

Physique corpusculaire

M. Marcel FROISSART, professeur

1. L'Univers en grand

1.1. Introduction

Après les cours des deux années dernières, où nous avons vu les structures au plus à l'échelle galactique (AGN, ondes gravitationnelles produites peut-être par la chute d'étoiles dans le trou noir supermassif central des galaxies), nous allons nous intéresser cette année à la structure globale de l'univers, autant que l'on puisse y accéder.

Sur la base du décalage vers le rouge des galaxies lointaines, et des résultats de l'exploration du rayonnement cosmologique fossile, ainsi que de nombres d'autres résultats d'observations indépendantes, nous nous placerons dans la perspective d'un univers en expansion issu d'une singularité primordiale, dénommée *Big Bang*.

Sa nature fait l'objet actuellement d'une floraison d'hypothèses, compte tenu de ce qu'il s'agit d'une époque à laquelle la densité de l'univers était telle que les phénomènes gravitationnels deviennent forts, au sens où ils ne peuvent plus être traités par perturbation, et que nos instruments d'analyse sont déficients.

Nous n'aborderons donc pas ce point, tout en essayant de nous en rapprocher autant que faire se pourra.

Nous nous limiterons donc à une partie finie de l'univers, celle dont on peut considérer que la vitesse de fuite est restée inférieure à celle de la lumière depuis cette époque.

On se reportera pour plus de détail — et notamment pour les figures — au site Web : <http://cdfinfo.in2p3.fr/~froissart/>

1.2. De quoi allons-nous parler cette année ?

On peut imaginer l'univers comme pavé de petits carreaux à la taille de l'horizon accessible. Leur arrangement est arbitraire, et chacun ne renseigne pas sur la

topologie globale de l'univers, qui est infini, ou fini mais beaucoup plus grand que l'horizon et avec une topologie qui nous est inaccessible.

Nous ne pouvons qu'explorer localement notre petit coin de l'univers, en faisant l'hypothèse drastique que ce que nous voyons est un échantillon statistique significatif du reste de l'univers.

Les limites de notre étude de cette année seront le fond cosmologique de rayonnement micro-onde (FCRM) ou Cosmic Microwave Background (CMB) en anglais, qui constitue un horizon opaque à nos investigations, sauf en ce qui concerne de rares faits qui permettent de remonter à des temps plus reculés. Il est — en distance comobile, notion que nous préciserons — à quelques 10^{18} pc.

À plus courte distance, nous nous limiterons aux échelles du tissu en moyenne uniforme de l'univers, mais qui en raison de la gravitation s'est concentré en parois et filaments où s'agglomèrent les galaxies en amas et super-amas, où l'action de la gravitation devient fortement non-linéaire, laissant entre elles de vastes bulles de vide, dont l'échelle est typiquement 100 Mpc.

1.3. L'univers de Friedmann-Robertson-Walker (FRW)

Supposons que les diverses parties de l'univers sont statistiquement équivalentes à toutes les autres régions, et équivalentes à la nôtre ; aucune direction n'apparaît privilégiée (isotropie) — ce qui signifierait des disparités notables entre régions. Si l'univers est isotrope autour de tous ses points, il est invariant par déplacement, le produit de rotations autour de 2 points différents donnant en général un déplacement, à une rotation près.

Cette hypothèse n'est valable qu'à temps constant. Or il est impossible de se rendre physiquement compte de la nature de l'univers à un temps égal au nôtre, car il faudrait pouvoir faire des observations à travers des intervalles de genre espace.

Plus on observe loin, plus on observe des événements reculés dans le passé. Les éléments de l'univers ont évolué au cours du temps, et il est aléatoire de faire la part de cette évolution. Cependant, l'isotropie de l'univers de notre point de vue est un argument fort en faveur de son uniformité.

Dans ces conditions, la géométrie de l'univers est limitée à trois possibilités sur le plan local (en faisant abstraction de la topologie globale) :

- univers de courbure constante positive, tel une sphère,
- univers euclidien,
- univers de courbure constante négative, hyperbolique.

À ces trois possibilités correspondent des ds^2 à temps constant, en coordonnées polaires : $ds^2 = R^2 [dr^2/(1 - kr^2) + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)]$ où k vaut respectivement 1, 0 et -1 pour les trois cas énoncés.

R dépend en général de la coordonnée de temps, et dans les 4 dimensions : $ds^2 = dt^2 - R(t)^2 [dr^2/(1 - kr^2) + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)]$ Les trois coordonnées r , θ et φ seront nommées *comobiles*. L'univers parcourt le temps en moyenne à coordonnées comobiles constantes. La variation de R avec t fait que les distances mesurées entre deux points de l'univers varient proportionnellement à R .

Soit un point P au temps t situé à la coordonnée comobile r . La distance qui le sépare de notre propre position est : $s_p(t) = \int ds = \int_0^r R(t)dr/(1 - kr^2)^{1/2} = R(t) \text{aasin}(r)$

$\text{aasin}(r)$ représente $\arcsin(r)$ pour $k = 1$, $\text{argsh}(r)$ pour $k = -1$ et pour $k = 0$.

La distance au temps présent t_0 est évidemment $s_p(t_0) = R(t_0) \text{aasin}(r)$. Donc $s_p(t) = s_p(t_0) R(t)/R(t_0)$. Dans la mesure où R dépend de t , la distance change avec le temps. Pour éliminer les constantes, on calcule la dérivée logarithmique $d \ln s_p(t)/dt = d \ln R(t)/dt = dR/(R(t)dt) = \dot{R}(t)/R(t) = H(t)$. Le point désignera la dérivée temporelle. $v_r = ds_p(t)/dt$ est une vitesse d'éloignement en distance propre. On a donc la *loi de Hubble* : $v_r = ds_p/dt = H(t)s_p$. $H(t)$ est le *paramètre de Hubble* dont les variations restent faibles pour t suffisamment voisin de t_0 . Pour les objets relativement proches (quelques centaines de Mpc), on peut assimiler :

$$H(t) \approx H(t_0) = H_0$$

1.3.1. Décalage vers le rouge (redshift)

Si le point P immobile dans le système comobile émet de la lumière de période T_e à l'époque t_e dans notre direction, nous la recevrons à la fréquence T_0 selon la loi de propagation de la lumière $ds = 0$, soit $dt/R(t) = -dr / \sqrt{(1 - kr^2)}$.

En intégrant, et en décalant sur une période — négligeable par rapport à R — on a :

$$\int_0^{r_e} dr/\sqrt{(1 - kr^2)} = \int_{t_e}^{t_0} dt'/R(t') = \int_{t_e + T_e}^{t_0 + T_0} dt'/R(t') ;$$

$T_0/R(t_0) = T_e/R(t_e)$; cT suit exactement le rythme de l'expansion de l'univers. On pose $1 + z = T_0/T = R_0/R$. z exprime le redshift.

1.4. En remontant le temps

La « constante » de Hubble $H(t) = \dot{R}(t)/R(t)$ n'est en fait une constante que pour des valeurs suffisamment voisines de $t = t_0$.

Faisant un développement limité en $(t - t_0)$, on obtient :

$R(t) = R_0(1 + H_0(t - t_0) - 1/2 H_0^2 q_0(t - t_0)^2 + \mathcal{O}(t - t_0)^3)$ où $q_0 = -\ddot{R}_0/R_0 H_0^2$ est conventionnellement le « paramètre de décélération ». Ce développement n'est valable que pour des valeurs de $z \leq 1$. Ce sont les régions proches — où l'on peut observer un univers à un même stade d'évolution.

La formule ci-dessus s'inverse : $H_0(t_0 - t) = z - z^2(1 + q_0/2) + \mathcal{O}(z^3)$.

1.5. Diverses notions de distance

Nous venons de rencontrer deux notions de distance qui ne coïncident pas du tout, même entre corps immobiles dans le système comobile :

la « distance au temps présent » R_0 aasin (r)

et la « distance au temps de l'émission » $R(t_e)$ aasin (r). Aucune de ces deux distances n'est directement mesurable. Pour l'astrophysique par contre, il est utile de définir les diverses notions de distance suivantes, qui se réfèrent pour la plupart au phénomène physique fondamentalement observable qui est la propagation des photons. On distinguera ainsi, par analogie avec l'espace euclidien :

Distance propre de propagation des photons. C'est ce qui est mesuré par le temps de vol des photons : $d_{pr} = - \int c dt = c \int_{t_e}^{t_0} dR(t')/\dot{R}(t')$.

Distance comobile : C'est dans le repère comobile la valeur de la distance propre. C'est donc aasin (r) = $c \int dt'/R(t') = c \int_{t_e}^{t_0} dR(t')/[R(t')\dot{R}(t')]$. Grandeur abstraite, elle reste sensiblement constante au cours de l'expansion de l'univers.

Distance lumineuse : La distance lumineuse d'une source est $d_L = (L/4\pi l)^{1/2}$ où l et L sont respectivement les luminosités apparente et absolue de la source, intégrées, dans la direction de l'observateur.

Distance diamètre-angulaire : Pour une source étendue de dimension angulaire apparente θ et de dimension linéaire réelle D , c'est $d_A = D/\theta$.

1.5.1. Calcul de la distance comobile

$$d_{com} = \text{aasin}(r) = r + \mathcal{O}(r^3) = c \int_{t_e}^{t_0} [1 + z(t')]/R_0 dt'$$

$$z(t) = H_0(t_0 - t) + H_0^2(t_0 - t)^2 (1 + q_0/2) \text{ donc}$$

$$d_{com} = c/(R_0 H_0) [z - z^2(1 + q_0)/2] + \mathcal{O}(z^3)$$

1.5.2. Calcul de la distance lumineuse

La distance lumineuse est $d_L = \sqrt{L/4\pi l}$, où L la luminosité absolue (puissance émise) et l la luminosité apparente (flux reçu).

Le plus pratique est de raisonner sur le transport d'énergie :

— En un temps dt_e la source émet une énergie totale $L dt_e$;

— Cette énergie est reçue à t_0 sur une sphère de rayon comobile d_{com} pendant un temps $dt_0 = dt_e (1 + z)$;

— La densité de flux est encore réduite par un décalage vers le rouge de $(1 + z)$ dû au changement de longueur d'onde des photons. La densité de flux à t_0 est

$$l = L/(4\pi d_{com}^2 (1 + z)^2) ;$$

$$— l = L/(4\pi d_{com}^2 (1 + z)^2).$$

— La distance lumineuse est donc au deuxième ordre :

$d_L = d_{\text{com}}(1+z) = 1/H_0(z + z^2(1-q_0)/2) + \mathcal{O}(z^3)$. On en déduit la relation magnitude-redshift.

