Cosmologie, Distances & Supernovae

Pierre Antilogus

P.Antilogus@in2p3.fr
LPNHE Paris

34ème Ecole d'été de Gif, Cosmologie, 16-20 Septembre 2002

We do live at a special time :
There is still enough light in the Universe
to illuminate its dark side.

M.S.Turner (astro-ph/0108103)

1 Introduction

Pour un univers en expansion, homogène et isotrope, la variation de la distance, $R(t)$, entre galaxies est forcement de la forme :

$$R(t) \propto a(t)$$

où $a(t)$ correspond à un facteur d'expansion universel.

L'objectif de ce cours est de présenter l'étude de $a(t)$ par l'intermédiaire de la mesure des distances. $a(t)$ est plus qu'une simple façon de décrire l'expansion de l'univers. $a(t)$, via les modèles cosmologiques, dépend d'un ensemble de paramètres et en particulier de ceux liés au contenu de l'univers (voir Figure 1).

Dans ce cours une attention particulière sera donnée à la mesure des distances cosmologiques à l'aide des SuperNovae de type Ia (SN Ia). Cette sonde de distance, au coeur des premiers résultats indiquant que l'univers subit actuellement une expansion accélérée, est en plein développement. Elle devrait permettre d'étudier les propriétés de l'Energie Noire, énergie à la source de l'accélération de l'expansion.

2 Distance

La mesure des distances repose sur différentes techniques ; nous allons en introduire quelques une dans cette Section. Chaque technique ne permet malheureusement que de couvrir un domaine donné de distance. La calibration des distances aux objets lointains, repose en général sur l'utilisation d'étalons primaires couvrant des distances plus proches. La mesure de la distance absolue d'un objet peut ainsi reposer sur l'utilisation de plusieurs étalons intermédiaires. A la base de cette échelle des distances, on trouve le parallaxe, méthode angulaire utilisable pour mesurer la distance aux étoiles les plus proches. Les SN Ia quant à elles ont permis de mesurer la distance à des galaxies situées à plus de 8 milliard d'années lumières (a.l), soit la moitié de l'univers visible.

2.1 Parallaxe

Pour les objets les plus proches, on peut, tel des géomètres, utiliser des mesures d'angle pour déterminer les distances. La méthode du parallaxe repose sur la connaissance de la distance terre-soleil et de la mesure du déplacement angulaire apparent d'une étoile vue depuis la terre à deux époques différentes (voir Figure 2).

Aujourd'hui, le plus grand échantillon de mesures de distances par le parallaxe a été réalisé par le satellite HIPPARCOS qui a mesuré le parallaxe de 118 000 étoiles de la galaxie situées à moins de 500 pc et a effectué 20 000 mesures de distances à mieux que 10%.

Le futur dans ce domaine réside dans le projet de satellite GAIA [1] qui devrait être lancé au début de la prochaine décennie. GAIA (voir Figure 3) devrait mesurer les distances à 10^9 étoiles dont $21 \cdot 10^6$ étoiles à mieux que 1%. En comparaison avec HIPPARCOS qui a observé avec une résolution de $1.5\ 10^{-3}$ " les étoiles de magnitude de 10, GAIA, pour cette même magnitude, devrait avoir une résolution de $4\ 10^{-6}$ ".

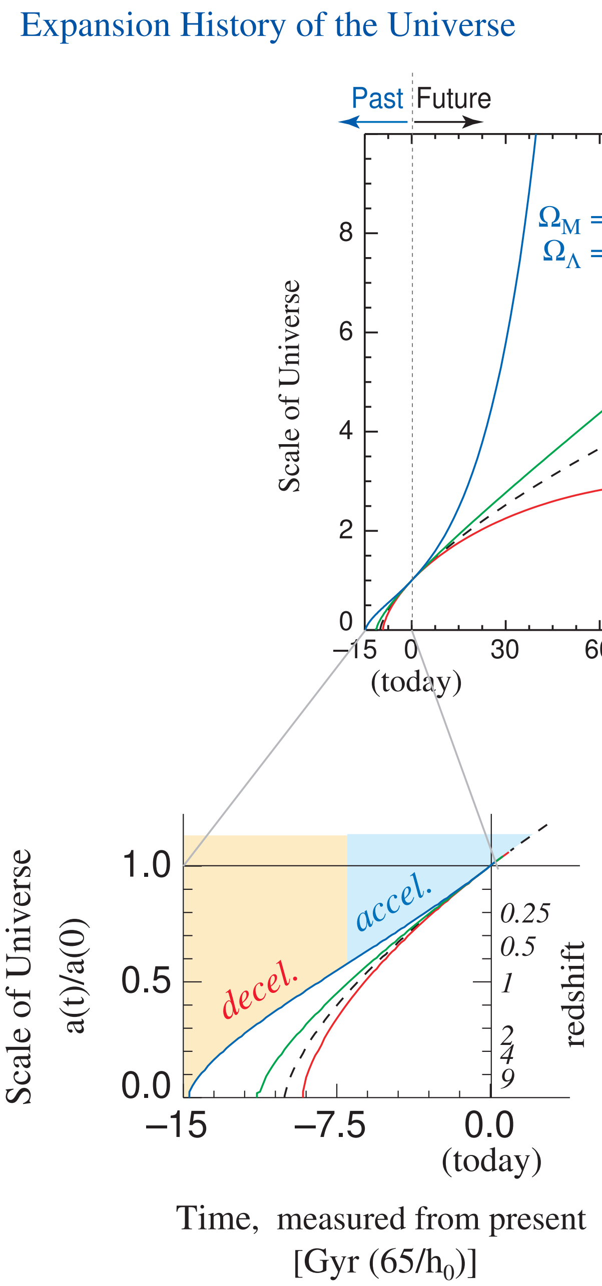

FIG. 1 – *Ces deux schémas donnent l'évolution de $a(t)/a(0)$, $a(0)$ étant la valeur du paramètre $a(t)$ aujourd'hui pour des univers avec différents contenus. On remarque en particulier que la présence d'une constante cosmologique, ou densité d'énergie du vide, est à même de provoquer une expansion accélérée de l'univers.*

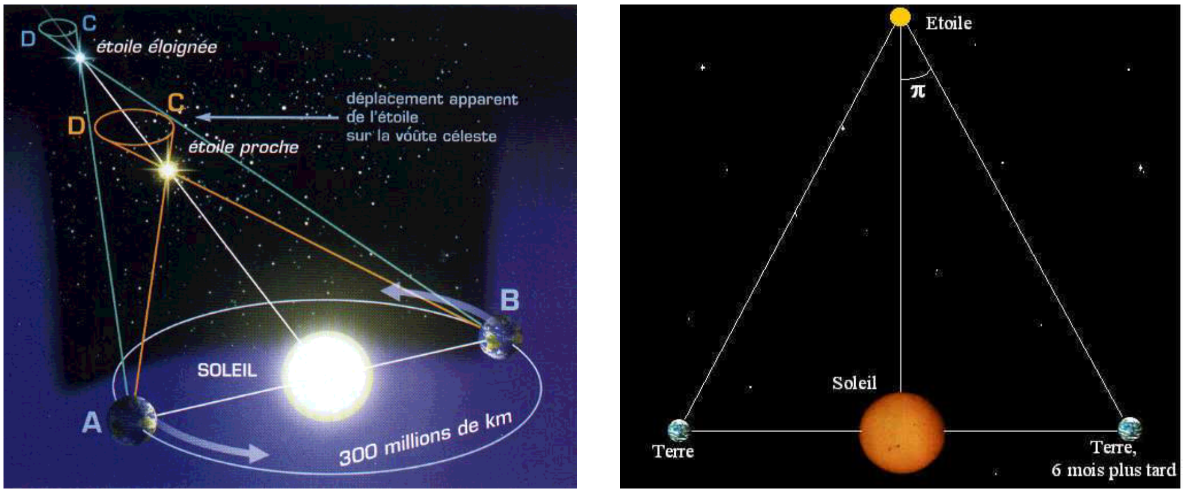

FIG. 2 – *Le mouvement apparent d'une étoile au cours d'une année suivra une ellipse d'autant plus grande vue de la terre qu'elle sera proche. Le demi-angle du cône ainsi formé est le parallaxe (π). Ainsi la distance (étoile-soleil) n'est autre que la distance (terre-soleil) divisée par le parallaxe. L'unité de distance d'usage utilisée est le parsec (pc) correspondant à un objet dont le parallaxe est d'une seconde d'arc, soit une distance de 3.26 a.l. L'étoile la plus proche du soleil, Proxima du Centaure, a un parallaxe de 0.772", soit 1.2 pc =4 a.l.*

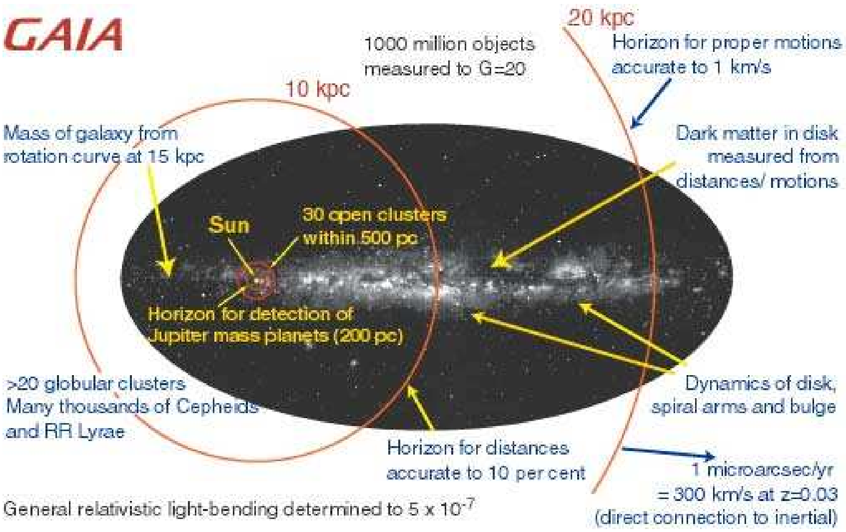

FIG. 3 – *Performances attendues du satellite GAIA.*

Loi de Hubble	$v = H_0 l$ avec $H_0 \sim 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}
Age de l'univers	$\sim t_H = H_0^{-1} \sim 14$ Milliard d'années
Taille visible de l'univers	$\sim d_H = ct_H = c/H_0 \sim 4300$ Mpc
L'univers apparaît homogène pour	$v \sim 0.01c$; $\sim 30 - 60$ Mpc
Rayon d'une galaxie	~ 10 kpc
Distance au grand nuage de Magellan (LMC)	~ 50 kpc
Distance "inter-galactique"	~ 5 Mpc

