

La Physique des Particules et la Cosmologie

Ruth Durrer

Université de Genève
Département de Physique Théorique
24 Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève, Suisse

Résumé

L'univers primordial nous permet de tester les théories des ultra-hautes énergies qui sont inaccessible dans des laboratoires terrestres. Les observations cosmologiques contiennent de l'information sur la physique des particules à très hautes énergies tout à fait complémentaire aux expériences standards de la physique des particules.

Un exemple important du lien si fructueux entre la cosmologie et la physique des particules est donné dans mon premier cours sur les anisotropies du corps noir cosmique. Dans ce deuxième cours, je discuterai d'autres exemples comme l'inflation, le fond cosmique de neutrini, le problème de la matière noire et de la constante cosmologique ou de la 'quintessence'. Dans mon cours j'exemplifie le lien étroit entre la cosmologie et la physique des particules en analysant l'impact de certaines expériences cosmologiques sur notre compréhension de la physique des hautes énergies.

1 Introduction

L'univers à grande échelle est très isotrope. La meilleure évidence en est donnée par l'isotropie du fond cosmique micro-onde (FCM). A part une anisotropie dipolaire qui peut être expliquée par notre mouvement par rapport à la sphère d'émission, ce rayonnement est isotrope à un part à 10^4 (voir Fig. 1). Des anisotropies positives ont été mesurées pour la première fois par l'expérience DMR (Differential Microwave Radiometer) à bord du satellite COBE (Cosmic Background Explorer) [1]. Combinée avec le principe cosmologique, c'est-à-dire l'hypothèse que notre position dans l'univers soit générique, l'isotropie implique que l'univers est aussi homogène.

Les solutions homogènes et isotropes des équations d'Einstein sont les univers de Friedmann et Lemaître [2]. La géométrie des section spatiales à

temps constant sont des espaces à courbure $K = \text{constante}$ qui sont soit en expansion soit en contraction. L'univers observé est en expansion avec une vitesse $H_0 = 100h \text{ km/s/Mpc}^1$, où $0.5 \leq h \leq 0.8$ est un facteur qui quantifie l'incertitude actuelle du paramètre de Hubble, H_0 [5].

La métrique d'un univers de Friedmann-Lemaître est déterminée par le facteur d'échelle, $a(t)$, et la courbure K .

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\gamma_{ij}dx^i dx^j, \quad (1)$$

où γ est la métrique tri-dimensionnelle d'un espace à courbure constante. Les équations d'Einstein lient l'évolution du facteur d'échelle avec la densité d'énergie, ρ et la pression, p du fluide cosmique,

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{K}{a^2} = \frac{8\pi}{3}G\rho + \frac{\Lambda}{3}, \quad (2)$$

$$\dot{\rho} = -3(\rho + p)\left(\frac{\dot{a}}{a}\right). \quad (3)$$

À un temps t donné, le paramètre de Hubble est $H(t) = \dot{a}/a$, et deux objets 'au repos' par rapport aux coordonnées (x^μ) s'éloignent avec la vitesse $\dot{r} = Hr$.

Pour compléter le système d'équations il faut encore une troisième équation, l'équation de la matière. Dans les cas les plus simples elle est de la forme $p = p(\rho)$, mais elle peut être plus compliquée, par exemple l'équation d'évolution d'un champ scalaire où une équation de Boltzmann.

Comme l'univers est actuellement en expansion, il était beaucoup plus dense dans le passé. Si dans le passé l'univers a été dans un état thermique, cette expansion est adiabatique et alors associée à un refroidissement. Dans le passé l'univers n'était donc pas seulement beaucoup plus dense mais aussi beaucoup plus chaud. Si les photons sont présents dans l'univers avec une abondance thermique, il y avait suffisamment de photons ultraviolets pour ioniser toute la matière baryonique quand l'univers avait une température d'environ $T \sim 0.3\text{eV} \sim 3000\text{K}^2$. Gamov fut le premier à prédire l'existence d'un tel fond cosmique de photons [3]. Penzias et Wilson le découvrirent par hasard en 1964 [4] et en 1978 ils obtinrent le prix Nobel pour cette découverte.