Rappelons que la magnitude apparente m est proportionnelle à -2.5 fois le logarithme décimal de la puissance reçue, soit $5 \log d_L + C$. La magnitude absolue M est la magnitude qu'aurait l'objet s'il était à 10 pc. On a donc $m - M = 5 \log d_L - 5$, où d_L est exprimé en pc. A l'approximation du second ordre en z , on a donc $m - M = -5 + 5 \log (cz/H_0) + 5 \log (1 + z(1 - q_0)/2)$. Posant $H_0 = 100 h \text{ km/s/Mpc}$, avec $h = .7 \pm .15$:

$$m - M = 42.387 - 5 \log h + 5 \log z + 1.086z(1 - q_0) + \mathcal{O}(z^2)$$

La magnitude apparente est donc sensible au paramètre de décélération q_0 .

Connaissant la magnitude absolue de « chandelles standard », on peut mesurer leur redshift par étude spectrale et leur magnitude apparente par photométrie, et on en déduit h et q_0 . Ceci peut se faire avec un certain type de supernovæ, les SN Ia, qui ont une magnitude absolue bien calibrée quand elles passent par le maximum de leur luminosité. Des résultats significatifs ont déjà été obtenus par cette méthode.

1.5.3. Distance diamètre-angulaire

La distance diamètre-angulaire est ajustée pour préserver les propriétés euclidiennes des petits angles. D est le diamètre de l'objet vu au temps t et à la coordonnée r . D'après la formule du ds^2 , on a $D^2 = R(t)^2 r^2 \theta^2$; $d_A = D/\theta = R(t)r = d_{\text{com}}/(1+z) = d_L/(1+z)^2$. Ce facteur $(1+z)^{-2}$ fait que fréquemment d_A passe par un maximum quand z augmente, puis il diminue.

1.5.4. Relation Comptage-magnitude

Comment varie le nombre $N(\sphericalangle)$ d'objets de luminosité apparente supérieure à \sphericalangle ? Dans un univers euclidien, si toutes les luminosités intrinsèques sont égales à L_e et la densité n_0 est uniforme, on a tout simplement $N(\sphericalangle) = 4\pi/3 n_0 d_L^3 \propto \sphericalangle^{-3/2}$; $\alpha = d \log N(\sphericalangle)/d \log m = .6$. Pour une distribution quelconque, cette relation reste valable puisque $\log N(\sphericalangle)$ est une convolution de $\log N$ qui ne modifie pas α . Pour des galaxies, les luminosités et densités ne sont pas restés constants depuis des temps d'ordre de grandeur cosmologique. La constance de α commence à dévier sensiblement vers une magnitude dans le bleu de 24, la limite des observations étant de 27.

Pour un univers de FRW général, on a $N(\sphericalangle) = 4\pi \int_0^r n(t(r'))R(t(r'))^3 r'^2 dr' / \sqrt{(1 - kr'^2)}$ où $t(r)$ est le temps auquel un signal à la coordonnée r a été émis pour qu'il nous atteigne maintenant. S'il y a conservation du nombre de galaxies : $n(t)R(t)^3 = n_0 R_0^3$, et par suite

$$N(\sphericalangle) = 4\pi n_0 R_0^3 \int_0^r r'^2 dr' / \sqrt{1 - kr'^2}. \text{ Au premier ordre significatif :}$$

$N(\angle) = 4\pi n_0 R_0^3 (r^3/3 + \mathcal{O}(r^5))$; $r = (c/H_0 R_0)z(1 - z(1 + q_0)/2)$, d'où
 $\log N(\angle) = 3\log z - 3(\log e)(1 + q_0)z/2 + C = 3\log z - .651(1 + q_0)z + C$ ce qui
 permet de déterminer le paramètre de décélération dans le cadre des hypothèses
 faites.

1.5.5. Facteur de brillance

Dans un univers euclidien, la brillance B (flux reçu par unité d'angle solide) est le rapport de la luminosité intrinsèque par unité d'aire (dL/dS) à l'aire dS balayée par un élément d'angle solide à la réception Ω . De $B\Omega = (dL/dS)\Omega d^2/(4\pi d^2) = (dL/dS)\Omega/(4\pi)$, on voit qu'elle est indépendante de la distance. Dans un univers réel, l'un des d est d_L , tandis que l'autre est d_A , $B = (dL/dS)d_A^2/4\pi d_L^2 \propto (d_A/d_L)^2 = (1 + z)^{-4}$. Ce facteur de brillance (*dimming factor*) diminue le contraste entre les galaxies lointaines et le fond de ciel, et nuit à leur visibilité. Notons que nous avons ici travaillé avec une luminosité « bolométrique » intégrant toutes les couleurs. L'effet suivant nuit aussi à la visibilité des galaxies lointaines.

1.5.6. Correction de couleur ou correction-K

Quand on fait une sélection de couleurs, à travers un filtre qui ne laisse passer qu'une bande de longueurs d'onde, on mesure le flux émis dans une bande décalée à l'émission d'un facteur $(1 + z)$.

Le flux d'une galaxie en fonction de la longueur d'onde est en gros triangulaire, commençant à 300 nm, avec un pic vers 800 nm, tendant vers zéro aux alentours de 2500-3000 nm. Pour $z = .7$, ceci devient un triangle commençant à 500 nm, avec le pic à 1400 nm et aboutissant à 4200-5100 nm. Si on filtre dans le bleu entre 300 nm et 600 nm, la galaxie proche apparaît bien plus lumineuse que la galaxie éloignée.

1.6. Dynamique de l'espace de FRW

Éléments non-nuls du tenseur métrique :

On pose $x^0 = t$, $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$. Les composantes covariantes de la métrique sont $g_{00} = c^2$; $g_{11} = -R(t)^2/(1 - kr^2)$; $g_{22} = -R(t)^2 r^2$; $g_{33} = -R(t)^2 r^2 \sin^2 \theta$.

On en déduit facilement les dérivées $g_{ab,c}$ qui déterminent la connexion Γ .

1.6.1. Tenseur de courbure

Par définition, comme nous l'avons vu dans des cours précédents :

$$u_{a,bc} - u_{a,cb} = R_{abc}^d u_d; R_{abc}^d = \Gamma_{abc}^d - \Gamma_{acb}^d + \Gamma_{ac}^e \Gamma_{eb}^d - \Gamma_{ab}^e \Gamma_{ec}^d$$

1.6.2. Tenseur de Ricci

$R_{ab} = R_{abc}^c = \Gamma_{abc}^c - \Gamma_{acb}^c + \Gamma_{ac}^e \Gamma_{eb}^c - \Gamma_{ab}^e \Gamma_{ec}^c$. Le calcul explicite du tenseur de Ricci est donné dans le cours (voir version Web). Il comporte 57 termes au plus fort du développement. Le résultat est pourtant simple : $R_0^0 = 3\ddot{R}/(Rc^2)$;

$a, b \neq 0 \Rightarrow R_a^b = \delta_a^b (R\ddot{R} + 2\dot{R}^2 + 2kc^2)/(R^2c^2)$. La courbure scalaire est

$\mathbb{R} = (6\ddot{R} + 6\dot{R}^2 + 6kc^2)/(R^2c^2)$ et le tenseur d'Einstein :

$$G_0^0 = R_0^0 - \mathbb{R}/2 = -3(R^2 + kc^2)/(R^2c^2) ;$$

$G_1^1 = G_2^2 = G_3^3 = R_i^i - \mathbb{R}/2 = (-2R\ddot{R} - \dot{R}^2 - kc^2)/(R^2c^2)$. Les composantes du tenseur de densité-flux d'impulsion-énergie sont, pour un fluide sans résistance au cisaillement, ce que nous supposerons, en négligeant le champ magnétique éventuel, un tenseur diagonal dans le système au repos de la matière. Dans le modèle de FRW, ce système au repos est en moyenne le système comobile.

On a donc dans ce système : $T_a^b = \text{Diag}(\rho c^2, -P, -P, -P)$. Ceci permet d'écrire les équations d'Einstein $-c^2 G_0^0/3 = (\dot{R}^2 + kc^2)/(R^2 G c^2) = 8\pi G \rho/3$;

$-c^2 G_{i,i=1,2,3}^i = (2R\ddot{R} + \dot{R}^2 + kc^2)/R^2 = -8\pi G P/c^2$. On peut relier ces deux équations par l'identité $d/dt[R(\dot{R}^2 + kc^2)] = \dot{R}[(\dot{R}^2 + kc^2) + 2R\ddot{R}]$ soit $d(4\pi R^3 \rho c^2/3) + 4\pi R^2 P dR = 0$ qui est une forme locale de conservation de l'énergie.

1.7. La constante cosmologique

Einstein avait déjà remarqué que l'on pouvait introduire dans les équations de la relativité générale un terme supplémentaire qui, sans effet notable à courte distance, joue un rôle majeur dans l'évolution cosmologique de l'univers. Il s'agit de la « constante cosmologique », Λ , dont il souhaitait se servir pour obtenir une cosmologie stationnaire. On l'introduit le plus simplement en ajoutant un multiple constant de g_{ab} à G_{ab} :

$$-c^2 G_0^0/3 = (\dot{R}^2 + kc^2)/R^2 = 8\pi G T_0^0/3 = 8\pi G \rho + 2\Lambda/3 ;$$

$$-c^2 G_{i,i=1,2,3}^i = (2R\ddot{R} + \dot{R}^2 + kc^2)/R^2 = 8\pi G T_i^i/c^2 = -8\pi G P/c^2 + 2\Lambda ;$$

$d[4\pi \rho + \Lambda/G]c^2 R^3/3 + (4\pi P - \Lambda c^2/G)R^2 dR$. Pour $\Lambda > 0$, le travail de la pression négative assure une densité d'énergie constante. D'où $\Lambda = \text{Cste}$.

1.8. L'équation d'état de la matière de l'univers

On peut considérer que pendant certaines périodes de l'évolution de l'univers, ses propriétés mécaniques sont dominées par tel ou tel composant de propriétés à peu près bien définies.

On supposera donc — au moins temporairement — une équation d'état de la forme $P = w\rho c^2$.

1.8.1. L'univers chaud

On parle de « chaud » en cosmologie pour désigner un milieu dont les particules sont relativistes. Une particule de 4-moment k participe au tenseur T^{ab} de densité-flux d'énergie-moment par $k^a k^b$.

Comme chaque particule est relativiste, on a $g_{ab}k^ak^b = m^2 \simeq 0$. Le tenseur de densité-flux d'impulsion-énergie, sommé sur toutes les particules, satisfera $g_{ab}T^{ab} = \rho c^2 - 3P \sim 0$. On a donc dans un univers chaud la loi universelle : $w = 1/3$.

1.8.2. L'univers poussière

L'univers poussière est constitué essentiellement de particules sans interaction autre que gravitationnelle. Leur taille importe peu : il suffit que la pression soit négligeable par rapport à l'énergie de masse, ce qui revient à exiger que la vitesse soit faible par rapport à c . Dans ce cas on a évidemment $w = 0$.

1.8.3. L'univers vide à constante cosmologique

En présence d'une constante cosmologique, il est commode d'introduire formellement un tenseur d'énergie-impulsion égale à $T_a^b = \Lambda/4\pi G\delta_a^b$ ce qui implique $w = -1$.