TAB. 1 – *Quelques distances caractéristiques.*

	Céphéides	SN Ia
Flux émis	$5\ 10^2 - 5\ 10^4 \mathrm{L}_\odot$	$\sim 10^{10}\mathrm{L}_\odot$
Distances max	< 25 Mpc (HST)	au sol $z <\sim 1$ ($\sim d_H/2$)
Précision sur la distance	absolue $\sim 15\%$ (LMC)	relative $\sim 7\%$

TAB. 2 – *Deux chandelles standards : Céphéides et SN Ia.*

2.2 Distances cosmologiques

La mesure du parallaxe ne permet pas d'aller au-delà de notre galaxie. Pour la mesure de distances cosmologiques (voir Table 1) d'autres techniques doivent être utilisées, nous allons en introduire rapidement les principes dans cette section.

2.2.1 Chandelles Standards

Connaissant le flux émis par un objet, mesurer le flux reçu par un observateur permet directement de remonter à la distance l de l'objet : Flux mesuré = flux émis / $4\pi l^2$.

Les céphéides sont des étoiles pulsantes très brillantes que l'on peut aujourd'hui observer grâce au télescope spatial Hubble dans des galaxies proches, jusqu'à des distances de 25 Mpc. Le régime de pulsation de leurs couches externes (d'une période de 1 à 50 jours) peut être décrit comme suit : au cours d'une phase de contraction, la température des régions superficielles s'élève, ce qui conduit à un accroissement de la luminosité, puis lui succède une phase d'expansion pendant laquelle la température, et donc la luminosité, décroissent. Les modèles théoriques de structure interne des céphéides montrent que la période des pulsations est reliée à la luminosité moyenne de l'étoile et à sa couleur. La calibration de cette relation est faite en utilisant des étoiles de distance connues :

- à partir des données HIPPARCOS [2] (distance précisément connue, mais faible statistique : < 20 Céphéides)
- à partir des Céphéides du LMC (distance du LMC connue à seulement $\sim 15\%$, mais grand échantillon de Céphéides).

Pour aller au-delà des galaxies proches, il existe un autre étalon de distance, les SN Ia, dont le flux émis est très homogène et qui possède, comme pour les céphéides, une propriété empirique de standardisation, permettant d'affiner l'estimation du flux émis. Dans le cas des SN Ia cette amélioration du caractère "chandelle standard" repose sur la forme de la variation du flux de la SN Ia au cours du temps. Des compléments d'information sur les SN Ia seront donnés dans la suite de ce cours. Comme le montre les chiffres de la Table 2, les Céphéides et les SN Ia couvrent deux domaines de distance distincts.

Méthode		H_0
Flux connus		
SN Ia	flux émis $\sim$ constante	$68 \pm 2 \pm 5$
Tully-Fisher	flux=fonction(vitesse de rotation de la galaxie)	$71 \pm 4 \pm 7$
SBF	Fluctuation de brillance de surface de galaxie Variance du flux par pixel = fonction(1/distance^2)	$74 \pm 4 \pm 7$
Méthodes physiques		
SN II	mesure de l'expansion de la photosphère donne la taille de la SN II & le flux émis	73 ± 9
Quasar lensing	Δt entre les 2 images d'un même quasar	74 ± 8
Sunyaev-Zeldovich	Diffusion Compton du CMB sur le gaz galactique	54 ± 14

TAB. 3 – *Les principales techniques de mesures de distances "cosmologiques". A titre de comparaison elles sont données avec la valeur de la constante de Hubble qu'elles ont mesurée. Le premier jeux de méthodes est du type "chandelle standard", il nécessite une calibration à partir d'indicateur de distance primaire (ex :Céphéides). Ce calibrateur primaire induit la seconde erreur indiquée pour H_0. Le second jeux de méthode repose sur des propriétés physiques, méthodes qui peuvent à priori se passer de calibrateur primaire. Cependant le contrôle de leurs systématiques est assez délicat. Voir [4] pour une revue détaillée.*

2.2.2 Estimateurs de distances/cosmologie

Il existe un ensemble de techniques pour mesurer des distances pour des objets dans le "Hubble flow" c'est à dire au-delà de la zone perturbée par l'inhomogénéité locale des champs gravitationnels ($> 30 - 60$ Mpc). Nous n'en donnons Table 3 qu'une liste sommaire.

3 Distances et modèles cosmologiques

Dans cette section nous allons relier la mesure de distance et les modèles cosmologiques.

3.1 Distance spatiale, Métrique de Robertson et Walker

Nous allons introduire dans un premier temps la métrique de Robertson et Walker, pour laquelle les distances ont les propriétés requises afin de décrire un univers isotrope et homogène.

3.1.1 Coordonnées comobiles, distance radiale

Deux types de repère sont couramment utilisés, l'observateur étant situé à l'origine :
- le repère du "laboratoire", dans lequel les coordonnées radiales, $R(t)$, des galaxies évoluent avec l'expansion de l'univers,
- le repère comobile, dans lequel une galaxie [1] a une coordonnée, $\chi = \frac{R(t)}{a(t)}$, indépendante du temps.

[1] On néglige ici le mouvement propre des galaxies

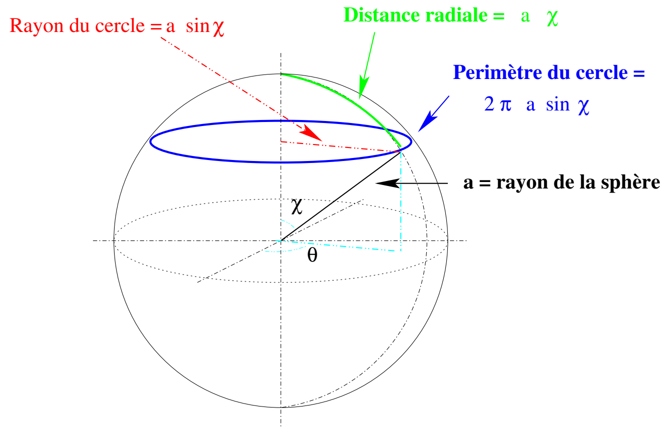

FIG. 4 – *Exemple de distance perpendiculaire à la distance radiale sur la surface d'une sphère : le périmètre du cercle, perpendiculaire à la distance radiale $a\chi$, a pour valeur $2\pi a \sin\chi$ dans le cas de la sphère , à comparer à $2\pi a\chi$ dans le cas d'une surface plane. Une généralisation à un volume 3D correspond à une hyper-sphère dans un espace à 4D, c'est en fait une métrique du type $k = 1$.*

Il est a noter que dans les deux cas les coordonnées angulaires des galaxies sont indépendantes du temps. Le temps comobile, qui correspond au temps mesuré par l'objet comobile, peut être synchronisé par un événement commun, par exemple le big bang.

Les distances sont mesurées par le temps de transport des photons, ces derniers suivant des géodésiques, $d\tau^2 = dt^2 - dS^2 = 0$, avec θ et ϕ constant. La distance radiale en coordonnées comobiles est donc : $dS_R^2 = a(t)^2 d\chi^2$.

3.1.2 Distance ⊥ à la distance radiale, géométrie non-Euclidienne

Afin de visualiser ce que peut être une géométrie non-Euclidienne, on peut se référer à la Figure 4 prenant pour exemple la distance perpendiculaire à la distance radiale sur une sphère.

On peut démontrer que pour un univers isotrope et homogène, la distance perpendiculaire à la distance radiale, rentre forcement dans un des trois types de courbure suivant :

$$dS_\perp^2 = a^2 f\left(\chi\right)^2 \left(d\theta^2 + \sin\theta^2 d\phi^2\right)$$

avec $f(\chi) =$

- univers fermé (k=1) : $\sin\chi$
- univers plat (k=0) : χ
- univers ouvert (k=-1) : $\sinh\chi$

Bien entendu l'univers proche est Euclidien ($f(\chi) \sim a\chi$ pour χ petit) dans les trois cas. Une autre forme de coordonnée comobile couramment utilisée correspond à $r = f(\chi)$. Alors que χ est directement relié à la distance radiale, r est plutôt relié aux distances non radiales. Dans cette dernière représentation $dS_R^2 = a(t)^2 \frac{dr^2}{1-kr^2}$ où k est la courbure, et prend, comme indiqué ci-dessus, les valeurs $-1, 0, +1$ suivant le type de géométrie.

3.1.3 Métrique de Robertson et Walker

Pour un univers isotrope et homogène, on a donc la métrique suivante, dite de Robertson et Walker :

$$d\tau^2 = dt^2 - a(t)^2 \left[d\chi^2 + f(\chi)^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right)\right] = dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right)\right]$$

avec $r = f(\chi)$.
Des photons émis de façon isotrope à l'origine se retrouvent à un certain temps t sur une sphère de rayon $a(t)\chi$ et de surface $4\pi a(t)^2 f(\chi)^2 = 4\pi a(t)^2 r^2$.