Quand l'univers était suffisamment chaud, les protons et neutrons n'étaient pas liés en noyaux avec $Z > 1$. Comme la densité de baryons n'était pas suffisante pour permettre un nombre important de réactions à plus de deux particules, l'univers a du refroidir jusqu'à une température de $T_{nuc} \sim 0.1\text{MeV}$ où

¹1Mpc = $10^6\text{pc} \simeq 3.26 \times 10^6$ années lumière

²Nous posons $k_{Boltzmann} = c = \hbar = 1$ dans ce cours.

le Deuterium devient stable et la formation des noyaux avec $Z > 1$ peut alors commencer. Presque tous les neutrons encore présents à cette température se combinent avec des protons pour former de l'He⁴. Cette nucléosynthèse qui se passe quand l'âge de l'univers est environ 100sec, mène à une abondance d'hélium d'environ 1/4. De l'He³, du deuterium et du Lithium se forment aussi en quantités beaucoup plus faibles. Comme l'abondance résultante d'un noyau donné ne dépend pas seulement de la physique nucléaire mais aussi de façon très sensible de la densité baryonique et du taux d'expansion, les mesures de ces abondances représentent un moyen pour déterminer la densité baryonique de l'univers [6]. En cosmologie on exprime une densité souvent en unité de la densité critique, $\rho_c = 1.8791h^2 \times 10^{-29} \text{g/cm}^3$, la densité d'un univers sans courbure et sans constante cosmologique. La nucléosynthèse limite la densité baryonique $\Omega_B = \rho_b/\rho_c$ entre

$$0.006 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.03 . \quad (4)$$

Ceci est une limite conservatrice qui comprend les incertitudes des mesures. Le fait que toutes les abondances des éléments légers, qui diffèrent par plus de 9 ordres de grandeurs (voir figure 2) sont en accord avec cette densité est une forte indication que le modèle standard de la cosmologie est environ correct jusqu'à $T \sim 1\text{MeV}$.

Le taux d'expansion dépend sensiblement du nombre de particules relativistes à $T = 0.1\text{MeV}$ et permet de limiter le nombre de neutrinos légers à $n_\nu \leq 3.4$, en bon accord avec les résultats des expériences des hautes énergies.

Quand l'univers est plus chaud que 0.5MeV , les électrons et positrons se produisent par collision de photons et ils sont en équilibre thermique avec ceux-ci. Un peu avant cette température, le taux des interactions faibles devient plus faible que le taux d'expansion de l'univers, et les neutrinos se découplent du plasma électrons/positrons et photon. Quand à $T = 0.5\text{MeV}$ les électrons/positrons s'annihilent toute l'entropie rechauffe le gaz des photons qui devient plus chaud que les neutrinos. Un simple calcul donne

$$T_\nu = (4/11)^{1/3} T_\gamma . \quad (5)$$

Ce fond de neutrinos a actuellement une température $T_\nu = 1.95\text{K} \sim 2 \times 10^{-4}\text{eV}$, ce qui correspond à une densité $n_\nu = 113/\text{cm}^3$. Sa détection est un déficit majeur de la cosmologie observationnelle. Jusqu'à ce jour aucune expérience n'a été conçue à cet égard!

A cause de leur basse énergie, la densité d'énergie de ces neutrinos est quand même très faible. Elle ne comporte que $\Omega_\nu h^2 = 2.6 \times 10^{-5} = 0.68 \Omega_\gamma h^2$. Cette situation change radicalement si un ou plusieurs neutrinos ont une masse dans l'intervalle $1\text{MeV} > m_\nu > 2 \times 10^{-4}\text{eV}$. Dans ce cas les neutrinos

sont relativistes au moment où ils cessent d'interagir ($T \sim 1\text{MeV}$), donc leur nombre relativiste est conservé, et ils sont non-relativiste aujourd'hui. Ceci donne $\rho_\nu = m_\nu n_\nu$ menant à

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_{\nu_i}}{93\text{eV}} \quad , \quad 2 \times 10^{-4}\text{eV} < m_{\nu_i} < 1\text{MeV} . \quad (6)$$

La somme s'étend sur les différentes sortes de neutrinos. Par exemple, si le $\Delta m^2 \sim 3.5 \times 10^{-3}\text{eV}^2$ mesuré par l'expérience Super Kamiokande[7] représente environ la masse du neutrino le plus lourd, on obtient un paramètre de densité $\Omega_{\nu SK} h^2 \sim 0.64 \times 10^{-3}$ ce qui est plus que dix fois moins que la densité baryonique totale, mais comparable avec la masse de toutes les étoiles.

