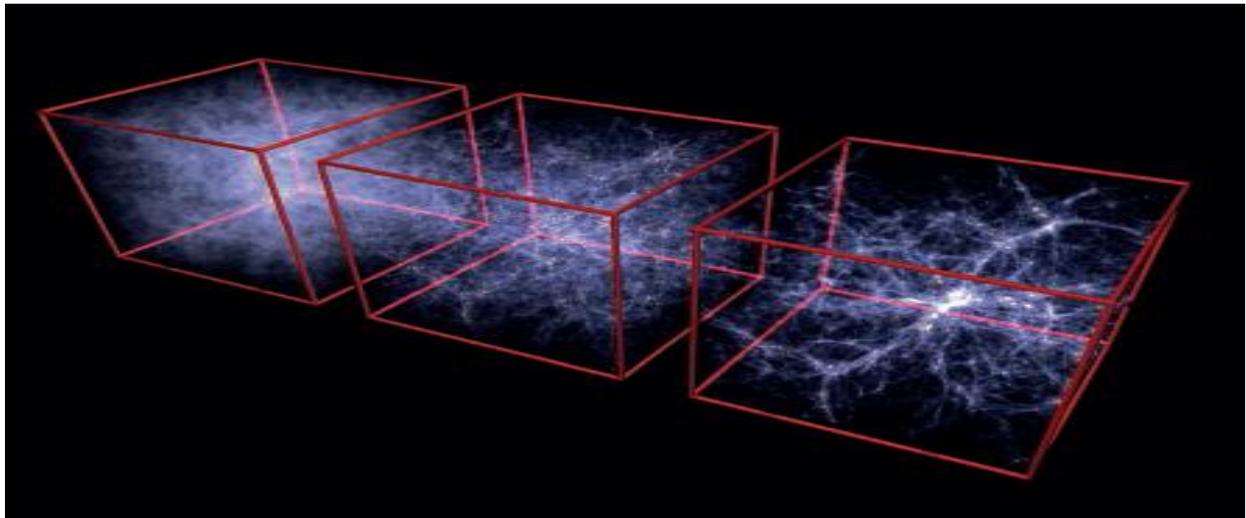


Figure. 5 : évolution de la structure de l'univers. Simulation numérique de la composante gazeuse dans un cube de 300 millions d'années-lumière de côté. Le contraste de densité augmente au cours du temps et les premiers amas apparaissent à l'intersection des filaments vers 3 milliards d'années. Aujourd'hui, certains amas sont très massifs (10^{15} masses solaires, au centre du cube) [12].

La densité numérique observée d'amas de galaxies dans une région bien sélectionnée de l'univers en fonction de l'observable O avec la fonction de la sélection $F(O, Z)$, est donnée par :

$$\frac{d^2N(z)}{dzd\Omega} = \frac{r^2}{H(z)} \int_0^\infty f(O, z) \int_0^\infty p(O|M, z) \frac{dn(z)}{dM} dM, \quad (2.12)$$

Où $dn(z)/dM$ est la masse du halos, et le nombre d'amas par unité de volume dans une gamme de masse $(M, M+dM)$, et $p(O/M, Z)$ est la distribution de probabilité pour que l'observable O donne une masse M .

Le contenu massif des halos est sensible à l'énergie noire de la manière suivante. Premièrement, la fonction de masse des halos est liée avec le spectre de puissance et la densité de perturbation en particulier de son amplitude. Deuxièmement, ce qui est observé directement est le nombre d'amas dans une région du ciel par unité de Redshift, ce qui va lier ces grandeurs (la densité volumique, Redshift et donc le facteur d'expansion) comme suit :

$$Dv/(dz.d\Omega)=r^2(z)/H(z)$$

Cette relation va donner directement l'histoire de l'expansion de l'univers, puisque la fonction masse de halo à un rôle très important, il existe plusieurs techniques pour estimer la masse des amas avec précision. Parmi elles, une méthode consiste à utiliser les propriétés optiques des galaxies. Une deuxième méthode consiste à utiliser la luminosité et la température des rayons X.

Chapitre 3

Les supernovae et l'accélération cosmique :

Le but : Plusieurs méthodes existent pour la détermination des paramètres cosmologiques, mais la plus prometteuse semble être actuellement celle qui utilise les supernovae de type Ia.

Depuis leur découverte, il a été suggéré que les supernovae peuvent être utilisées comme « chandelles cosmiques ». A faibles Redshift, elles peuvent être utilisées pour déterminer la constante de Hubble H_0 (si une échelle de distance absolue est établie) alors que pour de plus grands Redshift, elles pourraient déterminer le paramètre de décélération q_0 .

Dans cette partie on va commencer par une brève description introductive, on définit les propriétés physiques des types de supernova. Nous nous sommes intéressés à celle de type Ia (**section 1**). Dans la (**section 2**) on va choisir un échantillon de supernovae pour lequel on va faire notre analyse et tester les modèles théoriques. Dans la (**section 3**), on va déterminer le paramètre de décélération q_0 , et les paramètres de densité Ω_M , Ω_Λ .