1.9. Évolution de la densité de l'univers

En utilisant la forme simplifiée du tenseur densité-impulsion de la matière, on obtient : $d(R^3\rho c^2) + 3R^2PdR = d(R^3\rho c^2) + 3wR^2\rho c^2dR = 0$; $d\rho/\rho + 3(w+1)dR/R = 0$; $\rho \propto (1+z)^{3(w+1)}$

Univers	w	ρ
Chaud	1/3	$(1+z)^4$
Poussière	0	$(1+z)^3$
Vide cosmologique	-1	$\Lambda/(4\pi G)$

1.9.1. La dynamique de l'univers FRW avec constante cosmologique

Les équations de base sont $(\dot{R}^2 + kc^2)/R^2 = (8\pi G\rho + 2\Lambda)/3$ et $(2R\ddot{R} + \dot{R}^2 + kc^2)/R^2 = -8\pi G\rho/c^2 + 2\Lambda$. Définissant $\rho_i = \rho_m + \Lambda/(4\pi G)$; $P_i = P_m - c^2\Lambda/(4\pi G)$, les équations de base deviennent : $\dot{R}^2 = 8\pi G\rho_i R^2/3 - kc^2$; $\dot{R} = -R/2[8\pi GP_i/c^2 + 8\pi G\rho_i/3]$. Le temps n'apparaît pas explicitement dans ces équations. On peut donc l'éliminer par : $\dot{R} = d(\dot{R}^2)/(2dR) = 8\pi G\rho_i R/3 + (4\pi GR^2/3)(d\rho_i/dR)$; $-3P_i/(Rc^2) - 3\rho_i/R = d\rho_i/dR$. Si $P_i = w_i\rho_i c^2$, $d\rho_i/\rho_i = -3(1+w_i)dR/R$, soit $\rho_i \propto R^{-3(1+w_i)}$. La valeur de w_i est voisine de celle de w .

1.10. Évolution dans le temps

On peut partir de l'équation d'évolution $\dot{R}^2 + kc^2 = 8\pi G\rho_i R^2/3$ qui donne, avec la relation précédemment trouvée $\dot{R}^2 = [8\pi G\rho_0 R_0^{3(1+w_i)} R^{-1-3w_i}]/3 - kc^2$; $t - t_0 = -\int dR[(8\pi/3)G\rho_0 R_0^{3(1+w_i)} R^{-1-3w_i} - kc^2]^{-1/2}$. Pour $k = +1$, on peut avoir un point singulier, où t croît tandis que R passe par un maximum. Ceci n'est pas le cas pour

$k \leq 0$. La courbure positive a tendance à contracter l'espace. Si $w_t > -1/3$, le terme de courbure devient négligeable pour de petites valeurs de R . On a donc : $t - t_0 = -[R^{3(1+w_t)/2} - R_0^{3(1+w_t)/2}] / \{(1+w_t)[6\pi G\rho_0 R_0^{3(1+w_t)/2}]^{1/2}\}$. L'univers chaud se comporte en $t \propto R^2$, et l'univers poussière en $t \propto R^{3/2}$.

Quand $R \rightarrow \infty$, on aboutit à un univers vide sauf ce qui concerne la constante cosmologique : $(\dot{R}^2 + kc^2)/R^2 = 2\Lambda/3$. Supposons $\Lambda > 0$ et $k > 0$: $\dot{R} = \sqrt{2\Lambda R^2/3 - c^2}$; $R = c\sqrt{3/2\Lambda} \cosh(t\sqrt{2\Lambda/3})$. Nous avons donc une expansion exponentielle si R dépasse un seuil critique, qui est dû à l'équilibre avec une contraction spontanée d'un univers à courbure positive ($k > 0$). Avec une courbure négative ($k < 0$), il n'y a pas ce phénomène de seuil, car un univers à courbure négative a spontanément tendance à se dilater. Un univers euclidien ($k = 0$) subit une expansion exponentielle parfaitement régulière.

Si l'univers est juste au seuil critique, il est envisageable d'avoir une cosmologie tout à fait stationnaire. C'était le but d'Einstein en introduisant la constante cosmologique. Mais cet univers est extrêmement instable, tant globalement (R a tendance à s'éloigner de sa valeur limite) que localement (sous l'influence des fluctuations de ρ).

1.11. Paramètres canoniques

On peut se ramener à des paramètres standard qui permettent de se rendre compte de l'influence relative des divers termes dans $\dot{R}^2 + kc^2 = R^2(8\pi G\rho + 2\Lambda)/3$. Divisant membre à membre les termes de l'équation par $\dot{R}^2 = H^2R^2$, on obtient :

$$1 = -kc^2/H^2R^2 + \rho/\rho_c + 2\Lambda/3H^2, \text{ ce que l'on pose par définition terme à terme}$$

$$1 = \Omega_k + \Omega_m + \Omega_\Lambda.$$

1.11.1. Univers poussière $w_t \sim 0$

Si nous considérons que nous sommes à présent dans un univers poussière, $w_t = 0$, $\rho = \rho_0(1+z)^3$; $R = R_0/(1+z)$; $R_0^2\dot{z}^2(1+z)^{-4} = R_0^2 8\pi G\rho_0(1+z)/3$; $\dot{z}(1+z)^{-5/2} = -H_0\sqrt{\rho_0/\rho_{0c}}$; $(1+z) = [1 + 3H_0t/2\sqrt{\rho_0/\rho_{0c}}]^{-2/3}$; $\rho = [\rho_0^{-1/2} + 3H_0t/(2\sqrt{\rho_{0c}})]^{-2}$ et $R = R_0[1 + 3H_0t/2\sqrt{\rho_0/\rho_{0c}}]^{2/3}$. La densité de l'univers décroît rapidement. Vers le passé, cette densité croît, ainsi que la température, et avant d'atteindre une densité infinie, il arrive une époque où l'univers est chaud.

1.11.2. Univers chaud $w_t = 1/3$

$\rho = \rho_0(1+z)^4$; $R = R_0/(1+z)$; $R_0^2\dot{z}^2(1+z)^{-4} = R_0^2 8\pi G\rho_0/[3(1+z)^2]$; $(1+z) = [1 + 2H_0\sqrt{\rho_0/\rho_{0c}}t]^{-1/2}$; $\rho = [\rho_0^{-1/2} + 2H_0t/\sqrt{\rho_{0c}}]^{-2}$; $R = R_0[1 + 2t\sqrt{8\pi G\rho_0/3}]^{1/2}$. Ce comportement est évidemment indépendant de la nature de l'univers, de sa courbure, et de la constante cosmologique, car il joue asymptotiquement à R très petit.

1.11.3. Valeur générale de w_t

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0(1+z)^{3(1+w_t)}; R = R_0/(1+z); R_0^2 \dot{z}^2(1+z)^{-4} = R_0^2 8\pi G \rho_0 / 3(1+z)^{3w_t-2}; \\ \dot{z}(1+z)^{(-2-3w_t)/2} &= H_0 \sqrt{\rho_0/\rho_{0c}}; (1+z) = [1 + 3w_t H_0 t / (2\sqrt{\rho_0/\rho_{0c}})]^{-2/(3w_t)}; \\ \rho &= [\rho_0^{-1/2} + 3w_t H_0 t / (2\sqrt{\rho_{0c}})]^{-2}; R = R_0 [1 + 3w_t H_0 t / (2\sqrt{\rho_0/\rho_{0c}})]^{2/(3w_t)}. \end{aligned}$$

$$\text{Singularité à } t_s = -2/(3w_t H_0) \sqrt{\rho_{0c}/\rho_0}.$$

Cas particulier (asymptotique) de $w_t = -1$: $\dot{R}^2 = 2R^2\Lambda/3$; $dR/R = \sqrt{2\Lambda/3} dt$; $\ln(R/R_0) = \pm \sqrt{2\Lambda/3}(t - t_0)$; $1 + z = \exp[\pm \sqrt{2\Lambda/3}(t_0 - t)]$. $\Lambda > 0$ correspond à une expansion ou un effondrement exponentiel.

Il est clair que le régime d'expansion doit s'arrêter quelque part dans le passé, la densité et la température croissant exponentiellement. On est ramené au cas précédent.

$\Lambda < 0$ n'est pas possible tout seul : le terme Ω_Λ doit être dominé par Ω_m ou $\Omega_k < 0$. Dans ce dernier cas, on aboutit à la valeur asymptotique « d'Einstein ». La tendance de l'univers à la contraction est augmentée.

1.12. Rôle de la courbure

$\dot{R}^2 + kc^2 = R^2 8\pi G \rho + 2\Lambda/3$. Résolution avec $\Lambda = 0$: $\dot{R}^2 + kc^2 = R^2 8\pi G \rho/3$. Le terme de courbure ne devient important que pour R grand. On peut donc supposer un univers poussière.

1.12.1. Cas euclidien : $k = 0$

Le régime euclidien correspond aux cas traités précédemment :

$\rho = [\rho_0^{-1/2} + 3H_0 t / (2\sqrt{\rho_{0c}})]^{-2}$; $R = R_0 [1 + 3H_0 t / (2\sqrt{\rho_{0c}})]^{2/3}$. On a une dilatation de l'espace qui tend vers l'infini, et une densité ρ qui tend vers 0. Le terme de courbure va donc jouer un rôle, sauf si l'expansion est ajustée en sorte que R — qui n'est pas en soi mesurable — est en fait effectivement infini. Ceci demande un ajustement fin des conditions initiales du Big Bang.

1.12.2. Cas fermé : $k = 1$

$\rho = \rho_0 R_0^3 / R^3$; $\dot{R}^2 = -c^2 + 8\pi G \rho_0 R_0^3 / 3R$. Posant $3R / (-3Rc^2 + 8\pi G \rho_0 R_0^3) = u^2$, on a $cu = \text{tg } \chi$; $t = -8\pi G \rho_0 R_0^3 \sin \chi \cos \chi / 3c^3 + 8\pi G \rho_0 R_0^3 \chi / 3c^3$; $R = 8\pi G \rho_0 R_0^3 \sin^2 \chi / 3c^2$. Ce sont les équations paramétriques d'une cycloïde en (R, ct) . L'univers rebondit de big bang en big crunch. Évidemment la singularité à $R = 0$ doit être traitée d'abord sous forme de matière chaude, puis...

Le cas du maximum de R entraîne que : $\dot{R}^2 = 0 \Rightarrow \Omega_k + \Omega_m = 0$.

1.12.3. Cas hyperbolique : $k = -1$

Le calcul précédent, mené avec $k = -1$, est très voisin, en changeant c en ic et χ en $-i_\chi$ et donne : $t = -8\pi G \rho_0 R_0^3 \sinh \chi \cosh \chi / 3c^3 + 8\pi G \rho_0 R_0^3 \chi / 3c^3$; $R = 8\pi G \rho_0 R_0^3$

$\sinh^2 \chi/3c^2$. Ceci décrit une expansion rapide indéfinie, avec $R \propto ct$, jusqu'au moment où l'on ne peut plus négliger le terme cosmologique s'il existe, cas où l'on embraye sur une expansion exponentielle pour $\Lambda > 0$, ou sur une retombée pour $\Lambda < 0$.