3.2 Propagation des photons et red-shift

Considérons deux photons émis dans un intervalle δt_1 :
- Un photon émis à χ_1, t_1 arrive à $\chi_0 = 0, t_0$
- Un photon émis à $\chi_1, t_1 + \delta t_1$ arrive à $\chi_0 = 0, t_0 + \delta t_0$

Ayant pour un photon $dt^2 = a(t)^2 d\chi^2$, on obtient, en considérant que $a(t)$ reste constant pour les δt considérés :

$$\begin{aligned}
\chi_1 &= \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_1+\delta t_1}^{t_0+\delta t_0} \frac{dt}{a(t)} \\
&= \frac{1}{a(t_1)} \int_{t_1+\delta t_1}^{t_1} dt + \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} + \frac{1}{a(t_0)} \int_{t_0}^{t_0+\delta t_0} dt
\end{aligned}$$

Ce qui aboutit, en introduisant les fréquences des photons à l'émission, $\nu_1 = 1/\lambda_1$, et à la réception, $\nu_0 = 1/\lambda_0$, à :

$$\frac{a(t_0)}{a(t_1)} = \frac{\delta t_0}{\delta t_1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \equiv 1 + z \tag{1}$$

z étant par définition le red-shift de la galaxie située à χ_1. Il est intéressant, à travers cette relation, de remarquer que plus qu'une mesure de vitesse d'éloignement, le red-shift, étant égal au rapport du facteur d'expansion entre l'émission et la réception du photon, est une mesure relative de la dilatation de l'espace entre ces deux instants.

3.3 Equation de Friedmann

A partir de la métrique de Robertson et Walker et en utilisant la relativité générale pour relier la métrique de l'univers et son contenu en densité d'énergie $\rho(t)$, on aboutit à l'équation de Friedmann :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv \left(\frac{\dot{z}}{1+z}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G\rho(t) - \frac{k}{a^2} \tag{2}$$

Si on remarque que pour aujourd'hui, à t_0, on a :

$$H_0^2 \equiv \frac{8}{3}\pi G\rho(t_0) - \frac{k}{a_0^2}$$

et en introduisant la densité critique, $\rho_{c,0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$, ainsi que les densités des différentes formes d'énergie i ramenées à la densité critique, $\Omega_i = \frac{\rho_i(t_0)}{\rho_{c,0}}$ avec $\sum_i \Omega_i = \Omega_{\mathrm{T}} = \frac{\rho(t_0)}{\rho_{c,0}}$, on obtient :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left(\sum_i \Omega_i \frac{\rho_i(t)}{\rho_i(t_0)} + (1-\Omega_{\mathrm{T}})(\frac{a}{a_0})^2 \right)$$

Dans cette approche, la constante cosmologique, Λ, est identifiée à une forme particulière d'énergie, l'énergie du vide, ρ_Λ avec $\Lambda = 8\pi G \rho_\Lambda$.

L'intérêt de considérer plusieurs formes d'énergie i, réside dans l'utilisation de la loi de conservation locale de l'énergie qui détermine $\frac{\rho_i(t)}{\rho_i(t_0)}$, connaissant l'équation d'état, $p_i(t) = w_i(t)\rho_i(t)$, pour chaque forme d'énergie. La conservation locale de l'énergie de type i, négligeant l'interaction entre les différentes formes d'énergie, donne :

$$\dot{\rho}_i = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho_i(t) + p_i(t))$$

ce qui, en introduisant l'équation d'état, aboutit à

$$\dot{\rho}_i = -3H(1 + w_i(t))\rho_i(t)$$

Comme on peut déduire des Equations 1 et 2 que $dz = -(1+z)Hdt$, on arrive à l'expression :

$$\frac{\rho_i(z)}{\rho_i(0)} = \exp 3 \int_0^z \frac{1 + w_i(z')}{1+z'} dz'$$

Pour les formes d'énergie connues, w_i est indépendant de z. Mais des développements théoriques récent ont souligné l'intérêt de la quintessence, une forme d'énergie avec une équation d'état fonction de z, $w_X(z)$, pour à la fois expliquer l'expansion accélérée de l'univers et le fait que Ω_{M} , aujourd'hui, est du même ordre de grandeur que Ω_Λ.

3.3.1 w_i indépendant de z

Pour les formes usuelles d'énergie, w_i est indépendant de z :
- Matière : $w_M = 0$
- Rayonnement : $w_R = 1/3$
- Vide / Constante Cosmologique : $w_\Lambda = -1$

On obtient alors

$$\frac{\rho_i(z)}{\rho_i(0)} = \exp 3 \int_0^z \frac{1 + w_i}{1+z'} dz' = (1+z)^{3(1+w_i)}$$

ce qui permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 &= H_0^2 \left(\Omega_{\mathrm{R}}(1+z)^4 + \Omega_{\mathrm{M}}(1+z)^3 + (1-\Omega_{\mathrm{T}})(1+z)^2 + \Omega_\Lambda\right) \\ &= H_0^2 E(z)^2 \end{aligned}$$

3.3.2 Energie noire, $w_i < -\frac{1}{3}$

Le paramètre de décélération s'écrit

$$\begin{aligned} q &\equiv -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \\ &= \frac{\sum_i \frac{1+3w_i}{2}(1+z)^{3(1+w_i)}\Omega_i}{E(z)^2} \end{aligned}$$

On peut déduire de cette expression qu'il suffit qu'un $w_i < -\frac{1}{3}$ existe pour qu'à partir d'un moment donné de l'histoire de l'univers, q devienne négatif : l'expansion de l'univers entre alors dans une phase d'accélération. La valeur de q aujourd'hui pour un univers plat est $q_0 = \frac{1}{2} + \frac{3}{2} w_X \Omega_X$.

Les résultats de 1998 basés sur les SN Ia [3] suggèrent que l'univers est déjà rentré dans une phase d'expansion accélérée et que donc une telle forme d'énergie avec $w_X < -\frac{1}{3}$ existe. On appelle par convention, Energie Noire, une telle forme d'énergie.

3.3.3 Quintessence, $w_i(z) = w_X(z)$, dépend de z

L'Energie Noire est décrite dans certains modèles théoriques comme un champ scalaire, la quintessence, "roulant" vers son minimum. Par exemple, un champ scalaire ϕ, avec une énergie potentielle $V(\phi)$, a une équation d'état de la forme :

$$w_X(t) = \frac{\dot{\phi}/2 - V(\phi)}{\dot{\phi}/2 + V(\phi)}$$

qui va à priori dépendre du temps. Pour un champ lentement variable et $\dot{\phi} \ll V(\phi)$, on retrouve $w_X = -1$ et le champ scalaire agit comme une constante cosmologique.
Pour un champ de quintessence, variable en fonction du temps, la cosmologie observationnelle, à travers le développement de w_X en fonction de z : $w_X(z) = w_0 + z w_1 + \mathcal{O}(z^2)$ s'attache à mesurer les paramètres w_0 et w_1. En particulier dans le cas d'un champ de quintessence, on s'attend à observer un w_1 non nul.

Pour une telle forme d'Energie Noire, on a :

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 &= H_0^2 \left(\Omega_\mathrm{R}(1+z)^4 + \Omega_\mathrm{M}(1+z)^3 + (1-\Omega_\mathrm{T})(1+z)^2 + \Omega_X \exp 3 \int_0^z \frac{1+w_X(z')}{1+z'} dz'\right) \\
&\sim H_0^2 \left(\Omega_\mathrm{R}(1+z)^4 + \Omega_\mathrm{M}(1+z)^3 + (1-\Omega_\mathrm{T})(1+z)^2 + \Omega_X (1+z)^{3(1+w_0-w_1)} \exp(3 w_1 z)\right) \\
&= H_0^2 E(z)^2
\end{aligned}$$

Pour une revue sur la constante cosmologique et l'Energie Noire : voir [6].

4 Distances

4.1 Distance de luminosité

La distance de luminosité (d_L) relie le flux $\mathcal{L}$ émis par un objet de coordonnées comobiles χ ($\mathcal{L} = N$ photons d'énergie E_1 pendant un temps Δt_1) au flux observé par unité de surface f ($f = N$ photons d'énergie E_0 pendant un temps Δt_0 sur une sphère de rayon $a_0 \chi$) :

$$
\begin{aligned}
f &= \frac{\mathcal{L}}{4\pi d_L^2} \\
\mathcal{L} &= N\frac{E_1}{\Delta t_1} \\
f &= N\frac{E_0}{\Delta t_0}\frac{1}{4\pi a_0^2 r^2} \\
d_L &= a_0 r\left(\frac{E_1}{\Delta t_1}\frac{\Delta t_0}{E_0}\right)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}
$$

On a par définition $\frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{E_1}{E_0} = 1 + z$, d'où

$$d_L = a_0 r(1+z) = a_0 f(\chi)(1+z)$$

Si on remarque, en suivant les résultats des observations du rayonnement à 3^oK [5], que l'univers est pratiquement plat, on a $f(\chi) \sim \chi$, d'où

$$d_L \sim a_0 \chi(1+z)$$

Pour un photon ($0 = dt^2 - a(t)^2 d\chi^2$), et en remarquant (Equation 1) que l'on a

$$z = \frac{a_0}{a} - 1 \rightarrow \frac{dz}{da} = -\frac{a_0}{a^2}$$

on peut calculer χ :

$$
\begin{aligned}
\chi &= \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a} \\
&= \int_{a_1}^{a_0} \frac{da}{a\dot{a}} \\
&= \frac{1}{H_0}\int_{a_1}^{a_0} \frac{da}{a^2 E(z)} \\
&= \frac{1}{H_0 a_0}\int_0^z \frac{dz'}{E(z')}
\end{aligned}
$$

Ainsi la distance de luminosité peut s'écrire comme :

$$d_L = \frac{(1+z)}{H_0}\int_0^z \frac{dz'}{E(z')} = \frac{(1+z)}{H_0} F(z, \Omega_{\mathrm{M}}, \Omega_{\mathrm{X}}, \Omega_{\mathrm{T}})$$

Cette relation, pour certains contenus en énergie de l'univers ou pour des petites valeurs de z, peut s'écrire de façon analytique. Cependant dans le cas qui nous intéresse vraiment ici, à savoir l'étude de l'Energie Noire, une intégration numérique est nécessaire.