3.1 Introduction sur les supernovae:

Le phénomène de l'expansion de l'univers a été observé la première fois par Edwin Hubble en 1920, qui a utilisé dans son étude <<les galaxies>> comme des objets astronomiques <<standard>>, mais finalement les objets utilisés dans cette étude sont des différentes formes et de tailles, c'est donc difficile d'avoir leur luminosité standard. Une galaxie peut devenir faible avec le temps ou plus brillante en fusionnant avec d'autres galaxies. Donc cette méthode elle n'est pas assez forte pour calculer les paramètres d'accélération cosmique avec précision.

En 1938, Walter Baade avec Fritz Zwicky ont souligné que les supernovae étaient des candidats extrêmement prometteurs pour mesurer l'expansion cosmique, Ils sont suffisamment brillants (avec un spectre de lumière uniforme) pour être vus à de très grandes distances. La supernova peut briller pendant quelques semaines plus qu'une galaxie entière. Au cours des années, les supernovae ont été mesurées, elles sont devenues une classe d'objets astronomiques ayant un large éventail de pics de luminosité intrinsèque [13].

Au début des années 1980, une nouvelle sous-Classification des supernovae est apparue. Les supernovae dont le spectre ne présente aucune caractéristique liée à l'hydrogène, elles sont classées simplement comme étant de type I. Cette classe a été subdivisée en types Ia et Ib, en fonction de la présence ou d'absence d'une caractéristique d'absorption du silicium à 6150 Å dans le spectre de la supernova [13].

Les parties les plus externes de l'étoile, en explosion, émettent un spectre qui est le même pour toutes les supernovae de type Ia, qui est caractérisé par une "courbes de lumière uniforme". Ces courbes de luminosité croissante dans les premiers jours de l'explosion et décroissante dans les semaines qui suivent l'explosion d'une supernova. Après l'explosion, la boule de gaz se dilate et les couches les plus externes s'amincissent. Elles deviennent transparentes, ce qui nous laisse voir les signatures spectrales à l'intérieur [13].

Les supernovae de type Ia (SNe Ia) ont été utilisé dans la découverte de l'accélération cosmique par Riess et al. 1998, Perlmutter et al. 1999 et elles restent l'une des techniques clés pour comprendre la nature de la mystérieuse "énergie noire".

3.1.1 Qu'est-ce qu'une supernova ?

Une supernova (SN) est une étoile qui termine sa vie par une gigantesque explosion. La supernova (SN) fait partie des événements explosifs les plus énergétiques dans l'univers. La quantité d'énergie dégagée par l'explosion d'une SN est équivalente à celle produite par le Soleil au cours de cent millions d'années. Quand cette explosion survient, l'étoile voit sa luminosité augmenter d'un facteur de l'ordre de cent millions pour ensuite rapidement décroître dans une période de quelques semaines.

Alors que l'éclat de la SN diminue pour disparaître après quelques deux mois, le gaz éjecté reste visible pendant encore plusieurs millions d'années. L'explosion laisse également derrière elle un noyau très dense de matière, une étoile à neutrons ou bien un trou noir [14].

3.1.2 Quel est le principe de cette technique ?

En principe, l'histoire de l'expansion de l'univers peut être déterminée assez facilement, en utilisant les supernovae comme classe d'objets astronomiques de luminosité intrinsèque connue et identifiable sur une large gamme de distances. Ces objets sont très utiles dans la détermination des paramètres cosmologiques de l'univers (la constante de Hubble, les paramètres de densité, l'accélération cosmique.. etc).

Au moment où la lumière nous parvient, la longueur d'onde spectrale est décalée vers le rouge exactement du même facteur incrémentiel (l'effet doppler). Les photons émis par le premier événement à l'instante t_0 avec une fréquence ν_0 , une longueur d'onde λ_0 , et une vitesse constante, on l'observe à l'instante t_f avec une fréquence ν_f et une longueur d'onde λ_f . On obtient :

➤ Le Redshift $z \rightarrow 1+z = \Delta\lambda/\lambda = a^{-1}(t)$

3.1.3 Quelles sont les caractéristiques de cette technique?

Les supernovae sont classées selon leurs caractéristiques spectrales, celles qui présentent des raies d'hydrogène dans leur spectre sont de type II, contrairement à celle de type I. Les caractéristiques spectrales d'une SNeIa sont:

- Leur spectre
- Leur courbe de lumière
- Leur pic de magnitude absolue dans toutes les longueurs d'onde

Une autre raison pour laquelle les SNe Ia ont été choisies pour la détermination des paramètres cosmologiques est leur grande luminosité intrinsèque et apparente [14].

3.1.4 Les inconvénients de cette technique

Autre fois, la mesure des paramètres cosmologiques n'est pas basée complètement sur les supernovae de type Ia parce que les supernovæ :

- sont rares. Une galaxie n'accueille que quelques explosions de type Ia par millénaire.
- sont aléatoires, ne donnant pas d'avertissement sur le premier instant de l'explosion.
- sont éphémères. Après l'explosion, il faut qu'on la découvre rapidement, qu'on l'observe plusieurs fois et pendant quelques semaines, sinon on risque de dépasser le pic de luminosité qui est essentiel pour la calibration.