A une température d'environ 100MeV , on suppose que la transition de confinement se passe et les quarks et gluons du plasma primordial se confinent en baryons. Il n'est pas clair si des traces observables se produisent lors de cette transition. Il y a l'hypothèse redoutée que la chute de la vitesse de son et donc de la masse de Jean lors de cette transition de phase (si elle est de premier ordre!) ait mené à la formation de trous noirs primordiaux à des masses comparables avec celle des astéroïdes qui pouvaient représenté de la matière noire [8, 9].

A une température $T_{ew} \sim 200\text{GeV}$ la transition électro-faible qui donne la masse aux W et Z est supposée d'avoir lieu. A des températures plus élevées, la masse du 'sphaleron' disparaît et les transitions non-perturbatives entre des états à différents nombres baryoniques ne sont pas supprimés [10]. Le nombre des baryons n'est donc pas conservé. Cette observation a motivé l'étude de la possibilité de l'asymétrie baryonique ayant été engendrée lors de cette transition. Pour cela, il faut que la transition électro-faible soit du premier ordre. Des progrès théoriques récents ont montré que ceci n'est pas le cas, on suppose même qu'il ne s'agit pas d'une vraie transition de phase mais d'un simple 'cross-over'[11].

Si l'univers atteint dans son passé des températures encore plus élevées que 200GeV , il se présente la possibilité d'étudier la physique à des énergies plus importantes que ceux atteintes dans les accélérateurs de particules. La convergence des constantes de couplage des interactions fortes, et électro-faibles à une énergie $E \sim 10^{16}\text{GeV}$ indique qu'une nouvelle transition devrait se présenter à cette énergie. Dans les sections suivantes nous allons étudier quels 'fossiles' d'une telle transition pouvaient être présents dans l'univers observable.

Aux énergies plus élevées que celle de Planck, $E_{Pl} = 10^{19}\text{GeV}$, la gravitation classique ne fait plus de sens. Par exemple, la longueur de Compton d'une particule d'une énergie $E > E_{Pl}$ est plus importante que la taille de l'horizon, l_{Pl} . A cette température la relativité générale doit être remplacé

par une théorie quantique de la gravitation, *e.g.* la théorie des super-cordes. Est-ce que l'univers observable contient des traces d'une telle époque? Des suggestions dans cette direction ont été élaborées récemment [12, 13, 14].

L'histoire thermique de l'univers est esquissée dans la figure 3.

2 Inflation

Pour expliquer les énigmes cosmologiques qui ont provoqué l'idée de l'inflation [15] nous présentons d'abord quelques développements formels.

Nous incluons une possible constante cosmologique comme énergie du vide dans la densité d'énergie totale, $\rho_V \equiv \Lambda/8\pi G$, $\rho \rightarrow \rho + \rho_V$ et $p_V = -\rho_V$, $p \rightarrow p + p_V$. Les équations de Friedmann (2,3) s'écrivent alors

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{K}{a^2} = \frac{8\pi}{3}G\rho, \quad (7)$$

$$\dot{\rho} = -3\rho(1+w)\left(\frac{\dot{a}}{a}\right), \quad (8)$$

où nous avons défini $w = p/\rho$. Ces éqs. impliquent

$$\left(\frac{\ddot{a}}{a}\right) = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p). \quad (9)$$

Le paramètre de décélération est défini par

$$q \equiv -\frac{\ddot{a}/a}{(\dot{a}/a)^2} = 1/2\Omega(1 + 3w). \quad (10)$$

Les paramètres Ω , q et w dépendent, en général, du temps. Si nous supposons $\rho + 3p > 0$ pour toujours (la condition forte de l'énergie), il est $0 \leq q$ ce qui implique que le facteur d'échelle a atteint zéro dans le passé fini. Ce moment est appelé le 'big bang' et on choisit la valeur de ce temps $t_{bb} = 0$. A ce temps la métrique devient singulière et la courbure diverge. Ceci représente le premier problème de la cosmologie de Friedmann et Lemaître: il y a une singularité dans le passé fini. Dans la suite nous appelons des univers Friedmann qui satisfont à l'inégalité $\rho + 3p > 0$ des univers Friedmann 'standard'.