4.2 Magnitude(s)

La magnitude apparente est reliée au flux observé, f, par

$$m = -2.5 \log_{10} f + Cte$$

La magnitude absolue est reliée au flux absolu, L, par

$$M = -2.5 \log_{10} L + Cte'$$

où Cte' est tel que $m = M$ pour un objet à 10 pc. On a donc

$$m - M = 5 \log_{10} d_L(z, H_0, \Omega_{\mathrm{M}}, \Omega_\Lambda) + 25$$

avec d_L en Mpc. En pratique la cosmologie observationnelle s'attache, connaissant M (chandelle standard), à mesurer m et z afin de contraindre $H_0, \Omega_{\mathrm{M}}, \Omega_\Lambda, ...$ On peut remarquer que pour contraindre $\Omega_{\mathrm{M}}, \Omega_\Lambda$ à partir de mesures de distances utilisant des chandelles standards, il n'est pas nécessaire de connaître séparément M et H_0 : ils se factorisent et le terme correspondant peut être fixé à l'aide des objets proches.

4.3 Distance angulaire

Soient deux photons émis à χ, t_1 avec un angle $\delta\Theta$. La distance propre entre ces deux photons, distance perpendiculaire à la direction radiale de propagation, est donc

$$\Delta S_\perp = a_1 r \delta\Theta$$

Ils sont détectés à 0, t_0 avec le même angle $\delta\Theta$, les photons suivant des géodésiques à (θ, ϕ) constants. Ainsi la distance angulaire d_A est telle que :

$$d_A \equiv \frac{\Delta S_\perp}{\delta\Theta} = a_1 r = \frac{d_L}{(1+z)^2}$$

Si on connaît $\Delta S_\perp$ et si on mesure $\delta\Theta$ et z, on peut contraindre $H_0, \Omega_{\mathrm{M}}, \Omega_\Lambda, ...$

On peut remarquer, entre autre, une différence importante entre d_L et d_A : dans le 1er cas ce qui compte est la valeur du paramètre d'expansion a au moment de la réception des photons, sur une sphère de rayon $a_0\chi$, alors que pour d_A c'est la valeur de a au moment de l'émission, a_1, qui fixe la distance angulaire entre deux objets. Pour cette raison et de part l'absence de "rougissement de l'information" comme dans le cas de d_L, d_A décroit d'un facteur $(1+z)^2$ moins vite en fonction de z que d_L.

4.4 Diagrame de Hubble

On arrive ainsi à la fin de notre premier objectif, à savoir

- d'une part relier $a(t)$ aux modèles cosmologiques et au contenu de l'univers
- et d'autre part relier des observables telle que z et m aux paramètres cosmologiques a et t.

Un diagramme m versus z, dit diagramme de Hubble, permet de représenter ces résultats (voir Figure 5).

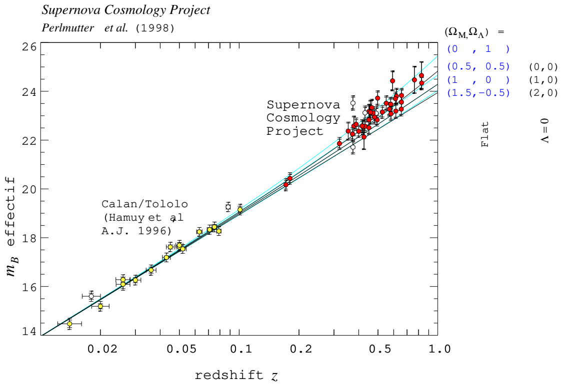

FIG. 5 – *Diagramme de Hubble avec les 42 SN Ia à grand z du SCP [3], comparé à divers modèles cosmologiques. On voit clairement que pour un univers plat ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$), $\Omega_\Lambda \neq 0$ est préféré.*

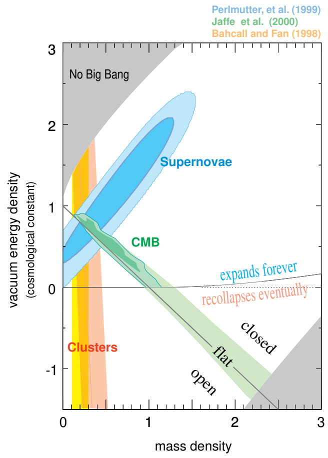

FIG. 6 – *Le type de contraintes sur Ω_M et Ω_Λ obtenues par les différentes approches de la cosmologie observationnelle. Pour des contraintes réactualisés (Février 2003), utilisant les résultats de MAP, voir [5]. On peut remarquer sur cette figure la complémentarité entre les mesures de distances basées sur les SN Ia et la mesure du CMB.*

5 Cosmologie & Supernovae de type Ia

5.1 Les SuperNovae

Il y a deux processus physiques à l'origine des Supernovae :

1. SN Ib,SN Ic,SN II ; l'effondrement du coeur d'une géante rouge (SN II) ou d'une super-géante sans hydrogène (SN Ib,SN Ic) en étoile à neutron :
   - 2-3 10^{53} ergs sont produits ($\sim$ énergie de liaison de l'étoile à neutron), mais la majorité (99%) de l'énergie extraite est emportée par les ν. [2]
   - c'est le devenir de toute étoile de plus de 8 $M_\odot$
2. SN Ia ; l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche de ~ 1.4 $M_\odot$:
   - 0.6-0.7 $M_\odot$ de ^{56}Ni est produit
   - 10^{51} ergs sont emportés sous forme d'énergie cinétique (2/3 de l'énergie nucléaire libérée)

5.1.1 Supernovae de type Ia

La genèse des SN Ia, telle que décrite par le modèle le plus à même de décrire les observations, passe par plusieurs étapes.
Le progéniteur d'une SN Ia est une naine blanche, étoile en fin de vie, composée de C+O. Cette étoile au sein d'un système binaire, après un long refroidissement ($> 10^9$ ans), se réchauffe par accrétion de matière du compagnon. L'équilibre du coeur dégénéré de la

[2]On peut remarquer ici que les supernovae générées par un effondrement gravitationnel, sont de bons candidats pour être des chandelles standards en ce qui concerne leur flux en ν.

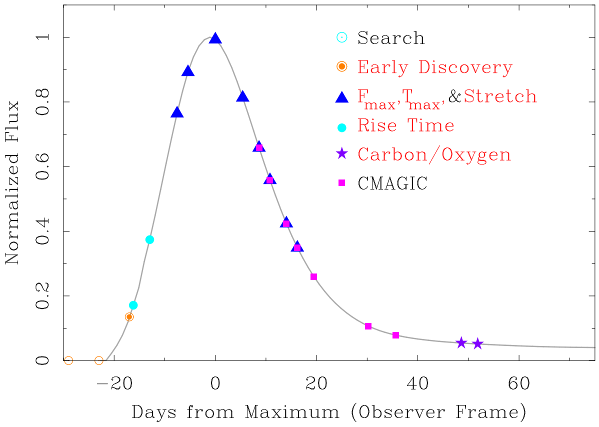

FIG. 7 – Courbe de lumière des SN Ia.

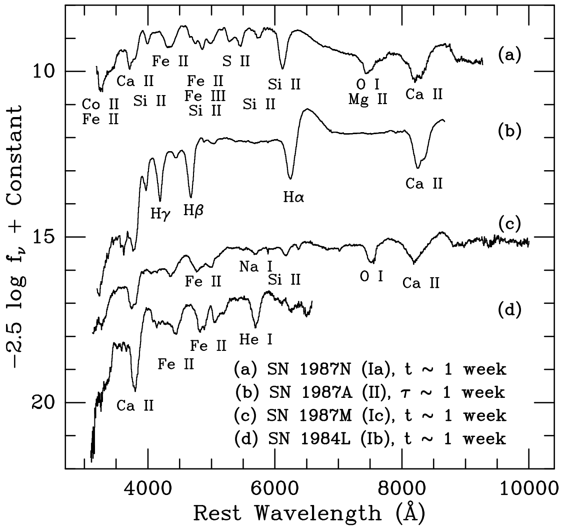

FIG. 8 – Spectres de SNI et SNII.

naine blanche est dû à la compensation de la force attractive de gravitation par la pression générée par le gaz de Fermi d'électrons. Quand la masse du coeur se rapproche de la masse de Chandrasekhar ($\sim 1.4 M_\odot$), masse pour laquelle le gaz de Fermi ne peut plus s'opposer à l'effondrement gravitationnel, la densité augmente au point de permettre l'allumage de réactions thermonucléaires. Les premières réactions vont augmenter la température sans augmentation de pression, la pression étant dominée par le gaz de Fermi des électrons. Les conditions sont alors réunies pour avoir un emballement des réactions thermonucléaires du C et O, qui en $\sim$ 1s vont aboutir à la production de près de 0.7 $M_\odot$ de ^{56}Ni.

Il est à noter que ce n'est pas tant la nécessité d'un système binaire (50% des systèmes stellaires) mais la vitesse d'accrétion de matière qui semble être la clef de la transformation de la naine blanche en SN Ia. En particulier lors du processus d'accrétion, les bursts de combustion nucléaire du matériel accrété à la surface de la SN Ia pouvant éjecter plus de matière que de masse accrétée.

Par ailleurs les modèles théoriques actuels ne décrivent pas de façon auto-consistante l'efficacité de combustion thermonucléaire observée.

Ces deux remarques étant faites, ce "modèle standard" des SN Ia a l'avantage de donner un début d'explication à la grande uniformité observée des SN Ia : des conditions initiales d'explosion identiques donnent des luminosités absolues semblables.