3.1.5 Les solutions

En 1988, un appareil d'imagerie à grand champ (l'observatoire anglo-australien) a été construit. Cet appareil permet d'étudier des milliers de galaxies lointaines dans une nuit, et augmente ainsi les chances de découvrir les supernovae. Les développements récents dans le domaine de l'informatique, nous permet de découvrir les supernovae dès qu'elles s'allument.

Pour le problème de la programmation de télescope, nous ne pouvons pas planifier à l'avance les observations et suivre la supernova dans leur première émission, donc on ne peut pas avoir son spectre pour l'identification. La solution qui été trouvé pour résoudre ce problème est de se mettre en place à l'avance, Grâce à une synchronisation spécifique des horaires d'observations des télescopes, donc augmenter ainsi les chances d'observer les supernovae au moment de l'explosion [13].

3.2 Analyse :

3.2.1. La base des données utilisée dans cette analyse :

Dans cette partie, on s'est basé sur cette référence [15] pour faire notre analyse. Nous utilisons les données du groupe de Saul Perlmutter « The Supernova Cosmology Project ». Ce groupe contient 18 SNe Ia proches $z \leq 0.1$ et 42 SNe Ia lointaines ($z = 0.4 - 0.8$). L'avantage d'utiliser ces données est que les mesures ont été déjà corrigées.

Ces données elles sont représentées sous la forme des deux tableaux suivants (1) et (2). On va étudier l'accélération cosmique à partir de ces données observationnelles par une analyse statistique et en comparant avec les modèles théoriques qu'on a interprété dans la (chapitre 1).

Colonne1	Colonne2	Colonne3	Colonne4	Colonne5	Colonne6	Colonne7	Colonne8	Colonne9	Colonne10
				TABLE (1) SCP SNE IA DATA					
SN	Z	σ_z	m-x (peak)	σ_x (peak)	Ax	Kbx	m-b (peak)	m-b (effec)	m-x (peak)2
1992bi	0.458	0,001	22.12	0,1	0,03	-0.72	22,81	23,11	0,46
1994F	0.354	0,001	22.08	0,1	0,11	-0.58	22,55	22,38	0,33
1994G	0.425	0,001	21.52	0,21	0,03	-0.68	22,17	22,13	0,49
1994H	0.374	0,001	21.28	0,06	0,1	-0.61	21,79	21,72	0,22
1994al	0.420	0,001	22.37	0,06	0,42	-0.68	22,63	22,55	0,25
1994am	0.372	0,001	21.82	0,07	0,1	-0.61	22,32	22,26	0,2
1994an	0.378	0,001	22.14	0,08	0,21	-0.62	22,55	22,58	0,37
1995aq	0.453	0,001	22.60	0,07	0,07	-0.71	23,24	23,17	0,25
1995ar	0.465	0,005	22.71	0,04	0,07	-0.71	23,35	23,33	0,3
1995as	0.498	0,001	23.02	0,07	0,07	-0.71	23,66	23,71	0,25
1995at	0.655	0,001	22.62	0,03	0,07	-0.66	23,21	23,27	0,21
1995aw	0.400	0,03	21.75	0,03	0,12	-0.65	22,27	22,36	0,19
1995ax	0.615	0,001	22.53	0,07	0,11	0.67	23,1	23,19	0,25
1995ay	0.480	0,001	22.64	0,04	0,35	-0.72	23	22,96	0,24
1995az	0.450	0,001	22.44	0,07	0,61	-0.71	22,53	22,51	0,23
1995ba	0.388	0,001	22.08	0,04	0,06	-0.63	22,66	22,65	0,2
1996cf	0.570	0,01	22.70	0,03	0,13	-0.68	22,25	23,27	0,22
1996cg	0.490	0,01	22.46	0,03	0,11	-0.72	23,06	23,1	0,2
1996ci	0.495	0,001	22.19	0,03	0,09	-0.17	22,82	22,83	0,19
1996ck	0.656	0,001	23.08	0,07	0,13	-0.64	23,62	23,57	0,28
1996cl	0.828	0,001	23.53	0,1	0,18	-0.122	24,58	24,65	0,54
1996cm	0.450	0,01	22.66	0,07	0,15	-0.17	23,22	23,17	0,23
1996cn	0.430	0,01	22.58	0,3	0,08	-0.69	23,19	23,17	0,22