1.13. Résumé

Le nombre des paramètres est trop grand pour que l'on puisse énumérer tous les cas. Il est plus instructif de se faire une idée qualitative. Le terme Ω_Λ ne peut pas être dominant s'il est négatif.

Terme dominant →	Ω_m	$\Omega_k (k = 1)$	$\Omega_k (k = -1)$	$\Omega_\Lambda > 0$
R	$(t - t_s)^{2/3w_t}$	Max. et retombe	expansion $\rightarrow \infty$	$\exp \pm t\sqrt{2\Lambda/3}$
ρ	$(t - t_s)^{-2}$	Min. puis recroît	\rightarrow vide	$\rightarrow \Lambda/4\pi G$
Ω_m	$\rightarrow 0$	$\rightarrow -\Omega_k$	$\rightarrow 0$	$\rightarrow 0$
Ω_k	$1 - \Omega_m$	oscille	$\rightarrow 1(\Lambda?)$	$\rightarrow 0$
Ω_Λ	négligeable	retombe $\rightarrow 0$	si $\Lambda \neq 0 : \rightarrow 1$	$\rightarrow 1$

Quelques exemples typiques d'évolution de l'univers :

Ω_m **dominant** (R **petit**). Les forces d'attraction dominent, et l'univers se gonfle, puis normalement se rétracte.

$\Omega_k = 1 - \Omega_m$ $k = 1$ accentue les forces d'attraction,

$k = -1$ finit par dominer l'attraction de ρ et aboutit à une expansion.

Ω_Λ **important** Ω_Λ ne devient important en général que pour R grand. La première partie de la trajectoire est tout à fait semblable à la précédente. Cependant dans le cas où R s'approche d'un maximum, pour Λ proche de la « valeur d'Einstein » $\Lambda_E = 4\pi G\rho_0/R_0 - 3c^2/2$ (dans le cas d'un univers poussière), la courbe hésite, car les termes en Ω_m et Ω_k tendent à se compenser, Ω_Λ se met à dominer. 3 cas se présentent selon la valeur de Λ par rapport à Λ_E qui permet tout juste l'équilibre entre les trois forces.

— $\Lambda > \Lambda_E$: La force cosmologique répulsive l'emporte, et on part vers une expansion exponentielle.

— $\Lambda = \Lambda_E$: On tend asymptotiquement vers un univers stationnaire « à la Einstein » $R = R_E$.

— $\Lambda < \Lambda_E$: L'univers retombe vers le cas classique, avec un maximum $R < R_E$. Un autre cas — non connecté au premier — est celui de $R(t)$ venant de $+\infty$ pour $t \rightarrow -\infty$, ayant un minimum à $R > R_E$, puis repartant vers l'infini.

Il faut noter que la période d'hésitation entre les trois cas — qui dépend de façon cruciale de $\Lambda - \Lambda_E$ — se répercute fortement sur les estimations de l'âge de l'univers que l'on peut faire pendant cette période. La formule donnée précédemment $t_s = -2\sqrt{\rho_0/\rho_{0c}}/(3w_t H_0)$ devient tout à fait fautive.

1.14. Évolution de H

Partant de l'évolution de R , qui n'a en soi aucun sens physique, $\dot{R}^2 + kc^2 = R^2 (8\pi G\rho/3 + \Lambda/3)$, on peut éliminer kc^2 qui est la constante arbitraire (au signe près), en soustrayant la valeur actuelle indiquée par l'indice 0, soit $\dot{R}^2 - \dot{R}_0^2 = 8\pi G\rho R^2/3 - 8\pi G\rho_0 R_0^2/3 + R^2\Lambda/3 - R_0^2\Lambda/3$. Divisant membre à membre par R^2 pour faire apparaître $H^2 = \dot{R}^2/R^2$: $H^2 - H_0^2 R_0^2/R^2 = 8\pi G\rho/3 - 8\pi G\rho_0 R_0^2/3R^2 + \Lambda/3 - R_0^2\Lambda/3R^2$. Reprenons les définitions de $\Omega_m = 8\pi G\rho/3H^2$ et $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H^2$. Supposons que nous sommes dans un univers poussièrè : $\rho = \rho_0(1+z)^3$. Par définition $R = R_0/(1+z)$. Au total, ceci donne $H^2 = H_0^2[(1+z)^2(1+z\Omega_{m0}) - \Omega_{\Lambda0}z(2+z)]$. Il en découle que $\Omega_m = \Omega_{m0}(1+z)^3/(1+z)^2(1+z\Omega_{m0}) = \Omega_{m0}(1+z)/(1+z\Omega_{m0}) \rightarrow 1$ pour $z \rightarrow \infty$. C'est le problème de la platitude : pourquoi notre univers était-il si plat au début, ce qui nous a permis d'atteindre des z aussi élevés ?

En inversant la formule on trouve $\Omega_m(1+z\Omega_{m0}) = \Omega_{m0}(1+z)$ $\Omega_{m0} = \Omega_m/[1+z(1-\Omega_m)]$. Si peu que Ω_m dévie de l'unité, si c'est par en-dessous, l'univers devient vide, si c'est par en-dessus, Ω_{m0} a tendance à devenir infini, ce qui est le signe que H^2 (au dénominateur des Ω) va à 0 : l'univers retombe sur lui-même.

La présence de Ω_Λ ne change rien d'essentiel : il n'est pas pondéré par $(1+z)^2$ qui domine évidemment pour grand z .

1.15. Mesure des paramètres de l'univers

Rappelons que H^2 est éventuellement constitué par la somme de trois termes qui ont un comportement différent en fonction de $(1+z)$. On ne décèle pas la composante de courbure, pas même son signe, mais la précision n'est pas suffisante pour l'éliminer avec sûreté.

Il est intéressant de s'assurer que les trois termes dont nous avons parlé sont bien déterminés, ce qui permet d'estimer la densité de matière, la courbure spatiale et la densité d'énergie du vide.

Si un autre terme venait à apparaître, il faudrait invoquer d'autres mécanismes, « quintessence », ressemblant plus ou moins à l'énergie du vide cosmologique, mais avec $w \neq -1$, c'est-à-dire une valeur qui ne reste pas constante, et donc dynamique.

1.15.1. Les supernovæ de type Ia

Nous avons vu précédemment le fait que les supernovæ de type Ia sont des chandelles standard, et peuvent permettre la mesure des paramètres de l'univers. Malheureusement, il est difficile, avec la centaine d'observations disponibles actuellement, de définir avec précision ne fût-ce que le paramètre de décélération q_0 .

Le projet SNAP (Super Novæ Astronomy Project) — qui vise une bien plus grande statistique — pourrait atteindre une précision significative.

1.15.2. Fluctuations densité/température

Autour de la valeur moyenne établie dans les considérations qui précèdent, il existe des fluctuations très faibles au début.

Les fluctuations de densité de matière ont tendance à s'amplifier : elles vont à la vitesse du son, moins vite que la vitesse de la lumière : les pics de densité ont le temps d'accréter de la nouvelle matière aux dépens des creux de densité. L'amplitude de l'onde augmente. Ce phénomène peut devenir fortement non-linéaire, et conduit à l'agglomération de gaz en filots qui deviennent étoiles, galaxies et amas. Ce phénomène est rapide, puisque l'on mesure des fluctuations de l'ordre de 10^{-5} au niveau du CMB ($z \approx 1100$), tandis qu'on estime que la première génération d'étoiles a commencé à flamber vers $z = 20$.

Un point sur la courbe de la densité en fonction de z est donné par l'analyse des fluctuations du fond cosmologique de rayonnement micro-ondes (FCRM ou CMB). Ce fond de rayonnement a été libéré au moment où, la température descendant, l'hydrogène s'est neutralisé par capture des électrons par les protons à $3 \cdot 10^3$ K, température bien inférieure à celle correspondant à l'énergie de liaison des électrons (10^5 K), afin d'assurer une stricte neutralité.

À ce moment, les ondes sonores du plasma de longueur d'onde supérieure à l'horizon n'ont plus pu se propager : elles ont été figées sur place, avec les variations de densité et de température qui les accompagnaient. Une analyse harmonique de la température provenant du CMB doit donc donner une distribution uniforme en longueur d'onde jusqu'à la longueur d'onde correspondant à l'horizon au moment du découplage.

Pour des longueurs d'onde plus courtes, la matière a pu renforcer ses oscillations pour les longueurs d'onde en résonance avec la dimension de l'horizon.

La mesure des fluctuations de la température du CMB peut ainsi nous donner la dimension de l'horizon au moment du découplage, et donc un point sur la courbe (H, z).

D'autres méthodes moins précises donnent également des estimations de l'évolution dans le temps de l'univers.

1.15.3. L'effet Sunyayev-Zeldovich (SZ)

Cet effet est lié à la présence dans les amas de galaxies d'un gaz intergalactique chaud, et dont les électrons vont chauffer les photons du FCRM. Ceci va localement provoquer une raréfaction des photons froids, dans la direction de l'amas en question. Le nombre de photons ainsi perdus dépend de la taille de l'amas, de la température des électrons.

On peut le comparer au rayonnement synchrotron X des électrons. La dépendance des deux effets vis-à-vis de la constante de Hubble n'étant pas la même, on peut par comparaison calculer la constante de Hubble à partir des deux observa-

tions. Cette comparaison ne dépend pas de z , car les deux effets sont affectés par le même facteur d'affaiblissement (« dimming factor ») $(1+z)^4$. Cela étant, il n'y a pas suffisamment d'amas produisant un effet SZ marqué pour obtenir une bonne précision.

1.15.4. L'effet de décalage temporel

Quand on a plusieurs images d'un objet lointain et variable à travers un système jouant le rôle de lentille gravitationnelle, les images vont se trouver décalées en angle, mais également en temps, en raison de la différence de chemin optique correspondant aux diverses images.

Avec de la chance, il peut se faire que ces décalages en temps soient d'un ordre de grandeur mesurable, soit quelques années. Dans ce cas, on a une contrainte supplémentaire sur la géométrie de la lentille gravitationnelle, qui permet de localiser la lentille, et de normaliser sa distance par rapport à son décalage spectral.

1.16. Les fluctuations des paramètres de l'univers

L'univers n'est pas complètement uniforme, mais subit des fluctuations aboutissant à la formation de galaxies et d'étoiles.