5.1.2 Courbe de lumière des SN Ia

Au moment de l'explosion de la SN Ia, les couches externes de l'étoile sont suffisamment opaques à la lumière pour ne laisser "rien" voir du rayonnement émis par les couches internes. Alors que les poussières de la SN Ia sont en expansion rapide (> 10 000 km/s), l'opacité des couches externes diminuent et laissent passer de plus en plus de photons. A ce stade il faut noter que la source d'énergie aboutissant à l'émission de rayonnement est la chaîne de désintégration du ^{56}Ni :
$^{56}Ni \rightarrow ^{56}Co$, τ =8.8 jours
$^{56}Co \rightarrow ^{56}Fe$, τ =110 jours
On observe ainsi trois phases dans la courbe de lumière des SN Ia (voir Figure 7) :

– Une phase dominée par l'augmentation de la transparence qui engendre une augmentation de la luminosité
– Le ^{56}Ni s'épuisant, on observe $\sim$ 20 jours après l'explosion, un maximum suivi d'une diminution de la luminosité.
– $\sim$ 70 jours après l'explosion ce sont les désintégrations du ^{56}Co qui constituent la principale source d'énergie. On observe alors un changement de pente dans la diminution de la luminosité.

5.1.3 Spectres des SNI et SNII

La classification des SN en différentes catégories, correspond à leurs caractéristiques spectrales. Ainsi dans les premiers jours suivant l'explosion, associés à une phase photosphérique ($\sim$ raies en absorption), on observe :
– SN Ia, SN Ib : pas d'hydrogène
– SN Ia : raies de SiII / Ca / S
– SN II : raies d'hydrogène

Dans la phase nébulaire ($\sim$ raies en émission), plus tardive, on observe :
– SN Ia : raies de fer ($^{56}Ni \rightarrow^{56} Co \rightarrow^{56} Fe$)
– SN II, SN Ib : H, O, Na, Ca

Ces différentes propriétés spectrales, qui reflètent les processus à l'orgine des différents types de SN, permettent une identification sans ambiguïté des SNIa (voir Figure 8).

5.1.4 SN Ia & Stretch

Environ 80 à 90% des SN Ia consituent une classe homogène quant au flux émis. La fraction restante correspond à des SN Ia "rouges", sous lumineuses, exclues des analyses. L'origine de la différence entre ces deux sous-ensembles n'est pas identifiée à ce jour, mais pourrait faire appel à des processus de formation assez différents dans certain cas. Les SN Ia typiques présentent une dispersion en flux de $\sim$ 50% ($\sim$ 25% sur la distance) au maximum de luminosité. Cette dispersion peut être réduite en utilisant la forme de la courbe de lumière : les supernovae les plus brillantes étant celle atteignant leur maximum de luminosité le plus tard. Une correction empirique largeur/hauteur, dite correction de stretch (voir Figure 9), basée sur un échantillon d'une vingtaine de SN Ia proches, permet d'atteindre une dispersion en flux de $\sim$ 15 % ($\sim$ 7% sur la distance). Une telle relation peut se comprendre comme l'effet d'une variation de la quantité de ^{56}Ni produit (plus de ^{56}Ni induisant un maximum de luminosité plus élevé) combiné avec un effet d'opacité qui aboutit à décaler le maximum de luminosité dans le temps.

5.2 SN Ia : méthodes & programmes

En pratique la mesure des distances à l'aide des SN Ia, nécessite la mesure complète de la courbe de lumière pour non seulement mesurer sa magnitude au maximum, mais aussi estimer sa correction de stretch, afin d'estimer un flux effectif à la dispersion réduite. La mesure des paramètres cosmologiques à l'aide des SNIa peut se résumer en trois étapes (voir Figure 10) :
– La mesure du flux associé à la SN Ia en fonction du temps est réalisée par une mesure différentielle du flux entre les images contenant la SN Ia et une image de référence sans la SN Ia. Ces mesures sont effectuées pour au moins deux filtres, en

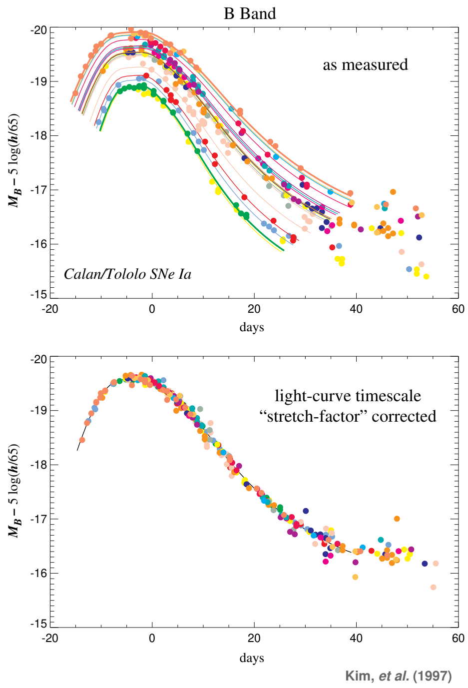

FIG. 9 – *Courbes de lumière des SN Ia à petit red-shift, du lot dit de "Calan/Tololo", avant et après correction de stretch.*

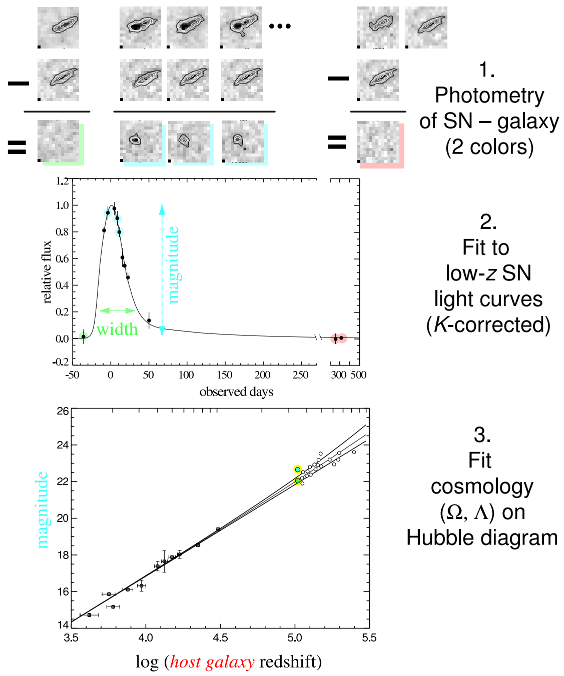

FIG. 10 – *Les différentes étapes des analyses de cosmologie observationnelle basées sur les SN Ia (voir texte).*

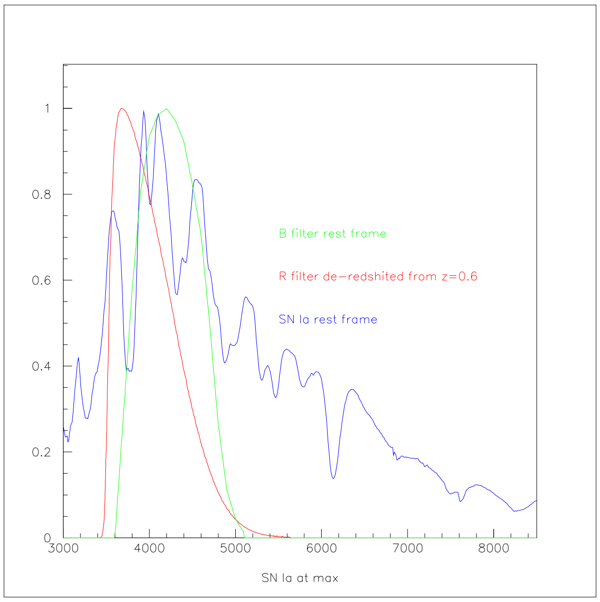

FIG. 11 – *Correction dite de K-facteur. Elle corrige la magnitude mesurée pour se ramener à ce qu'un filtre donné (B dans cet exemple) aurait mesuré dans le repère de la SN Ia. Afin d'estimer cette correction il est nécessaire de tenir compte du filtre utilisé (ici R), du red-shift (ici 0.6) et du spectre de la SN Ia. Pour le spectre, un template issu d'un lot de SN Ia à petit red-shift est utilisé en pratique.*

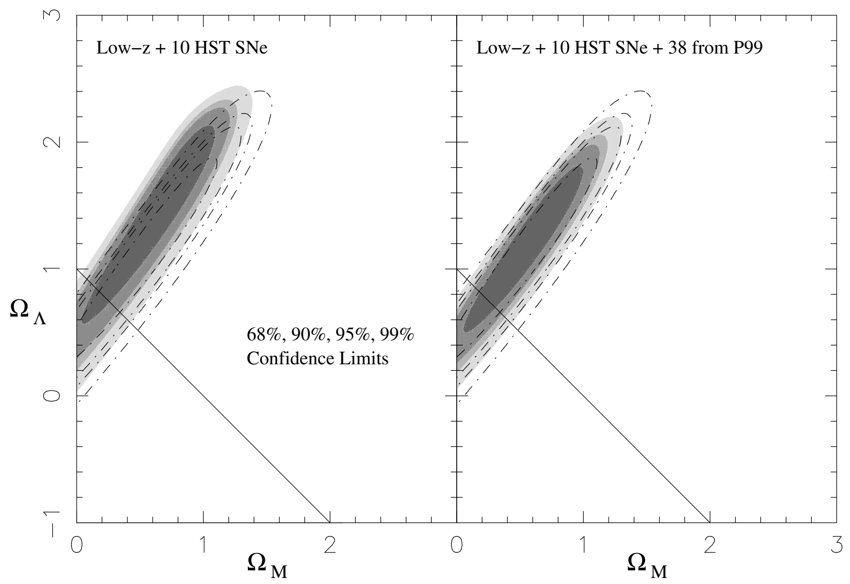

FIG. 12 – Résultats passés [3] (pointillés) et préliminaires (surfaces pleines) avec 10 nouvelles SN Ia à grand z, bien mesurées à l'aide du HST (collaboration SCP). Les contraintes sur Ω_{M} et Ω_Λ obtenues sont comparables en valeur et précision pour les deux échantillons.

général correspondant, dans le repère de la SN Ia, à un filtre B, (436±94) nm, et V, (545±88) nm, afin de rejeter les SN Ia n'appartenant pas à la classe "homogène" et de corriger, dans une certaine mesure, des effets d'absorption de la galaxie hôte.