1997F	0.580	0,001	22.90	0,06	0,13	-0,68	23,45	23,46	0,23
1997G	0.763	0,001	23.56	0,41	0,2	-1,13	23,49	24,47	0,53
1997H	0.526	0,001	22.68	0,05	0,16	-0,7	23,21	23,15	0,2
1997I	0.172	0,001	20.04	0,02	0,16	-0,33	20,2	20,17	0,18
1997J	0.619	0,001	23.25	0,08	0,13	-0,67	23,8	23,8	0,28
1997K	0.592	0,001	23.73	0,1	0,07	-0,67	24,33	24,42	0,37
1997L	0.550	0,01	22.93	0,05	0,08	-0,69	23,53	23,51	0,25
1997N	0.180	0,001	20.19	0,01	0,1	-0,34	20,42	20,43	0,17
1997O	0.374	0,001	22.97	0,07	0,9	-0,34	23,5	23,52	0,24
1997P	0.472	0,001	22.52	0,04	0,1	-0,72	23,14	23,11	0,19
1997Q	0.430	0,01	22.01	0,03	0,09	-0,69	22,6	22,57	0,18
1997R	0.657	0,001	23.28	0,05	0,11	-0,66	23,83	23,83	0,23
1997S	0.612	0,001	23.03	0,05	0,11	-0,67	23,59	23,69	0,21
1997ac	0.320	0,01	21.38	0,03	0,09	-0,55	21,83	21,86	0,18
1997af	0.579	0,001	22.96	0,07	0,09	-0,68	23,54	23,48	0,22
1997ai	0.450	0,01	22.25	0,5	0,14	-0,71	22,81	22,83	0,3
1997aj	0.581	0,001	22.55	0,06	0,11	-0,71	23,12	23,9	0,22
1997am	0.416	0,001	21.97	0,03	0,11	-0,67	22,52	22,57	0,2
1997ap	0.830	0,01	23.20	0,07	0,13	-1,23	24,3	24,32	0,22

Tableau 1 : ce tableau 1 (SCP SNE IA DATA) représente 42 supernovae lointaines de Redshift intermédiaire comprise entre ($z = 0.4 - 0.8$). [15] Les différentes colonnes représentent :

1. : Col 1. Nom UAI attribué à la supernova SCP.
2. : Col 2. Redshift géocentrique de la supernova ou de la galaxie hôte.
3. : Col 3. Incertitude du décalage vers le rouge.
4. : Col 4. Magnitude du pic de l'ajustement de la courbe de lumière dans la bande observée correspondant à la bande B.
5. : Col 5. Incertitude de la magnitude du pic de l'ajustement.
6. : Col 6. Extinction galactique dans la bande observée correspondant à la bande B (c'est-à-dire $AX \equiv AR$ ou AI) ; une incertitude de 10% est supposée.
7. : Col 7. Correction K représentative (au pic) de la bande observée à la bande B ($KBX \equiv KBR$ ou KBI) ; on suppose une incertitude de 2 %.
8. : Col 8. Magnitude du pic dans la bande B.
9. : Col 9. Magnitude de crête de la bande B corrigée en fonction de la luminosité.
10. : Col 10. Incertitude totale de la magnitude de crête en bande B corrigée.

Colonne1	Colonne2	Colonne3	Colonne4	Colonne5	Colonne6	Colonne7	Colonne8	Colonne9
CALÁN TOLOLO SNE IA DATA								
SN	Z	err(z)	m_peak(obs)	err_peak (obs)	A_b	m_b(peak)	m_b(crr)	err (mb)
1990O	0,03	0,002	16,62	0,03	0,39	16,23	16,26	0,2
1990af	0,05	0,002	17,92	0,01	0,16	17,75	17,63	0,18
1992P	0,026	0,002	16,13	0,03	0,12	16,02	16,08	0,24
1992ae	0,075	0,002	18,61	0,12	0,15	18,43	18,43	0,2
1992ag	0,026	0,002	16,59	0,04	0,38	16,22	16,28	0,2
1992al	0,014	0,002	14,6	0,01	0,13	14,48	14,47	0,23
1992aq	0,101	0,002	19,29	0,12	0,05	19,19	19,16	0,23
1992bc	0,02	0,002	15,2	0,01	0,07	15,13	15,18	0,2
1992bg	0,036	0,002	17,41	0,07	0,77	16,63	16,66	0,21
1992bh	0,045	0,002	17,67	0,04	0,1	17,56	17,61	0,19
1992bl	0,043	0,002	17,31	0,07	0,04	17,26	17,19	0,18
1992bo	0,018	0,002	15,85	0,02	0,11	15,75	15,61	0,21
1992bq	0,079	0,002	18,55	0,02	0,21	18,3	18,27	0,18
1992br	0,088	0,002	19,71	0,07	0,12	19,54	19,28	0,18
1992bs	0,063	0,002	18,36	0,05	0,09	18,24	18,24	0,18
1993B	0,071	0,002	18,68	0,08	0,31	16,34	18,33	0,2
1993O	0,052	0,002	16,83	0,01	0,25	17,58	17,54	0,18
1993ag	0,05	0,002	18,29	0,02	0,56	17,71	17,69	0,2

Tableau 2 : ce tableau 2 (TOLOLO SNE IA DATA) représente 18 supernovae de Redshift proches $z \leq 0,1$, [15] Les différentes colonnes représentent:

1. : Col 1 Nom attribué par l'UAI à la supernova Calán Tololo
2. : Col 2 Redshift de la supernova ou de la galaxie hôte
3. : Col 3 Incertitude du décalage vers le rouge.
4. : Col 4. Magnitude maximale de l'ajustement de la courbe de lumière, dans la bande B observée.
5. : Col 5. Incertitude de la magnitude du pic de l'ajustement.
6. : Col 6. Extinction galactique dans la bande B observée ; une incertitude de 10% est supposée.
7. : Col 7. Correction K représentative de la bande B observée par rapport à la bande B du cadre de repos ; on suppose une incertitude de 2 %.
8. : Col 8. Magnitude maximale de la bande B.
9. : Col 9. Magnitude de crête de la bande B corrigée en fonction de l'étirement et de la luminosité.
10. : Col 10. Incertitude totale du pic de magnitude en bande B corrigé.