Ces fluctuations en régime linéaire peuvent être analysées par analyse harmonique ; dans notre cas d'un univers sensiblement euclidien, ceci revient à une analyse de Fourier en coordonnées comobiles. Chaque composante de Fourier correspond à un mode donné, que l'on peut étudier dans une gamme de valeurs de z . On obtient ainsi la carte des principales possibilités d'étude : elles correspondent aux distributions suivantes :

- Corrélations dans la distribution des galaxies ;
- Corrélations dans la distribution des amas ;
- Distribution des lentilles gravitationnelles ;
- Répartition des nuages de gaz neutre montrant des raies d'absorption devant les quasars (« Forêt Lyman α ») ;
- enfin et surtout, les fluctuations ténues (10^{-5}) du FCRM, qui fournissent la majeure partie des informations. L'expérience WMAP qui vient de livrer les résultats de sa première année de run est particulièrement riche en enseignements.

La principale difficulté expérimentale consiste à débrouiller toutes ces fluctuations les unes des autres. On y arrive par le fait qu'elles ne se comportent pas toutes de la même manière en z .

L'amplitude au nombre d'onde k peut être considérée comme gaussienne, et par suite caractérisée par une simple fonction $P(k, z)$ qui est la variance de la fluctuation de densité au nombre d'onde k pour le décalage vers le rouge z .

Remarquablement, les données pour $z = 0$ extraites de diverses méthodes, convergent vers une fonction $P(k, 0)$ tout à fait cohérente sur 4 ordres de grandeur de k .

1.16.1. La forêt Lyman α

Les quasars sont des sources extrêmement lumineuses et éloignées ($z \approx 4$), de diamètre apparent non-mesurable et de spectre quasi-continu. Les nuages de gaz intergalactique interposés se signalent par un spectre des raies d'absorption de l'hydrogène (raies Lyman α , β , etc.) ; il est possible d'identifier chaque nuage, avec son z et sa profondeur optique. Il faut évidemment pour cela un spectromètre à haute définition.

1.16.2. Les effets de lentille gravitationnelle faible (*weak lensing*)

Les fluctuations de densité de matière influent sur la perspective que nous offrent les galaxies. Les galaxies situées derrière un amas massif vont se trouver déformées en moyenne perpendiculairement à la ligne de visée du centre de l'amas. Les déformations faibles vont induire des corrélations dans les directions des grands axes des images de ces galaxies d'arrière-plan.

Une expérience statistique a déjà été menée sur le CFHT (Canada-France-Hawaii Telescope), ainsi que sur le CTIO (Cerro Tololo Inter-american Observatory). La méthode repose sur l'étude de la fonction de corrélation de l'aplatissement de chaque galaxie par rapport à la direction vers chaque autre.

1.16.3. Accumulation d'amas de galaxies

Le paramètre caractéristique de la variation de la densité de masse est conventionnellement σ_8 , qui représente la variance dans un volume de $8h\text{Mpc}$ de diamètre.

La densité des amas est estimée par l'effet Sunyaev-Zeldovich, qui prend en compte l'ensemble de la matière présente.

1.16.4. Corrélation des galaxies

Deux entreprises d'envergure ont été lancées pour obtenir une statistique importante sur la répartition des galaxies dans l'univers.

Il s'agit du Sloan Digital Sky Survey (SDSS), qui se propose tout particulièrement de couvrir une partie importante (1/4) du ciel, et du 2 degrees Far Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) qui souhaite explorer une région plus limitée en domaine angulaire (381 cercles de 2° de diamètre), mais en allant jusqu'aux limites techniquement possibles de la luminosité.

Ces dénombrements doivent purger les données d'un certain nombre d'effets parasites, et notamment, de l'évolution des galaxies, qui commence à être sensible pour $z = .15$.

En outre, les galaxies proches sont obérées par leurs mouvements propres, et les galaxies lointaines, par les mouvements d'ensemble des amas qui tombent sur les attracteurs ou super-amas.

1.17. Les fluctuations du FCRM

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les fluctuations du Fond Cosmique de Rayonnement Micro-onde (FCRM — ou CMB pour Cosmic Microwave Background) contiennent encore beaucoup plus d'information — et avec beaucoup plus de précision — que les observations dont nous venons de parler.

Pour cumuler les résultats obtenus sur l'ensemble de la sphère, on ajoute quadratiquement les composantes de la température effective mesurée, selon leur ordre multipolaire. Ceci consiste à intégrer le produit de la température mesurée par les harmoniques sphériques $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ et à sommer quadratiquement les termes ainsi obtenus selon les valeurs de l . On obtient ainsi le terme monopolaire (la moyenne), le terme dipolaire (essentiellement dû au mouvement du système solaire par rapport à l'horizon), puis tout un spectre correspondant à une définition angulaire d'environ $200^\circ/l$: il y a l^2 termes jusqu'à l , qui se répartissent sur quelque $40\,000^{0.2}$. $T_{lm} = \int T(\Omega) Y_{lm}(\Omega) d\Omega$. La puissance spectrale du multipôle l est en moyenne $C_l = 1/(2l+1) \sum_{m=-l}^l |T_{lm}|^2 = 1/(2l+1) \int T(\Omega) T(\Omega') \sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\Omega) Y_{lm}^*(\Omega') d\Omega d\Omega'$; C_l est donc une projection avec un polynôme de Legendre de la fonction d'auto-corrélation de T : posant $\sigma(\cos \alpha) = \int T(\Omega) T(\Omega') \delta(\cos \widehat{\Omega, \Omega'} - \cos \alpha) d\Omega d\Omega'$, on a $C_l = 1/4\pi \int \sigma(\cos \alpha) P_l(\cos \alpha) d \cos \alpha$. Les premiers termes sont en gros égaux, car ils correspondent à des longueurs d'onde plus grandes que l'horizon au moment du découplage. Ils sont les reflets d'oscillations ayant vu le jour avant le découplage.

Les termes correspondant à une longueur d'onde inférieure à l'horizon au moment du découplage portent la trace de la dynamique de ce découplage : ils montrent des pics et des vallées correspondant aux conditions aux limites qui étaient valable au moment du découplage, les pics correspondant aux longueurs d'onde en résonance avec l'horizon, les vallées correspondant aux longueurs d'onde hors de résonance.

Les premiers points obtenus sont ceux de COBE, première expérience sur satellite et qui a stupéfait la communauté par la faible variation de la température du FCRM. Puis une série d'expériences sont venues apporter leur contribution.

Deux expériences ont été réalisées depuis 2002 :

ARCHEOPS : C'est une expérience réalisée à partir d'un ballon stratosphérique, qui reprend, et met en test un certain nombre de composants de l'expérience PLANCK qui doit être lancée sur satellite. Les résultats d'ARCHEOPS ont permis de définir avec précision comment le plateau des petits l se relie au premier pic.

WMAP : (ex-MAP). C'est une expérience sur satellite, au voisinage du point de Lagrange L2 Terre-Soleil. Elle a fonctionné pendant une année entière, de l'été 2001 à l'été 2002, et vient de publier toute une série de résultats, avec une précision inégalée auparavant.

La combinaison entre les 5 longueurs d'onde auxquels sont sensibles les détecteurs permet de s'affranchir complètement du bruit de la Galaxie.

1.17.1. Le satellite WMAP

Le satellite WMAP est constitué de deux ensembles optiques pratiquement identiques, qui regardent le ciel dans des directions opposées.

La sortie de chacune des antennes est séparée selon deux polarisations orthogonales. Certaines antennes analysent dans des directions parallèles, d'autres dans les directions à 45°.

On dispose donc ainsi de cartes complètes du ciel dans chaque bande, ainsi que des données de polarisation. Environ 98,7 % des données sont utilisées, le reste étant inutilisable pour un dysfonctionnement quelconque. 0,1 % des données correspond au passage devant une planète, et est utilisé pour la calibration plutôt que pour la confection de cartes.

La combinaison entre longueurs d'onde minimisant les fluctuations, donne une carte où la Voie Lactée n'apparaît pour ainsi dire pas, avec les coefficients suivants pour les différentes bandes, ainsi que les ouvertures de faisceau correspondantes (largeur à mi-hauteur).

Bande	K	Ka	Q	V	W
Fréquence	23 GHz	33 GHz	41 GHz	61 GHz	94 GHz
Coefficient	0.109	-0.684	-0.096	1.921	-0.250
Ouverture	0.93°	0.68°	0.53°	0.35°	<0.23°

1.17.2. Les points de Lagrange

Les points de Lagrange sont ceux où un corps d'épreuve soumis ici à l'attraction du Soleil et de la Terre, suit une orbite autour du Soleil à la même période que la Terre, sous l'action conjointe des attractions du Soleil et de la Terre. Les points L1 et L2, à proximité de la Terre, sont respectivement du côté du soleil et du côté opposé, le point L3 est symétrique de la Terre par rapport au Soleil, et les points L4 et L5 sont aux sommets de triangles équilatéraux ayant le segment Soleil-Terre pour base. Les orbites autour de L4 et L5 sont stables, les trois autres instables, à cause de la force de Coriolis.

1.17.3. Balayage de la voûte céleste

L'ensemble du satellite suit un mouvement complexe de rotation à des fréquences différentes sur deux axes, ce qui lui permet de couvrir environ 30 % du ciel en une heure. La rotation annuelle assure une couverture complète, qui correspond aux résultats de la première publication (10/8/01 à 9/8/02). Il a été réalisé quatre manœuvres de stabilisation de l'orbite au cours de l'année.

1.17.4. Analyse harmonique

On peut aussi faire une analyse sur la sphère des termes de polarisation du FCRM : il faut pour cela séparer les deux polarisations. La polarisation provenant du processus cosmologique est due à la diffusion Thomson du rayonnement sur les fluctuations de densité d'électrons, et est donc un gradient. Elle est appelée E dans la littérature. Un terme plus faible B provient des fluctuations de rayonnement gravitationnel, et présente un rotationnel.

On peut calculer le spectre de puissance TT , et celui de corrélation puissance-polarisation TE .

Les points TT de WMAP sont complétés vers les très hautes valeurs de l par ceux des expériences ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver) située au Pôle Sud, et par ceux de l'expérience CBI (Cosmic Background Imager) située au Chili à 5 000 m d'altitude, et capable de mesurer le FCRM avec une précision de 5', ce qui lui permet de monter à $l \approx 3000$. La contribution de ACBAR et de CBI permet d'approcher raisonnablement les pics du n° 3 au n° 5. La précision fournie par WMAP sur les deux premiers pics est excellente.

Pour obtenir cette précision, il a fallu masquer les régions où les bruits d'avant-plan se manifestent. Le masque retenu, déduit du bruit mesuré sur la bande K, la plus sensible au bruit, élimine 13 % de l'ensemble du ciel. Les sources de bruit extragalactiques énumérées dans les catalogues, conduisent à éliminer 2 % supplémentaires, pour 700 sources.

Le bruit résiduel, après ces manipulations, est complexe.

1.17.5. Bruit résiduel

Une recherche du bruit est faite par comparaison, pixel à pixel, des cartes dans les 5 bandes, pour avoir une estimation des comportements en énergie des divers bruits. C'est ainsi qu'on obtient un indice spectral pour l'émission thermique de poussière de 2,2, tandis que celui du rayonnement synchrotron est de -3 . Le rayonnement entre ions libres est connu et égal à $-2,15$ dans la zone de fréquences considérée. Une fois bien comprise la nature du bruit et de ses diverses composantes, on peut élaborer un bruit-type pour les diverses bandes de fréquence. On obtient ainsi un bruit résiduel de quelques μK pour chaque fréquence.