- A partir de la courbe de lumière ainsi obtenue, une magnitude effective est estimée : elle tient non seulement compte de la correction de stretch mais aussi de la bande spectrale sélectionnée. Ce dernier point reflète que le flux des différentes SN Ia doit être comparé pour un même filtre dans le repère de la SN. Ainsi pour mesurer le flux correspondant à un filtre B pour une SN à z = 0.5, un filtre R, (638±138) nm, est utilisé ($\lambda_B(1 + 0.5) \sim \lambda_R$). Le red-shift de chaque SN étant diffèrent, il est impossible d'avoir le jeu de filtres nécessaire pour réaliser exactement de telles mesures. Une correction dite de K-facteur corrige la différence entre le filtre utilisé et le filtre "idéal" pour un red-shift donné (voir Figure 11).
- Enfin, en ayant mesuré le red-shift à partir du spectre de la galaxie hôte de chaque SN Ia, on peut réaliser le diagramme de Hubble pour le lot de SN Ia considéré et le comparer aux modèles théoriques.

C'est en utilisant cette approche que l'analyse de SCP [3] basée sur 42 SN Ia à grand red-shift et 18 SN Ia à petit red-shift ($z < 0.1$) a donné, pour Ω_{T}=1 :

$$\Omega_{\mathrm{M}} = 0.28 \pm 0.065(\text{petit } z) \pm 0.05(\text{grand } z) \pm 0.055(\text{Syst})$$

Depuis 1998 de nouvelles campagnes de prise de données ont eu lieux, en particulier la collaboration SCP dispose d'un échantillon ($\sim$ 30 SN Ia) bien mesuré de SN Ia à grand z, dont une fraction importante a été mesurée à l'aide du HST. Des résultats encore partiels obtenus avec ce nouvel échantillon confirment les résultats précédents (voir Figure 12).

Dans le reste de ce cours nous allons nous attacher à présenter les développements escomptés en cosmologie observationnelle à l'aide des SN Ia. On peut résumer les améliorations attendues par la liste suivante :

- augmentation de la statistique à grand et petit z
- amélioration de la qualité des données (meilleure photométrie, meilleur sampling des courbes de lumière)
- amélioration des analyses par des travaux plus approfondis sur :

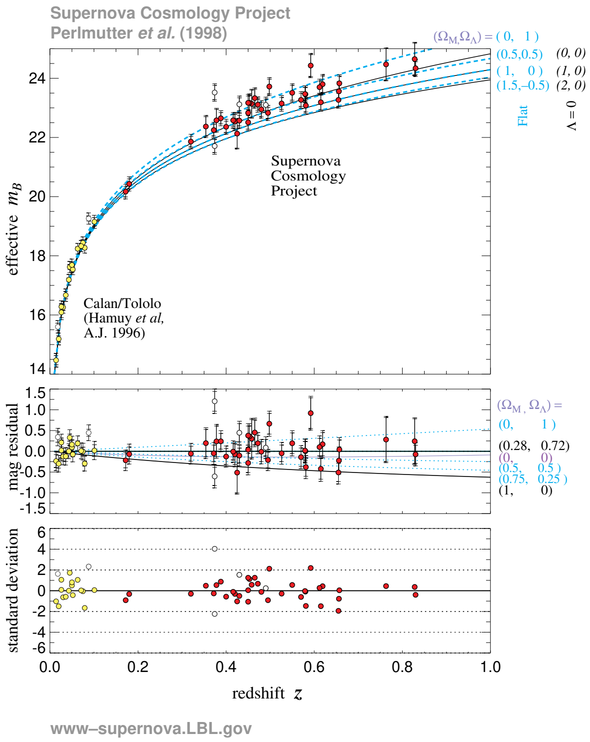

FIG. 13 – Chandelle Standard : pour les résultats actuels il n'y a aucune indication de biais dans la mesure de Ω_M et Ω_Λ à l'aide des SN Ia. Les SN Ia à $z > 0.2$ indiquées par des cercles vides sont rejetées lors du fit cosmologique : elles ont été considérées comme des SN Ia atypiques de part la mesure de leurs couleurs (rougissement).

- les biais de sélections,
- les K-corrections,
- les galaxies hôtes et leur absorption.

Les problèmes potentiels, liés à l'utilisation des SN Ia comme étalon de distance, vont également être approfondis dans les années à venir :
- poussière grise (voir Figure 20),
- évolution des SN Ia (voir Figure 20),
- lensing (voir Figure 19).

Pour la précision atteinte aujourd'hui, il n'y a aucune indication de biais dans l'utilisation des SN Ia comme chandelle standard (voir Figure 13). De plus sans utiliser la corrections de stretch, les conclusions sur l'accélération de l'expansion , même si moins précises, restent inchangées. Cependant en ayant maintenant pour objectif l'étude de l'Energie Noire, les précisions à atteindre vont non seulement nécessiter une augmentation importante de la statistique et un travail de fond sur les méthodes d'observation mais aussi une étude poussée des systématiques. L'ensemble des problèmes à traiter sont présentés dans les sections qui suivent à travers trois programmes ayant une participation Française (IN2P3,INSU,CEA) au sein des FrOGS (French Observing Group of Supernovae : `http://supernova.in2p3.fr/`), à savoir : SNFactory [7], CFHTLS/SNLS [8] et SNAP[9].

5.2.1 nearby SuperNova Factory (SNFactory)

L'objectif central de SNFactory est de renforcer les SN Ia comme chandelles standards. C'est une collaboration Franco-Americaine : CRAL Lyon, IPN Lyon, LBNL Berkeley et LPNHE Paris. SNFactory a pour objectif la collecte de 300-400 SN Ia proches (∼20 fois la statistique actuelle) situées à $0.03 < z < 0.08$ et de réaliser une étude détaillée de

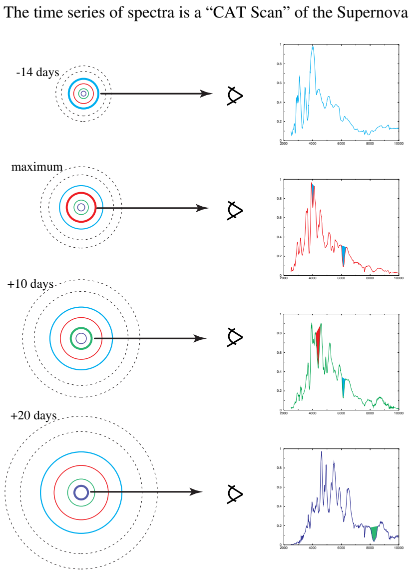

FIG. 14 – *Alors que les cendres de la SN Ia sont en expansions ($\sim$ 10 000 km s^{-1}), la lumière collectée est sensible à la composition et température (raies spectrales) ainsi qu'à la vitesse (forme des raies spectrales) des couches, de plus en plus profondes en fonction du temps, de la SN Ia. En observant en fonction du temps une série temporelle de spectres on peut reconstruire une image complète de la SN Ia au moment de l'explosion.*

l'évolution temporelle et spectrale de chaque SN Ia : $\sim$ 10 mesures spectro-photométriques par SN Ia sur 60-100 jours. Le programme doit démarrer à l'automne 2003 et durer 3-4 ans.

Pour remplir ses objectifs SNFactory aura accès à :

- deux télescopes de 1.2 m pour la recherche des SN Ia (Haleakala et Palomar).
- 20% du 2.2 m UH à Hawaii pour le suivi spectro-photométrique.
- Un spectrographe ($0.32 \rightarrow 1\mu$m) intégral de champs (SuperNovae Integral Field Spectrometer, SNIFS) pour le suivi spectro-photométrique. SNIFS sera monté en permanence sur le UH 2.2 m.

On peut remarquer que la résolution spectrale de SNIFS ($\sim$ 200 km s^{-1}) est assez élevée par rapport aux besoins pour l'étude des SN Ia (vitesse d'expansion des SNIa $\sim$ 10000 km s^{-1}), ceci dit cette résolution permettra des études des galaxies hôtes, en particulier en ce qui concerne leur métallicité.

Le caractère “chandelle standard” des SN Ia, ainsi que la dispersion observée par rapport à une chandelle standard parfaite, est le résultat des processus physiques ayant lieu au sein des supernovae. Des études spectro-photométriques, à l'aide du spectrographe intégral de champs SNIFS, permettront d'étudier en détail les effets de ces processus physiques. En particulier (voir Figure 14) en mesurant la composition chimique, la température et la vitesse des diverses couches de la SN Ia, SNIFS donnera une image très détaillée et donc physiquement très contraignante, de chaque supernovae étudiées. La possibilité de réaliser de telles études est au coeur de l'intérêt des SN Ia pour une cosmologie observationnelle de précision : leur caractère de “chandelle standard' peut être étudié en détail, les propriétés physiques et les variations de flux associés sont accessibles à l'observation.