3.2.2 Relation entre le Redshift et les paramètres de densité :

L'équation 2.2 exprimant la dépendance de la distance luminosité en fonction des densités cosmologiques.

$$D_L = \frac{1}{H_0} (1+z) \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\sum_i \Omega_{i,0} (1+z)^{3(1+\omega_i)}}} \tag{3.1}$$

Telle que la somme des différentes densités et leurs facteurs s'écrit :

$$\sum_i \Omega_{i,0} (1+z)^{3(1+\omega_i)} = \Omega_M (1+z)^3 + \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_\Lambda \tag{3.2}$$

Donc :

$$D_L H_0 = I(Z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1+z)c \times \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \tag{3.3}$$

La magnitude est donnée par

$$m = M_{10pc} + 5 \log_{10}(d/10_{pc}) \tag{3.4}$$

3.2.3 La méthode de Détermination de H_0 :

La constante de Hubble H_0 peut être déterminée grâce aux SNe Ia de Redshift $z \approx 0.1$ pour lesquelles les effets dus à la densité de matière et à la constante cosmologique sont faibles.

La distance lumineuse suit une loi linéaire en fonction du Redshift et la constante de Hubble. Dans les cas d'un univers plat ($k=0$) l'éq. (3.3) se simplifie et la loi de Hubble s'écrit :

$$d_L H_0 \approx cz (1-z) \approx cz \quad , \quad \text{donc } H_0 = cz/d_L \tag{3.5}$$

On va utiliser cette loi de Hubble pour calculer H_0 à partir de notre base de données

En termes de magnitude :

$$m - M = 5 \log(H_0) - 5 \log(cz) + 25 \tag{3.6}$$

On trouve la valeur de $H_0 = 72 \text{ km/s/Mpc} \pm 10$

3.2.4 Détermination de q_0 le paramètre de décélération :

Théoriquement pour un univers rempli de matière et d'énergie noire le paramètre de décélération est connecté directement au paramètre de densité par cette loi :

$$q = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} = \frac{1}{2}\Omega_m - \Omega_\Lambda$$

Donc pour déterminer ce paramètre, on trace la courbe de la magnitude (m_{\max}) en fonction du Redshift (z) et la courbes théoriques de magnitude (m_{\max}) en fonction du Redshift (z) et de (q_0) pour des différentes valeur de q_0 , et on compare les courbes théoriques avec celle correspondant au données observationnelles (voir la figure suivante)

La relation entre le Redshift et le paramètre de décélération est donnée par :