Il reste un bruit additionnel de sources ponctuelles non-cataloguées, au niveau de $15 \cdot 10^{-3} \mu\text{K}^2\text{sr}$, ce qui est cohérent avec deux autres études indépendantes sur la question.

L'effet Sunyaev-Zeldovich pourrait donner un effet. Néanmoins, cet effet devrait être le plus important dans la direction de l'amas Coma, et il y est à peine décelable avec la plus haute résolution, bien que l'on connaisse la direction à examiner. Il peut donc être considéré comme négligeable relativement à la surface du ciel.

1.17.6. Gaussianité

Le spectre de puissance ne représente la totalité de l'information que dans le cas où la puissance du FCRM se présente comme gaussienne en tout point. Ceci est une prédiction d'une grande partie des modèles cosmologiques qui traitent de la génération des fluctuations du FCRM.

Le test de la gaussianité du FCRM est donc simultanément un test de la validité et de la complétude des résultats expérimentaux, ainsi que des modèles qui la prédisent. Malheureusement, il n'existe pas de façon canonique de tester la gaussianité.

Une méthode a été proposée par Minkowski en 1903, utilisant en fonction de T l'aire, le périmètre ainsi que le genre topologique de l'ensemble à une température supérieure à T .

Les résultats ne montrent pas de déviation de la gaussianité. Ceci peut avoir une importance pour l'évaluation des modèles d'univers primordial.

1.17.7. Corrections à apporter au spectre multipolaire

Il existe en principe deux corrections à apporter au spectre multipolaire tel que nous l'avons présenté :

- Pour les grands l , le recouvrement entre pixels induit une corrélation entre pixels voisins.
- Pour les petits l , le masquage du bruit rend les harmoniques sphériques non-orthogonales sur la partie conservée de la sphère céleste.

En outre, il faut considérer que le terme dipolaire mesuré par COBE a été soustrait des données de WMAP pour le calcul. Ceci a permis d'en améliorer substantiellement l'estimation.

1.17.8. Terme quadrupolaire

Le terme quadrupolaire peut être exprimé comme $Q_{\text{rms}} = \sqrt{5C_2/4\pi} = \sqrt{5/12}\Delta T_{l=2}$. Au bout de 4 ans de prise de données, COBE avait donné $Q_{\text{rms}} = 10_{-4}^{+7} \mu\text{K}$. Le résultat de WMAP est de $Q_{\text{rms}} = 8 \pm 2 \mu\text{K}$, ce qui est cohérent avec le résultat de COBE, avec une meilleure précision.

Cette valeur est faible, par comparaison avec des modèles courants de cosmologie primordiale. Mais la statistique sur 5 degrés de liberté est-elle significative ? Les T_{2m} sont 5 variables gaussiennes, dont les théories ne prévoient que les écarts-types.

1.17.9. Le spectre multipolaire — erreurs

Après l'extraction du spectre multipolaire, l'évaluation et la propagation des erreurs est un travail majeur. Ceci implique une évaluation robuste de la matrice

de Fisher — l'inverse de la matrice de covariance des erreurs sur les données. Les faits :

- a) que la coupure du ciel soit pratiquement de révolution, et,
- b) que les lobes des antennes soient aussi pratiquement de révolution et étroits simplifient son évaluation.

Deux méthodes ont été utilisées pour limiter le nombre d'opérations nécessaires à l'évaluation des erreurs, classiquement proportionnel au cube du nombre de pixels : la première¹ utilise l'inversion de la matrice de Fisher.

Par des opérations de préparation et de préconditionnement des matrices, cette méthode arrive à éviter son inversion pure et simple. Elle finit par un nombre d'opérations de l'ordre du carré du nombre de pixels.

La deuxième méthode² travaille directement sur le spectre multipolaire obtenu sans corrections. Un noyau linéaire est calculé par ailleurs pour en éliminer les défauts mentionnés. Ce noyau de transformation du spectre brut en spectre correct est obtenu par Monte-Carlo.

Le besoin en calcul est essentiellement défini par cette calibration Monte-Carlo du processus, fondamentalement parallélisable car chacune des simulations est indépendante. Il est proportionnel au nombre de pixels, multiplié par le nombre de passages Monte-Carlo (~ 100). Pour l'expérience WMAP, la deuxième méthode a été utilisée principalement, la première servant de contrôle.

1.17.10. Le spectre multipolaire — extraction

Pour le calcul final, les bandes K et Ka ont été omises : leur sensibilité au bruit de la Galaxie nuit aux petits l , et l'ouverture de leur lobe nuit aux grands.

Ceci étant, leur analyse et leur rôle dans l'estimation du bruit galactique ont été de toute première importance.

Les données de base pour l'établissement du spectre multipolaire sont donc les résultats des détecteurs polarisants Q, V et W.

1.17.11. Le spectre multipolaire — interprétation

Le spectre multipolaire correspond bien aux modèles que l'on peut faire de l'évolution d'un univers avec une constante cosmologique importante, et une densité de matière froide, bien supérieure à la densité de matière baryonique directement observable (étoiles et gaz), ou donnée par la nucléosynthèse primordiale. Le tout aboutit à un univers dont la partie spatiale est pour l'essentiel euclidienne. C'est le modèle que l'on appelle Λ CDM, soit constante cosmologique et « Cold Dark Matter ».

1. Oh *et al.* astro-ph/9805339.

2. Hivon *et al.* astro-ph/0105302.

L'ajustement sur le spectre multipolaire d'un modèle Λ CDM est remarquable, même en ajoutant les points à l élevé d'ACBAR et CBI. La fonction de corrélation angulaire est pourtant en désaccord, probablement à cause des petits l : les données de WMAP chutent rapidement avec α , deviennent légèrement négatives, puis se stabilisent autour de zéro. La prédiction Λ CDM a un mouvement de plus grande ampleur vers les corrélations négatives, puis un ressaut très marqué vers les valeurs positives. Comme ceci n'implique que 2 changements de signe, il est probable que cela a à voir avec les tous petits l , et on peut être en présence d'une fluctuation statistique, ou de l'effet de la réionisation.

1.17.12. Le spectre multipolaire de corrélation avec la polarisation

La polarisation du FCRM est faible. Il est donc très difficile de rechercher les corrélations de polarisation d'un point à l'autre. Les corrélations entre la polarisation et la température sont mieux marquées. Il faut définir une composante scalaire de la polarisation. Pour chaque paire de points, on fait donc la corrélation entre la température en un point et la polarisation mesurée à l'autre point, parallèlement à l'arc de grand cercle joignant les points.

On désignera cette corrélation par TE .

La polarisation du FCRM est essentiellement due à la diffusion Thomson des photons sur les électrons libres d'un milieu inhomogène. La polarisation observée n'est due qu'à la dernière longueur optique traversée, soit la zone de recombinaison. Les modèles d'oscillation correspondant à un Λ CDM donnent des pics de corrélation multipolaire TE et TT en quadrature de phase. C'est bien ce que l'on observe.

Cependant, les $l \leq 10$ s'écartent notablement de cette règle. Ceci peut être interprété comme une phase tardive de réionisation de la matière de l'univers, correspondant à la naissance des premières étoiles. Ces étoiles, dépourvues de métaux, rayonnent fortement dans l'UV, au sein d'un milieu resté encore dense, qui se réionise.

Le fait que cet épisode soit bien plus tardif que la recombinaison ($z \approx 20$) porte les corrélations angulaires à de beaucoup plus grandes valeurs de l'angle, ou inversement, de bien plus petites valeurs de l . Ceci situerait l'apparition des premières étoiles dans l'univers à environ 200 Myr du Big Bang, jetant un jour nouveau sur le mécanisme des premiers effondrements non-linéaires de matière.

1.18. Conclusions sur les paramètres cosmologiques

Les données de WMAP confirment le modèle basé sur un ensemble de données cohérentes entre elles, et lui donnent une base quantitative précise.

Le modèle de Λ CDM, à courbure spatiale à peu près négligeable, est appuyé par tout un ensemble d'observations :

— l'ensemble des mesures du FCRM avant WMAP, de COBE à ARCHEOPS, ACBAR et CBI ;

— la valeur de H_0 déterminée par les observations faites avec le HST par les diverses méthodes que nous avons évoquées, calibrées sur une mesure de distance primaire (Céphéides) allant 10 fois plus loin que les mesures faites du sol (30 Mpc) ;

— la courbe de décélération de l'univers déterminée à partir des SN Ia ;
 — l'inhomogénéité à grande échelle des amas et super-amas de galaxies ;
 — l'inhomogénéité du gaz intergalactique telle que déterminée par la forêt Lyman α .

Toutes ces données convergeaient lentement vers un modèle Λ CDM de courbure spatiale nulle, que vient corroborer de façon spectaculaire l'analyse des résultats de WMAP.

La présence d'une époque de réionisation n'est pas en contradiction, mais on ne s'attendait pas à la voir survenir à si grand z .

Les données de WMAP fournissent des précisions qualitatives sur le modèle que l'on peut utiliser :

— le spectre multipolaire de la température, en leur rapport avec la corrélation multipolaire température-polarisation implique une structure adiabatique des ondes acoustiques précédant la recombinaison, c'est-à-dire où le rapport matière/photons reste constant ;

— ces ondes apparaissent gaussiennes ;
 — l'hypothèse de nullité de la constante cosmologique dans un univers plat est exclue à plus de 7 écarts-types.

1.18.1. Meilleur ajustement des paramètres cosmologiques

La précision des données de WMAP permet de confirmer une prédiction du modèle d'inflation, en ce que le spectre des fluctuations primordiales n'est pas une puissance fixe du nombre d'onde k , mais légèrement variable en fonction de k : $P(k) = P(k_0) \exp(n_s(k_0) \ln k/k_0 + dn_s/(2d \ln k) \ln^2 k/k_0)$. Il n'est pas possible avec les données actuelles de poursuivre le développement au-delà du second ordre.

Pourtant l'ajout de ce terme du second ordre améliore sensiblement l'ajustement global des données fournies par WMAP. On obtient l'ensemble de paramètres suivants, en ajoutant quelques données non fournies avec précision par WMAP :

— La température moyenne du FCRM mesurée par COBE.
 — Les points du spectre multipolaire de la température situés au-delà de la résolution de WMAP, fournis par ACBAR et CBI.
 — Le spectre des fluctuations de densité des galaxies fourni par le catalogue 2dFGRS.

Qualitativement, les données de WMAP contraignent les propriétés de l'univers de la façon suivante :

— La détection d'une réionisation vers $z = 20$ exclut la présence d'une quantité appréciable de matière noire chaude, car le mouvement de celle-ci empêche l'agrégation de petits objets jusqu'à un $z \sim 8$.