Dans un premier temps SNFactory s'attachera à :

- étudier la corrélation entre la luminosité et les propriétés spectrale de chaque SN Ia (voir Figure 15) et de leur galaxie hôte (type, métallicité, ...).
- affiner les méthodes de “standardisation” : une dispersion de luminosité réduite aboutit à un meilleure précision statistique par SN Ia lors de la réalisation du diagramme du Hubble,
- définir précisément les systématiques associées à chaque SN Ia ou sous-classes de

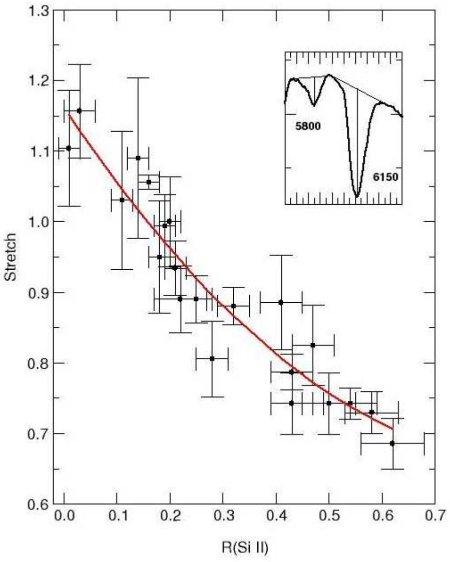

FIG. 15 – *Les études actuelles (Sources : P.Nugent) ont déjà permis de mettre en évidence des corrélations entre les propriétés spectrales des SN Ia (ici R(SiII), le rapport de deux raies et leurs propriétés photométriques (ici le stretch). Une première étude à l'aide de PHOENIX (programme de transfert radiatif / synthèse spectrale, Sources E.Baron et S.Bongard) a indiqué que le TiII, dont la présence est une fonction pertinente de la température, pouvait expliquer ces observations.*

SN Ia

Une approche minimale/pragmatique devrait au moins permettre de définir un ensemble de propriétés pertinentes des SN Ia. Au besoin des diagrammes de Hubble pourront être construit à partir de différentes sous-classes de SN Ia ainsi définies. Mais on peut espérer que SNFactory ira plus loin et en particulier SNFactory devrait permettre de mieux comprendre les processus de formation et d'explosion des SN Ia ainsi que d'identifier les raisons de la dispersion du flux émis par les SN Ia.

au-delà de ces études sur le caractère standard des SN Ia, SNFactory permettra d'améliorer les études à grand z, en fournissant des données utiles sur trois aspects des analyses des SN Ia :

- la prise en compte des effets de filtre en fonction de z : les K-corrections
- la prise en compte de l'absorption de flux due à la galaxie hôte : mesure de la couleur intrinsèque des SN Ia,
- la définition du point zéro du diagramme de Hubble

Pour le premier point, les analyses à grand z pourront utiliser la banque unique de spectres collectés par SNFactory pour définir les K-corrections (voir Figure 11). En pratique il est même probable que l'on puisse à l'avenir simplifier cette correction : la contribution au fit du diagramme de Hubble de chaque SN Ia pouvant consister en une comparaison du flux de la SN Ia à grand z aux données spectro-photométriques de SNFactory convoluées avec le filtre effectif correspondant au z de la SN Ia à grand red-shift considérée.

Pour le second point, si on a des mesures de l'absorption dans notre galaxie, l'absorption dans la galaxie hôte de la SN Ia doit être mesurée. En pratique on mesure à cet effet la magnitude de la SN Ia dans plusieurs filtres. L'absorption étant alors estimée à partir de la différence entre ces mesures, (B-V) "rest-frame" en général. Actuellement l'échantillon de SN Ia proche est petit et la relation entre absorption et (B-V) est mal connue. SNFactory en fournissant une bonne connaissance de la couleur intrinsèque des SN Ia permettra un meilleur contrôle des systématiques dans les mesures à grand z.

Enfin, SNFactory permettra de tirer parti de la statistique à grand z. L'extraction des paramètres cosmologiques à partir du diagramme de Hubble, correspond en pratique à

	$\sigma\Omega_{\mathrm{M}}$	$\sigma\Omega_{\Lambda}$
CFHTLS/SNLS seul	0.12	0.37
CFHTLS/SNLS+SNFactory	0.06	0.10

TAB. 4 – *Précisions escomptées par CFHTLS/SNLS sur Ω_{M} et Ω_{Λ} en utilisant ou non les données de SNFactory pour fixer le point zéro du diagramme de Hubble.*

une comparaison de l'expansion entre les petites et les grandes distances. Pour augmenter les contraintes sur les modèles cosmologiques, il faut donc augmenter simultanément la statistique à grand et petit z. SNFactory fixera LH_0^2, le point zéro du diagramme de Hubble, pour les SN Ia. On a par définition de la distance de luminosité d_L, du flux émis, L, et observé par unité de surface, f, de la SN Ia :

$$d_L^2 = \frac{L}{4\pi f} = \left(c\frac{(1+z)}{H_0}F(z,\Omega_{\mathrm{M}},\Omega_{\mathrm{X}},\Omega_{\mathrm{T}})\right)^2$$

$$f = \frac{LH_0^2}{4\pi\left(c(1+z)F(z,\Omega_{\mathrm{M}},\Omega_{\mathrm{X}},\Omega_{\mathrm{T}})\right)^2}$$

Pour $z \sim 0$ on obtient

$$f = \frac{LH_0^2}{4\pi(cz)^2}$$

En mesurant précisément LH_0^2 pour $z \sim 0.07$, SNFactory permet de gagner des facteurs ~ 2 sur les contraintes des paramètres cosmologiques obtenus par un programme à grand z tel que CFHTLS/SNLS, présenté dans la section suivante (voir Table 4 et Figures 16 et 17).

5.2.2 SNIa au CFHTLS/SNLS

L'objectif principal du programme CHTLS/SNLS est de réaliser une première mesure de l'équation d'état de l'énergie noire ($p = w_0\rho$) et en particulier de fournir une mesure de w_0 à $\sim 10\%$ (voir Figure 16). A cette fin le projet envisage :

- de collecter un échantillon bien mesuré de ~ 700 SNIa avec $0.3 < z < 0.9$ (l'échantillon total allant jusqu'à z=1.2 permettra l'étude du biais de sélection)
- de détecter et de suivre les SN Ia dans 4 degrés carrés observés "en continu" (rolling search),
- de mesurer précisément le stretch de chaque SN Ia : ≥ 8 mesures,
- de prendre des données dès le printemps 2003 et ce jusqu'en 2007 (pour une durée de pose totale de 1300 h $\sim 20\%$ des nuits "dark" au CFH)
- d'identifier spectralement chaque SNIa (télescopes de la classe des 8 m : VLT, KEK, Gemini)

Le coeur de la collaboration est Franco-Canadienne, centrée sur l'utilisation du survey Megacam du CFHT (télescope de 3.6 m). La caméra Megacam qui couvre un champ de 1 degré $\times$ degré avec une résolution de 0.18"/pixel (40 CCDs 2k $\times$ 4.5k) explorera 4 champs de 1 degré $\times$ degré pour la détection et le suivi en 5 couleurs des SNIa. D'autre collaborateurs (Europe, US) sont en train de rejoindre le projet et devraient permettre les accès télescopes nécessaires à l'identification spectrale des Ia.

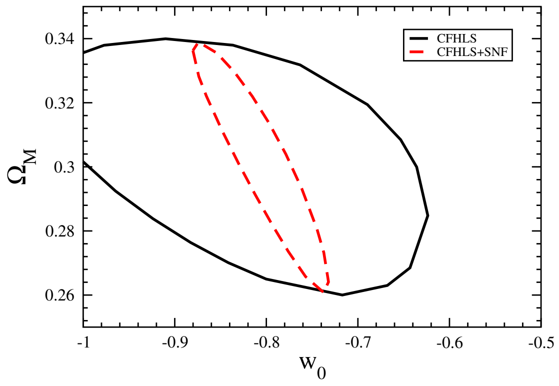

FIG. 16 – *Contour à 1 σ de w_0 et Ω_{M} attendu à l'aide des données CFHTLS/SNLS avec et sans les données de SNFactory, avec un prior sur Ω_{M} de 0.28 ± 0.03.*

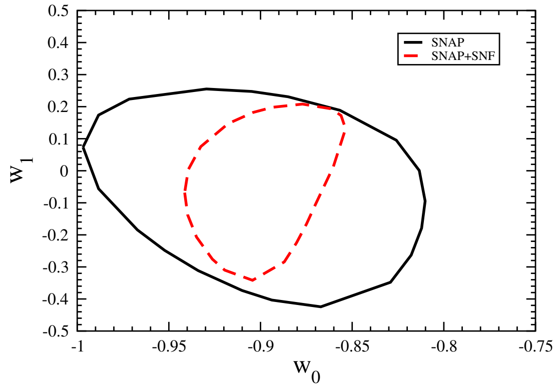

FIG. 17 – *Contour à 1 σ de w_0 et w_1 attendu à l'aide des données SNAP avec et sans les données de SNFactory.*

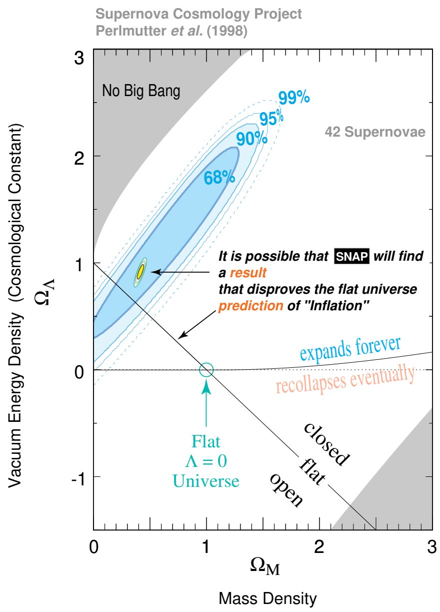

FIG. 18 – *Type de contrainte sur Ω_{M} et Ω_Λ que SNAP pourra obtenir. La présence d'une Energie Noire avec une équation d'état fonction de z peut aboutir au diagramme présenté ici, diagramme qui présuppose que l'Energie Noire est identifiée à la constante cosmologique / énergie du vide ($w_0 = -1$ et $w_1 = 0$).*

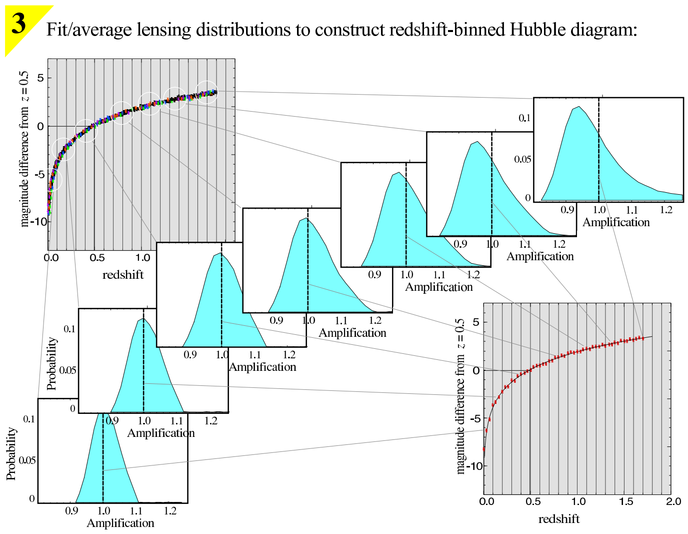

FIG. 19 – *L'importante statistique collectée sur un large domaine de red-shift ainsi que la qualité photométrique des données, permettront à SNAP de réaliser des études contraignantes sur l'évolution en fonction de z des échantillons de SN Ia. Ainsi à grand red-shift on peut s'attendre à une distorsion par effet de lensing de la distribution de la magnitude observée pour les SN Ia, cette effet pourra ainsi être contrôlé et ne devrait pas limiter la précision de la mesure de* w_1.