$$m - M \approx 25 - 5\log H_0 + 5\log(cz) + 1.089(1 - q)z + \dots \quad 3.7$$

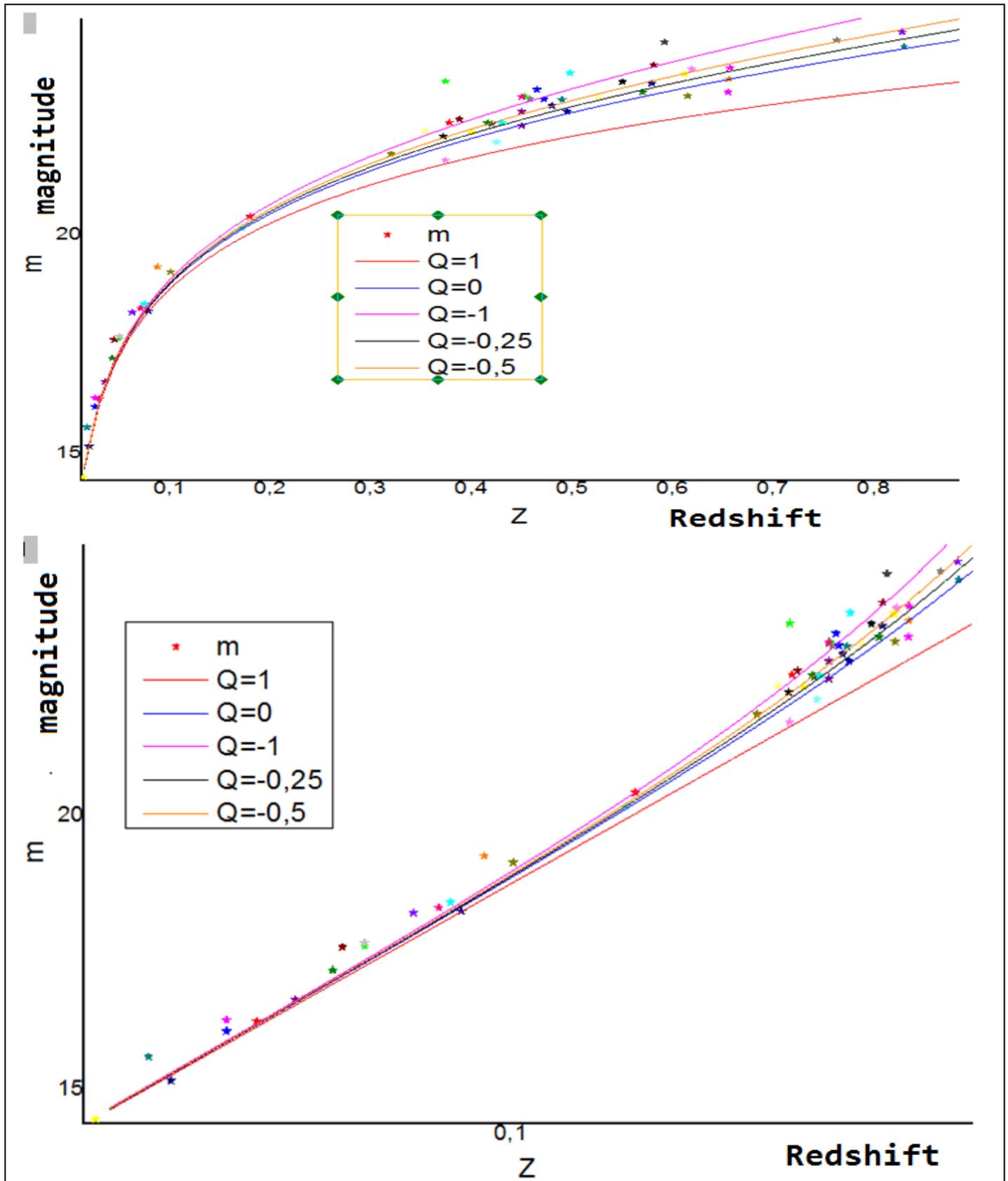


Figure 6 : Diagramme $m(z)$ pour 42 supernovae de grands Redshift (tableau 1) observées par « The Supernova Cosmology Project » et 18 supernovae de faibles Redshift (tableau 2) observées par « Calan Tololo Supernovae Survey »

Ce diagramme représente la variation de magnitude (m) en fonction du Redshift (z) pour des étoiles avec différentes couleurs, et pour estimer la valeur du paramètre de décélération q_0 on a tracé la droite (3.7) pour différentes valeurs de (q) (la ligne en rouge pour la valeur $q=1$, bleu pour une valeur de $q=0$, et noire pour $q=-0.25$, orange pour $q=-0.5$ et celle en rose pour une valeur de $q=-1$) et en choisissent la droite qui traverse le plus grande nombre possible d'étoiles.

3.3 Les paramètre Ω_M et Ω_Λ :

Pour déterminer les paramètres Ω_M et Ω_Λ il est nécessaire de connaître H_0 .

3.3.1 Pour Redshift faible :

On va tout d'abord utiliser les SNe Ia proches ($z \leq 0.1$) ou bien un Redshift très faible que ça pour déterminer la valeur de H_0 à partir de l'équ. (3.5).

A partir de la courbe précédant, en remarquant que pour les faible Redshift les droites théoriques en fonction de q_0 sont presque collées les unes aux autre donc on peut choisir la droite $q_0=0$ donc (l'équ 3.7) prendre la forme suivent :

$$m - M \approx 25 - 5 \log H_0 + 5 \log(cz)$$

Et calculer H_0 facilement :

$$\log H_0 \approx m - M + 5 \log(cz) - 25,$$

Celle-ci est constante (en faisant l'hypothèse que toutes les SNe Ia sont parfaitement homogènes), et sa valeur peut être déterminée à partir des SNe Ia proches et on l'utilise pour les Redshift plus importants.

La valeur de H_0 calculée pour les deux groupes de SNe est $H_0=72 \text{ km/s/Mpc} \pm 10$

3.3.2 Pour Redshift moyen :

Après la détermination de H_0 pour les Redshift faible, La détermination de Ω_M et Ω_Λ , n'est pas difficile.

Dans le domaine de Redshift intermédiaires, on trace la courbe de magnitude en fonction du Redshift, et les droites théoriques de la magnitude en fonction du paramètre de décélération q_0 telle que cette fois-ci q_0 soit une fonction de Ω_M et Ω_Λ $q_0(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda)$, on a : $q_0 = \frac{1}{2} \Omega_M - \Omega_\Lambda$.

On considère que l'univers est plat $\Omega_k=0$ et que la quantité de la radiation est négligeable.

On remarque que la plupart des points $m(z)$, correspondent à des Redshift entre 0.4 et 0.8, se situent presque entre la droite $q=-0.25$ et $q=-1$, et les paramètres Ω_M, Ω_Λ variaient respectivement entre $[\Omega_M=0.33, \Omega_\Lambda=0.67]$. $[\Omega_\Lambda=0.67, \Omega_M=0, \Omega_\Lambda=1]$.

Les droites en fonction de q_0 présentent les différents modèles d'univers qui puissent exister, avec les différents constituants de chaque modèle. On remarque que le modèle de l'univers qui est très proche aux données observationnelles est celui de l'univers en expansion accéléré (telle que $q_0 \approx -0.5$ la ligne orange dans la figure 3.4) dominé par la constante cosmologique $\Omega_M=0.33, \Omega_\Lambda=0.67$.