— La détermination d'un indice de fluctuation variable avec l'échelle peut servir à comprendre pourquoi le halo est plus étalé pour les galaxies naines que pour les galaxies de taille normale.

— Bien que les données de WMAP en elles-mêmes soient insuffisantes pour caractériser les constantes de la cosmologie, leur combinaison avec une donnée supplémentaire :

- mesure avec le HST de H_0 ,
- fluctuations des galaxies par 2dFGRS,
- mesure de q_0 par les supernovæ de type Ia,

permet de fixer l'énergie noire à 73 % de l'énergie de l'univers, et de préciser son équation d'état par $w_\Lambda < -0.73$ à 95 % de niveau de confiance. Les résultats pour les principaux paramètres cosmologiques sont donnés dans le tableau qui suit : (voir tableau page suivante).

1.18.2. Commentaires sur les paramètres ajustés

Densité baryonique $\Omega_b h^2$: WMAP mesure la densité baryonique au moment de la recombinaison par le rapport entre les amplitudes des pics pairs et des pics impairs. La densité baryonique intervient ici via la masse effective des oscillateurs correspondants, les baryons étant fortement couplés au plasma de photons par leurs interactions électromagnétiques. Le résultat du meilleur ajustement global est de $\Omega_b h^2 = .00224 \pm .0009$. Ceci est compatible avec les résultats tirés de la nucléosynthèse primordiale.

Le modèle du Big Bang est renforcé par cette cohérence entre des valeurs obtenues pour $z_r = 10^3$ (recombinaison) et $z = 10^9$ (nucléosynthèse).

Constante de Hubble H_0 : L'ajustement global fournit, notamment à partir de l'âge de la recombinaison et de $\Omega_m h^2$, une valeur de la constante de Hubble 71_{-3}^{+4} km/s/Mpc, cohérente avec la valeur donnée par le HST, introduite dans l'ajustement avec une erreur plus grande ($72 \pm 3 \pm 7$ km/s/Mpc).

Âge de l'univers t_0 : La taille de l'horizon au découplage est déduite de l'écartement des pics acoustiques du spectre multipolaire, et donne $z_r = 1089 \pm 1$. On obtient, en remontant l'évolution du temps, $t_0 = 13.7 \pm .2$ Gyr. Ceci recoupe les estimations antérieures :

- Échappement de la séquence principale dans les amas globulaires : 12 ± 1 Gyr ;
- Naines blanches les plus froides dans les amas globulaires : $12.7 \pm .7$ Gyr ;
- Datation nucléaire : 15.6 ± 4.6 Gyr.

« Meilleurs » paramètres cosmologiques après l'expérience WMAP (astro-ph/0302207)				
Description	Symbole	Valeur	incertitude +	incertitude -
Densité totale	Ω_{tot}	1.02	0.02	0.02
Équation d'état du vide	w	< -0.78	à 95 % CL	—
Densité d'énergie noire	Ω_Λ	0.73	0.04	0.04
Densité de baryons	$\Omega_b h^2$	0.0224	0.0009	0.0009
Densité de baryons	Ω_b	0.044	0.004	0.004
Densité de baryons (cm^{-3})	n_b	$25 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	10^{-8}
Densité de matière	$\Omega_m h^2$	0.135	0.008	0.009
Densité de matière	Ω_m	0.27	0.04	0.04
Densité de neutrinos légers	$\Omega_\nu h^2$	< 0.0076	à 95 % CL	—
Température du FCRM (K) ^a	T_{CMB}	2.725	0.002	0.002
Densité de γ du FCRM (cm^{-3}) ^b	n_γ	410.4	0.9	0.9
Rapports baryons/ γ	η	$61 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$
Rapports baryons/matière	$\Omega_b \Omega_m^{-1}$	0.17	0.01	0.01
Constante de Hubble	h	0.71	0.04	0.03
Spectre des fluctuations ^c				
Normalisation	$P(k_0)$	0.833	0.086	0.083
Indice scalaire ^c	n_s	0.93	0.03	0.03
Pente de l'indice ^c	$dn_s/d \ln k$	-0.031	0.016	0.018
Fluctuations à $8 h^{-1}$ Mpc	σ_8	0.84	0.04	0.04
Abondance des amas à bas z	$\sigma_8 \Omega_m^{0.5}$	0.44	0.04	0.05
Tenseur/Scalaire ($k_0 = 500$ Mpc)	r	< 0.71	à 95 % CL	—
Au découplage				
Décalage vers le rouge	z_{dec}	1089	1	1
Épaisseur (FWHM)	Δz_{dec}	195	2	2
Age (kyr)	t_{dec}	379	8	7
Durée (kyr)	Δt_{dec}	118	3	2
Horizon du son ($^\circ$)	θ_A	0.598	0.002	0.002
Horizon du son (Mpc) ^d	r_s	147	2	2
Distance diamètre-angulaire (Gpc)	d_A	14.0	0.2	0.3
Échelle acoustique ^d	ℓ_A	301	1	1
Réionisation (95 % CL)				
Décalage vers le rouge	z_r	20	10	9
Épaisseur optique	τ	0.17	0.04	0.04
Age (Myr)	t_r	180	220	80
Égalité matière-énergie	z_{eq}	3233	194	210
^a	de COBE (Mather <i>et al.</i> 1999).			
^b	dédit de COBE (<i>ibid.</i>).			
^c	à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$, $l_{off} \approx 700$.			
^d	$\ell_A \equiv \pi \theta_A^{-1}$, $\theta_A \equiv r_s d_A^{-1}$.			

Densité totale de matière $\Omega_m h^2$: Contrairement aux baryons, dont les fluctuations accompagnent celles du plasma de photons, et influent sur le spectre harmonique, la matière noire est faiblement couplée aux oscillations du plasma, uniquement par la gravitation. Elle n'influence donc substantiellement que les bas l , donnant, par perte d'énergie gravitationnelle des photons au moment du découplage, l'effet de Sachs-Wolfe. Un paramètre caractérise cet effet, c'est la valeur z_{eq} de z pour laquelle la densité de matière totale est égale à la densité des photons. L'erreur sur $z_{eq} = 3230 \pm 200$, étant relativement grande, $\Omega_m = .27 \pm .04$ a une incertitude de 5 %. Une estimation antérieure basée sur la dispersion du spectre des fluctuations en vitesse et densité des galaxies avait donné $\Omega_m = .27 \pm .06$.

1.18.3. Confirmation des théories d'inflation

— Les théories d'inflation ont été inventées essentiellement pour expliquer le fait que l'univers soit encore à peu près plat, malgré son âge et l'instabilité de cette propriété. Il a fallu trouver un mécanisme permettant des conditions initiales donnant une platitude rigoureuse. Dans les théories d'inflation, l'univers primordial subit une expansion exponentielle ayant pour conséquence d'effacer tout effet de courbure éventuellement préexistant. Le meilleur ajustement de WMAP donne une courbure totale actuelle rapportée à la courbure critique de $\Omega_{tot} = 1.02 \pm .02$.

— Les théories d'inflation prédisent des fluctuations de densité, conséquences des fluctuations quantiques de l'univers primordial, qui ont été étirées par le facteur d'inflation. Elles doivent donc être gaussiennes. Les critères de Minkowski appliqués aux résultats de WMAP sont tout à fait compatibles avec cette prédiction.

— Les fluctuations prédites par l'inflation ne sont pas limitées à l'horizon au moment du découplage, parce qu'elles ont été étirées par l'inflation depuis leur origine dans l'univers primordial. La mesure par WMAP de corrélation température-polarisation pour des valeurs de $l \leq 100$ confirme l'existence de mécanismes indépendants de l'horizon au moment de la recombinaison.

— Les théories d'inflation prédisent un spectre des fluctuations voisin mais pas tout à fait égal à celui des fluctuations quantiques primordiales, c'est-à-dire avec une dépendance en puissance presque constante du nombre d'onde, ce qui est vérifié par WMAP.

1.18.4. Sélection des théories d'inflation

— Certaines mesures sont susceptibles d'éliminer certains modèles : r , le rapport entre le spectre de fluctuations tensorielles aux scalaires, n_s , la pente du spectre de fluctuations, dn_s/dk , sa variation. Par ailleurs, certaines théories prévoient des fluctuations « isocourbure », où photons et baryons se déplacent en sens inverse, leurs variations de densité se compensant, contrairement aux fluctuations adiabatiques où la proportion reste constante. WMAP a montré que l'ajout de ce type de fluctuations est superflu.

— L'ajustement tenant compte de ACBAR, CBI, 2dFGRS et de la forêt Lyman α couvre un grand intervalle d'échelles, et l'indice spectral des fluctuations dépasse 1 pour les échelles les plus grandes, et tombe en-dessous de 1 pour des échelles plus petites. Ceci est une caractéristique peu fréquente parmi les modèles.

2. Rapport d'activité du Laboratoire

2.1. Neutrinos

La construction de l'expérience Borexino est finie. Tout est en place. Le vaisseau en nylon est au pied du tank, prêt à être gonflé. On peut remplir le détecteur aussitôt après.

Une mauvaise nouvelle est que l'ensemble a été arrêté par la justice italienne pour enquête sur une infraction éventuelle aux règles de sécurité. Durant l'hiver, des scellés ont été apposés sur les pompes, empêchant d'utiliser le liquide scintillant. Depuis mai, l'accès au hall est interdit, et l'avenir est incertain.

En attendant des jours meilleurs, le groupe s'intéresse aux projets d'expérience sur les neutrinos de réacteurs nucléaires, domaine où le Laboratoire a acquis une notoriété. Il y a notamment une forte discussion internationale (US, Japon, France, Allemagne, Russie) sur la possibilité d'améliorer Chooz pour mesurer θ_{13} avec une précision accrue d'un ordre de grandeur. Il faudrait deux détecteurs, l'un à quelques centaines de mètres des réacteurs, l'autre au-delà du km (idéalement vers 1,7 km) pour cela. Le site idéal n'est pas encore trouvé.

2.2. Rayons cosmiques chargés

L'étude des rayons cosmiques est essentielle pour la compréhension des mécanismes astrophysiques à l'œuvre dans l'univers. Durant les trois dernières décennies, plusieurs de ces rayons d'énergie supérieure à 10^{20} eV ont été observés par divers détecteurs. Aussi rare qu'elle soit, l'arrivée dans l'atmosphère terrestre de particules ou de noyaux ayant une énergie aussi importante reste inexpiquée, et il est nécessaire, pour comprendre ce phénomène, de mesurer avec précision la distribution en énergie des particules, leur direction et de déterminer leur nature.

Le flux de ces particules, extrêmement faible, est estimée à $0,02/\text{km}^2/\text{an}$. L'obtention d'une centaine d'événements par an exige donc un détecteur couvrant une très grande surface au sol.