5.2.3 SuperNova Accelerating Probe satellite (SNAP)

Le satellite SNAP est en cours de définition et un premier programme de R & D prendra fin en 2005. C'est un projet initié par le groupe SCP et qui a une participation Française (`http://snap.in2p3.fr/`). Si le projet est accepté un lancement peut être envisagé dès 2009. SNAP devrait permettre la première étude directe d'une possible variation avec z de l'équation d'état de l'Energie Noire ($p = (w_0 + w_1 z)\rho$, voir Figures 17 et 18).

Le satellite SNAP comprend :
- un miroir de 2m
- un grand champ de 0.7 degré carré couvert par 0.5 10^9 pixels dont 36 CCD 3.5k $\times$ 3.5k sensibles jusqu'à 1 μm et 36 HgCdTe 2kx2k pour l'infra-rouge ($< 1.7\mu$m).
- un spectrographe intégral de champ couvrant le domaine 0.35-1.7μm avec une résolution de $\lambda/\Delta\lambda$=100.

Le programme scientifique est basé sur un lot total de 2000 SN Ia avec $0.1 < z < 1.7$. SNAP permettra un contrôle fin des systématiques. En particulier en ayant un nombre important de SN Ia sur un large domaine de red-shift, il pourra adresser des questions comme :
- l'effet du lensing en comparant les échantillons de SN Ia par bin de z (voir Figure 19)
- les effets d'évolution des SN Ia avec z, ce que SNFactory et CFHT/SNLS feront également. Mais surtout SNAP pourra approfondir l'étude d'une éventuelle poussière grise susceptible de simuler un univers en expansion accélérée (voir Figure 20).

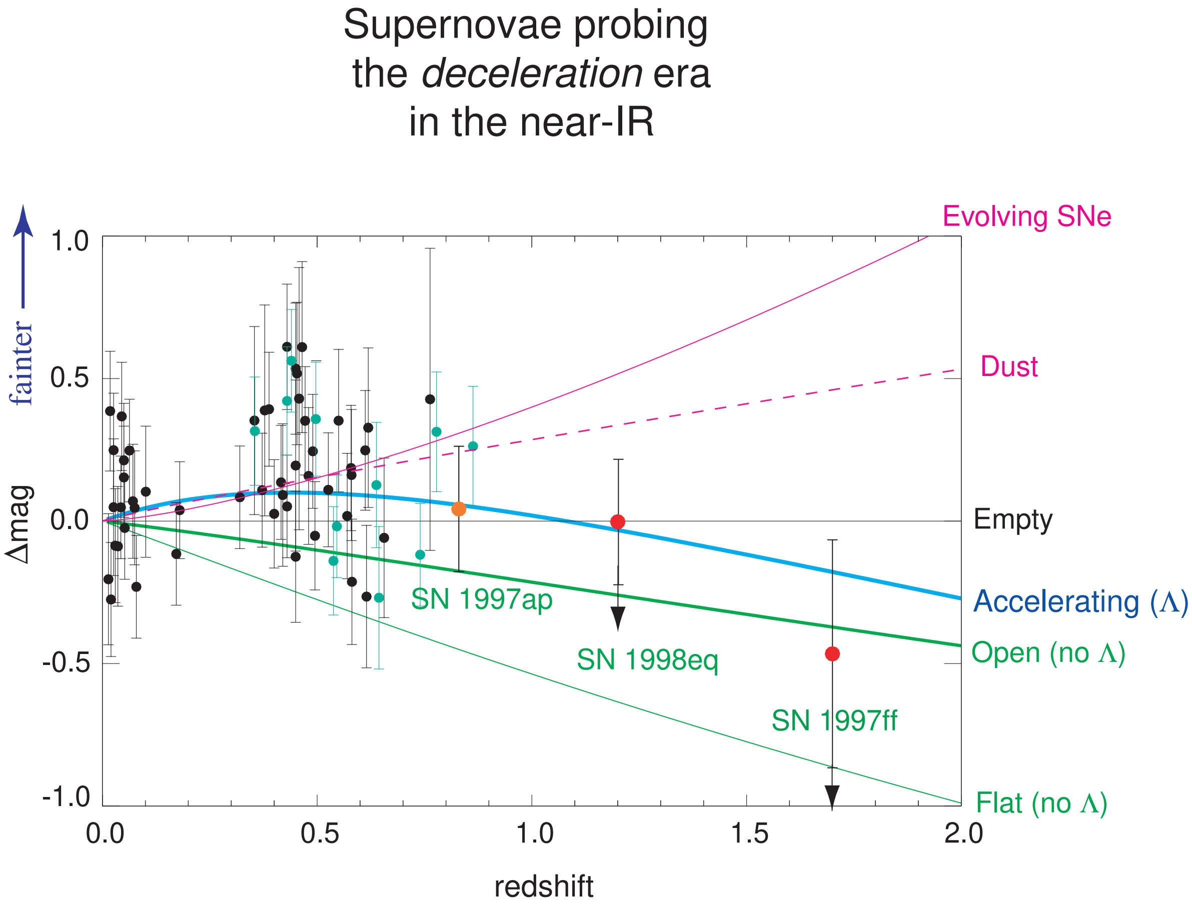

FIG. 20 – *Deux effets, l'évolution avec z de la composition chimique des SN Ia et la présence de poussières grises dans le milieux extra-galactique, ont été avancés comme pouvant expliquer la faible luminosité des SN Ia à grand z, indépendemment d'un effet d'accélération de l'expansion. Dans le cadre des modèles cosmologiques l'accélération de l'univers est un phénomène récent ($z < 0.6$). Ainsi à grand z on s'attend à observer un univers dominé par la matière et donc en décélération. Les supernovae à très grand redshift observées à ce jour sont plutôt accord avec une décélération à grand z, qu'avec une hypothétique diminution constante du flux émis par les SN Ia avec z ou d'une opacité croissante avec z de l'univers.*

6 Conclusion

Les SN Ia en tant qu'étalon de distance ont permis jusqu'à présent de contraindre avec une précision de l'ordre de 50% les paramètres cosmologiques. Elles ont fortement contribué à mettre en évidence l'expansion accélérée de l'univers, ou autrement dit, l'existence d'une Energie Noire correspondant aujourd'hui à près de 70% de la densité d'énergie de l'univers.

L'étude des propriétés physiques des SN Ia ne fait que commencer, leur rôle en tant que chandelle standard va s'en trouver renforcé dans les années à venir. Ainsi la sonde SN Ia va continuer de jouer un rôle majeur en cosmologie observationnelle. Les programmes CFHTLS/SNLS et SNFactory qui devraient prendre leurs premières données en 2003, vont fournir une mesure de l'équation d'état de l'Energie Noire avec une précision de 10%. La physique au pourcent dans ce domaine est attendu avec SNAP avant la fin de la décennie. La mesure/compréhension de l'Energie Noire, énergie à la source de l'accélération de l'univers, est à ce prix.

Références

[1] Lindegren, L. and Perryman, M.A.C., Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 116, 579-595 (1996)
http://astro.estec.esa.nl/GAIA/

[2] M.W. Feast and R.M. Catchpole, MNRAS, 286, L1 - L5, 1997
http://astro.estec.esa.nl/Hipparcos/

[3] S. Perlmutter et al., Nature 391, 51 (1998) ;
P. Garnavich et al., Astrophys. J. Lett. 493, 53 (1998) ;
A. Riess et al., 1998, AJ, 116, 1009-1038 ;
S. Perlmutter et al., 1999, ApJ, 517, 565-586.

[4] K.Hagiwara et al., Phys. Rev. D66, (2002).

[5] First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations :
Determination of Cosmological Parameters
D.N. Spergel et al, The Astrophysical Journal, submitted.
http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/pub_papers/firstyear/parameters/wmap_parameters.pdf

[6] The Cosmological Constant and Dark Energy
P.J.E. Peebles and B. Ratra
astro-ph/0207347

[7] Overview of the nearby SuperNova Factory
G.Aldering et al., Proceedings of the SPIE, 2002, vol. 4836.
http://snovae.in2p3.fr/doc/conf/papers/Aug02SPIE/spie_2002.pdf

[8] The CFHTLS proposal
Megacam Survey Working group, Oct. 19, 2001
http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/Megacam/MSWG/report2.3.pdf
Appendix on SNe (Oct. 29, 2001)
http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/Megacam/MSWG/sne_summ.pdf

[9] Overview of SNAP
G.Aldering et al., Proceedings of the SPIE, 2002, vol. 4836.
http://snap.lbl.gov/review/spie/SPIE_Overview.ps