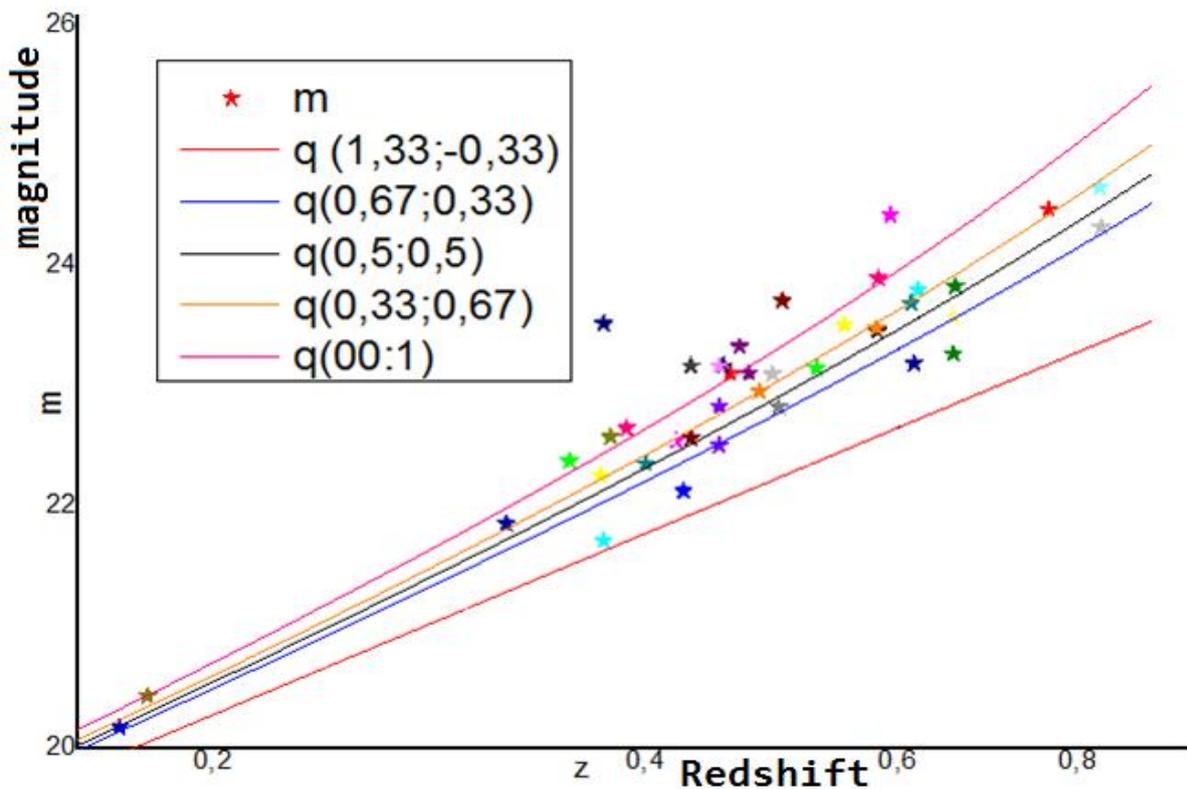


Figure 7 : la représentation des points $m(z)$ de supernovae de grands Redshift (tableau 1) et les droites $q(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda)$ pour différentes valeurs de $q(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$.

3.3.3 Pour Redshift important :

Pour les Redshift de l'ordre de 1, on va suivre le même processus d'analyse que les Redshift moyens. Il serait possible de déterminer Ω_Λ , Ω_M et le paramètre de décélération q_0 .

Malheureusement, à l'heure actuelle, nous ne disposons pas de supernovae ayant de tels Redshift [14].

3.4 Conclusion :

A partir de cette étude observationnelle de l'univers par la technique des supernovae de type Ia, on peut étudier notre univers de manière générale (son histoire, et son évolution et ses constituants), Vu les résultats de cette analyse statistique, nous pouvons affirmer que :

- La mesure des paramètres Ω_Λ et Ω_M se fait en connaissant juste les deux paramètres le Redshift et la magnitude, tout comme la détermination de H_0 ne nécessitait pas la connaissance de Ω_Λ et Ω_M .
- La mesure de H_0 se fait par les supernovae proches (Redshift faible au bien $z < 0.1$), et la mesure des paramètres Ω_Λ et Ω_M par supernovae lointains avec des grandes Redshift.
- $q = \frac{1}{2} \Omega_M - \Omega_\Lambda < 0$ c'est-à-dire que l'expansion de l'univers est accélérée, contrairement à ce que les cosmologistes pensaient jusqu'à présent.
- L'expansion de l'univers continuera éternellement.
- Les résultats de cette analyse excluent les modèles théoriques sans constante cosmologique: $\Omega_M = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$.
- Les autres modèles inflationnaires ne sont pas exclus par cette analyse. Pour un modèle inflationnaire $\Omega_{\text{tot}} = 1$ et $q \approx -0.5$, alors les valeurs prédites par ces observations pour Ω_M et Ω_Λ sont :

$$\begin{cases} \Omega_M \approx 0.33 \\ \Omega_\Lambda \approx 0.67 \end{cases}$$

Les modèles de la constante cosmologique sont très proches d'être une solution au problème de l'accélération cosmique.