2.2.1. Auger

Le dispositif. L'Observatoire Pierre Auger sera un détecteur *hybride*, constitué de deux réseaux géants (d'environ $3\,000\text{ km}^2$ chacun) et d'un ensemble de télescopes à fluorescence ayant la même couverture géométrique que le réseau. Chacun des réseaux est constitué d'environ 1 600 stations autonomes régulièrement réparties.

L'origine des rayons cosmiques d'énergie ultime étant inconnue, il faut pour cette recherche deux sites donnant une couverture aussi uniforme que possible du ciel. Cette couverture est optimale, avec la technique et l'implantation choisies.

Une première étape, le *réseau test*, de surface légèrement inférieure au plus grand réseau actuellement en fonctionnement (AGASA au Japon), fonctionne. Les divers éléments en sont encore des prototypes. À partir de 2003 et jusqu'à 2005, l'observatoire austral sera progressivement installé et nous avons recueilli cette année nos premières données physiques, grâce au réseau test.

Parmi 19 pays et une cinquantaine d'institutions, la participation française, fortement pluridisciplinaire, regroupe des laboratoires appartenant à trois départements du CNRS.

Réalisations du Laboratoire. Les activités du Laboratoire, au sein de cette collaboration, portent essentiellement sur les points suivants :

Électronique des Stations. Le contrôleur de station est le centre névralgique du système d'acquisition du réseau. Le Laboratoire en a la responsabilité complète, tant pour sa conception et sa construction que pour la réalisation du logiciel d'acquisition des données.

Mesure du temps d'arrivée des particules de la gerbe. Cet équipement est sous la responsabilité du laboratoire *du Temps et des Fréquences* de l'Observatoire de Besançon. Notre équipe a fortement participé à la conception du premier prototype et a été associée à sa réalisation. Nous avons réalisé et testé la puce qui réunit en un seul composant électronique les fonctions de cette carte.

Stations-relais pour les télécommunications. Les prototypes de cette électronique sont également utilisés dans les stations de base.

Le réseau test. Nous avons envoyé sur le site de Malargüe l'ensemble des cartes prototypes qui ont contribué à l'acquisition des données du réseau test depuis juillet 2001.

À cette date, le premier détecteur du rayonnement de fluorescence était déjà en fonctionnement. Nous avons depuis enregistré quelques dizaines d'événements hybrides, possédant à la fois les données de ce détecteur et du réseau.

Carte unifiée. La place centrale qu'occupe le Laboratoire pour l'électronique nous a valu la responsabilité de l'unification de ces modules en une carte unique et définitive qui doit équiper les stations à partir de 2003.

Nous avons donc construit et testé un prototype de cette carte puis avons conclu un important marché de réalisation. Les 10 premières cartes actuellement en test vont être envoyées en Argentine pour équiper les nouvelles stations. Si les essais sont concluants, nous lancerons la production massive de ces cartes et devrions avoir de l'ordre de 200 stations supplémentaires en fonctionnement à la fin de 2003.

Analyse des données. Avec l'IPN et le LAL d'Orsay et le LPNHE de Paris VI et VII, le Laboratoire forme un groupe de travail pour analyser les données.

L'étude des premiers événements est en cours et les premiers résultats très encourageants.

Beaucoup de travail reste à faire pour atteindre les précisions prévues et c'est vers ce but que vont tendre les efforts au cours des prochaines années.

Entre 2003 et 2005, l'Observatoire Pierre Auger grandira jusqu'à atteindre sa taille finale. Les détecteurs étant modulaires, toute adjonction de stations ou de détecteurs de fluorescence contribue immédiatement à l'augmentation de la statistique.

2.2.2. EUSO

L'expérience EUSO se propose d'étudier les rayons cosmiques de très haute énergie dans l'atmosphère en observant celle-ci à partir de la Station Spatiale Internationale, vu la fluorescence importante que provoquent les gerbes cosmiques à leur traversée de l'atmosphère.

Le Laboratoire a la responsabilité de sa surface focale. Le bureau d'études en étudie la mécanique, et l'implantation des 5 500 photomultiplicateurs. Actuellement en phase A (faisabilité), le projet devrait passer en phase B (définition préliminaire) d'ici à la fin de l'année.

En outre, il développe un banc d'étude de la fluorescence, destiné à évaluer et quantifier la fluorescence émise lors du passage d'électrons dans un mélange d'azote/oxygène en fonction du nombre d'électrons et des pressions d'azote et d'oxygène.

2.3. Rayons Gamma cosmiques

HESS. Dans la nuit du 4 au 5 mars 2003, malgré la saison des pluies en Namibie, la deuxième caméra du système de télescopes HESS (High Energy Stereoscopic System) a commencé à observer le ciel austral en rayons gamma.

Les données prises au cours de cette nuit ont démontré le bon fonctionnement des 2 télescopes ; des signaux ont été observés en coïncidence entre les 2 caméras, prouvant qu'elles voient la lumière Cerenkov d'une même gerbe atmosphérique ; l'analyse des 2 images simultanées permet de déterminer avec précision la direction de provenance de la gerbe, soit du rayon gamma l'ayant initiée, et donc de rejeter une proportion importante du bruit de fond hadronique isotrope.

Le premier télescope est opérationnel depuis l'été 2002 et l'installation des caméras 3 et 4, complétant la phase I du projet, est prévue pour la fin de l'année 2003. À cette date l'expérience HESS disposera d'une sensibilité inégalée dans le domaine des gamma de haute énergie pour étudier les objets les plus violents du ciel austral.

Le Laboratoire a participé à la construction des caméras et modestement à leur installation sur le site, mais a une contribution importante dans la modélisation des télescopes et dans l'analyse des données.

CELESTE. L'installation du contrôle des héliostats de CELESTE est maintenant terminée.

2.4. Cosmologie Observationnelle

L'année 2002-2003 a été une année très riche pour le groupe de cosmologie observationnelle du laboratoire de physique corpusculaire et cosmologie du Collège de France. Sur chacune des deux lignes de recherche, la recherche d'objets massifs présents dans le halo des galaxies et l'étude des anisotropies du fond diffus cosmologique, des résultats constituant des avancées décisives dans leur domaine ont été obtenus par les groupes dans lequel le groupe de cosmologie observationnelle du laboratoire a eu un rôle central :

Collaboration POINT-AGAPE. Recherche d'objets massifs contenus dans le halo des galaxies.

Suite aux observations préliminaires que notre groupe avait effectuées entre 1994 et 1996 sur le télescope Bernard Lyot de l'observatoire du Pic du Midi, nous avons obtenu du temps d'observation entre 1999 et 2001 sur le télescope de 2,5 m Isaac Newton aux Canaries. L'analyse préliminaire des données 1999-2000 a permis de mettre en évidence quatre événements brillants et de courte durée qui constituent la première détection d'un phénomène de microlentille gravitationnelle sur une étoile de la galaxie d'Andromède. Ce très joli résultat ne permet pas de conclure encore de façon définitive sur le contenu en objets massifs du halo de la galaxie d'Andromède et de notre galaxie mais nous avons obtenu une indication forte que leur contribution n'excédait pas 25 %.

Anisotropies du fond diffus cosmologique : collaborations ARCHEOPS et PLANCK.

ARCHEOPS est une expérience de mesure du rayonnement fossile dont l'étude est essentielle pour obtenir des informations précises sur l'évolution de l'Univers : densité, taux d'expansion, âge, etc. Conçue comme un prototype de l'instrument à haute fréquence du futur satellite PLANCK, qui sera lancé en 2007 par l'Agence Spatiale Européenne, ARCHEOPS est une expérience embarquée sous ballon stratosphérique. Le 7 février 2002, lors de son dernier vol d'une durée de 19 h assuré par le CNES depuis la base de Kiruna en Suède, ARCHEOPS a permis d'obtenir des mesures des fluctuations de la température du rayonnement fossile, parmi les plus précises jamais obtenues dans la gamme d'échelles angulaires allant de 1 à 10° et sur 30 % du ciel. Ces mesures confirment que l'Univers est spatialement plat et appuient une estimation de son contenu en matière ordinaire en accord avec la théorie du Big Bang (nucléosynthèse primordiale). L'équipe du Laboratoire qui

participe à ce projet a eu des contributions importantes, tant sur l'aspect instrumental que sur celui de l'analyse des données.

Depuis, une équipe américaine a publié les premiers résultats obtenus avec le satellite WMAP, plus précis encore. La technique utilisée pour WMAP trouve probablement son aboutissement, alors que l'utilisation pour ARCHEOPS/PLANCK de détecteurs ultra-froids permet un saut qualitatif majeur.

Le Laboratoire participe avec le CNES à l'étalonnage au sol de l'instrument haute fréquence et à l'analyse des données polarisées du fond diffus cosmologique : étude et implantation du système optique dans la cuve cryogénique, réalisation d'une sphère diffusante par trous aléatoires, montage et alignement de l'ensemble sur une platine test, réplique de la platine de la cuve cryogénique, réalisation et mise au point d'un cryostat à 77 K afin de tester la roue porte-filtre dans le vide, avant son montage dans la cuve cryogénique.

Les documents qualité relatifs à cette activité ont été rédigés pour l'essentiel.

2.5. Service d'Informatique

Pour les tâches d'intérêt général, l'essentiel s'est porté sur la mise en place du réseau pour les nouveaux locaux (2^e et 3^e étages), et l'installation des bureaux et d'une salle de serveurs au 2^e étage.

Pour les expériences, les contributions principales ont été la fin de l'installation du contrôle des héliostats de CELESTE, l'installation des logiciels d'Auger sur les prototypes des nouvelles cartes d'acquisition des stations locales, ainsi que la montée en puissance de la participation à la calibration et au niveau 1 de déclenchement de la partie HFI de Planck.

2.6. Service de mécanique

Pour les études au profit des diverses expériences, le service utilise essentiellement les logiciels EUCLID, CATIA, SOLID EDGE pour la CAO, ACORD et SAMCEF pour les calculs. Les prototypes sont usinés sur les machines classiques et la fraiseuse à commande numérique de l'atelier. Pour préparer l'implantation sur le site de Paris-Rive gauche à Tolbiac, un effort important de formation est entrepris et va se poursuivre, notamment pour les salles propres, le calcul, la cryogénie, le vide ainsi que dans le domaine de l'assurance-qualité et la gestion de projets.

2.7. Service administratif

Le service administratif du PCC a réorganisé le groupe de gestion. Chacune des trois gestionnaires du service assure la gestion de tous les crédits alloués aux groupes de recherche et services techniques dont elle est chargée (commandes, factures et missions).

Aussi et surtout, il accompagne la montée en puissance de la jeune fédération Astroparticule et Cosmologie « APC » (FR 2562), dont le PCC est membre fondateur et qui doit se transformer en UMR en janvier 2005. C'est alors que le laboratoire APC rejoindra ses nouveaux locaux sur le site de Tolbiac. La création de cette nouvelle structure induit une charge de travail supplémentaire, mais c'est aussi l'occasion de voir naître et grandir un nouveau laboratoire de recherche et de contribuer à sa réussite.