CONCLUSION GENERALE

La méthode qui décrit notre univers avec une version dynamique par la métrique de type FLRW reste la meilleure représentation de notre univers, et le modèle le plus proche au résultat observationnel.

Avec ce modèle on a redéfini la cosmologie moderne avec de nouveaux paramètres qui décrivent la quantité de chaque constituant existant dans notre univers (Ω_M et Ω_Λ), et son évolution par le paramètre de décélération (q) qui dépend de Ω_M et Ω_Λ .

La combinaison de ce modèle avec les données observationnelles nous a apporté les informations suivantes :

Notre univers est constitué de matière et faiblement de radiation et de l'énergie sombre. Il est dominé par cette dernière et il est en expansion accéléré $q < 0$.

La présence de cette énergie noire dans le bilan énergétique de l'univers est nécessaire pour expliquer l'accélération cosmique.

Plusieurs modèles ont tenté d'expliquer cette accélération et déterminer ainsi la nature de ce mystère qui entoure l'accélération de l'Univers (énergie noire). Soit par la constante cosmologique d'Einstein dans le modèle standard, ou bien par une constante dynamique dans les modèles dynamiques de l'univers, ou même par la tentative de rajouter un autre type de matière avec des caractéristiques différentes à celles qu'on a habitude de voir (invisible, pression négative, et une gravité répulsive) contrairement à la matière ordinaire.

Plusieurs techniques d'observation des effets de cette énergie ont été étudiées, soit par l'observation des amas de galaxies, ou bien par les observations du fond cosmique, ou bien par les supernovae. Mais malheureusement il n'y a aucune technique pour observer l'énergie noire elle-même et déterminer sa nature.

La technique la plus directe pour observer l'accélération cosmique et le contenu de l'univers est celle des supernovae de type Ia. On les considère comme des sources de lumières standards. L'analyse statistique sur ces chandelles standards nous ont permis d'estimer la valeur de ($H_0=67 \text{ km/s/Mpc} \pm 10$), et calculer le paramètre de décélération ($q=-0.5$) et les grandeurs ($\Omega_M=0.33$) et ($\Omega_\Lambda=0.67$). Elle nous a aussi permis de confirmer la validité du modèle standard Λ CDM et les modèles qui utilisent la constante cosmologique et finalement d'exclure les autres modèles sans constante cosmologique $\Lambda=0$.

CONCLUSION GENERALE

Référence et bibliographie

- [1] Aurélien Benoit-Lévy. Étude de la concordance d'un univers de Dirac-Milne symétrique matière-antimatière. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud – Paris XI, 2009. Français. tel-00442948 <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00442948>
- [2] Amina Gueham. La cosmologie avec les extra dimensions et énergie noire. Mémoire Magister. Université de Constantine.
- [3] Roland de Putter. Probing Dark Energy with Theory and Observations. A dissertation submitted in partial satisfaction of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy in Physics in the Graduate Division of the University of California, Berkeley
- [4] Vincent Bouillot. Empreintes de l'Énergie Noire sur la structuration de l'Univers. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Observatoire de Paris, 2012. Français. tel-00783033 <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00783033>.
- [5] Expo Découverte. L'univers face A face. Bibliothèque universitaire Moretus Plantin. Université de Namur. Mai>oct.2012.
- [6] Riad Ziour. Cosmologie et modifications à grandes distances de l'interaction gravitationnelle. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2010. Français. tel-00560440.
- [7] Marcus Chown. Comment notre compréhension actuelle de l'univers est en réalité "un aveu de notre ignorance". BBC Science Focus. 26 avril 2021
- [8] Carroll, S. M., Duvvuri, V., Trodden, M., and Turner, M. S., Is cosmic speed-up due to new gravitational physics?, Phys.Rev. D70 (2004) 043528, [astro-ph/0306438].
- [9] Carroll, S. M., Felice, A. D., Duvvuri, V., Easson, D. A., Trodden, M., and Turner, M. S., The cosmology of generalized modified gravity models, Phys.Rev. D71 (2005) 063513, [astro-ph/0410031].
- [10] Peter, P., and Uzan, J.-P., Cosmologie primordiale. Éditions Belin, 2005 ???
- [11] Eisenstein, al, Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of sdss luminous red galaxies, Astrophys.J. 633 (2005) 560–574, [astro-ph/0501171].

[12] G. Pratt. Les amas de galaxies, laboratoires pour la physique. Les voies de la recherche, 68, p33 (2019).

[13] Saul Perlmutter. Supernovae, Dark Energy, and the Accelerating Universe. Physics Today 56, 4, 53 (2003); doi: 10.1063/1.1580050. April 2003 Physics Today

[14] Sabri Mekaoui. Réexamen des Tests Cosmologiques Classiques. Mémoire présenté par en vue de l'obtention du titre de Licencié en Sciences Mathématiques. Université de Liege. 2020.

[15] S. Perlmutter, et al. Measurement of Ω and Λ from 42 High-Redshift Superovae. arXiv.org/abs/astro-ph/9812133v1. 1998.