Le deuxième problème est en effet rien qu'une conséquence du premier: La distance laquelle un photon traverse depuis le big bang jusqu'au temps t , appelé l'horizon de particule au temps t , est donnée par

$$\ell_H(t) = a(t) \int_0^t \frac{dt'}{a(t')}. \quad (11)$$

Nous supposons toujours $\rho + 3p > 0$. Eq. (8) alors implique que ρ croît plus vite vers le passé que $1/a^2$. Il existe donc un temps, t_K tel qu'on peut négliger la contribution de la courbure dans éq. (7) pour $t < t_K$ et on obtient

$$a(t) \propto t^\alpha \quad , \quad \alpha = \frac{2}{3(1+w)} < 1 \quad , \quad \text{pour } t < t_K \quad . \quad (12)$$

Dans ce cas l'intégral (11) converge et, typiquement, $\ell_H(t) \sim Ct$ où C est une constante d'ordre unité. Par exemple, dans un univers dominé par de la matière non-relativiste, $w = 0$, il est $C = 3$ et dans un univers dominé par de la matière relativiste, $w = 1/3$, il est $C = 2$.

Avec cette relation pour la taille de l'horizon à l'époque du découplage entre matière et rayonnement (re-ionisation) $\ell_H(t_{dec})$, on trouve que $\ell_H(t_{dec})$ suspend aujourd'hui un angle d'environ un degrés sur la sphère de dernière diffusion. En cosmologie standard, des photon du FCM à une distance angulaire plus important que 1° ont donc jamais été en contact causal avant d'être émis. Il se pose alors la question comment des photons, parvenant des directions beaucoup plus éloignées que 1° , peuvent-ils avoir les mêmes températures? Cet énigme est appelé 'le problème de l'horizon'.

Le troisième problème est le problème de la platitude: les éqs. (7, 8) donnent

$$|\Omega - 1| = \frac{|K|}{\frac{8\pi G}{3}\rho a^2 - K} \quad . \quad (13)$$

Pour $\rho + 3p > 0$, le dénominateur du côté droit de cet équation est toujours décroissant dans un univers en expansion et alors $|\Omega - 1|$ est croissant. Dans un univers Friedmann standard, $\Omega = 1$ est un point fixe *instable* de l'évolution.

L'énigme est alors pourquoi $\Omega_0 = \Omega(t_0)$ est il si proche a 1? Pour quantifier cet question nous posons les limites généreuses $0.1 < \Omega_0 < 2$. En plus, nous supposons que l'univers fût dominé par son contenu de matière et radiation pendant tout le temps après, disons, la nucléosynthèse. Avec l' éq. (13) ceci implique pour l'époque de la nucléosynthèse

$$|\Omega(t_{nuc}) - 1| \lesssim (z_{eq}/z_{nuc})^2/z_{eq} \sim 10^{-16} \quad , \quad (14)$$

où $z(t) = a(t_0)/a(t) - 1$ représente le décalage vers le rouge subi par un photon émis au temps t . Ce résultat paraît comme un 'fine-tuning' extraordinaire qui demande une explication.

Il est clair que ces trois énigmes sont associés aux conditions initiales. Les conditions initiales d'un univers Friedmann standard sont acausales.

Si, dans une époque très tôt, la condition de l'énergie dominante est brisée, $\rho + 3p \not> 0$, l'univers n'a pas nécessairement une singularité dans le

passé, l'horizon de particule peut être infini et $\Omega = 1$ devient un point fixe *attractif* de l'évolution pendant cet époque. Une telle période est appelé une période 'inflationnaire'. Pendant une période inflationnaire Ω converge vers la valeur $\Omega = 1$, et si la période est suffisamment longue, nous avons encore aujourd'hui une valeur Ω très proche à 1. Toute autre valeur demande de nouveau un 'fine tuning' de la durée de l'époque inflationnaire et du temps de son fin, qui doit alors être tel que Ω commence à dévier de la valeur 1 juste à présent. Une prédiction générique de l'inflation est alors $\Omega = 1$.

Pendant l'inflation la source de la gravitation, $\rho + 3p$, est négative et la gravitation devient repulsive. L'expansion est alors accélérée par la gravitation, $q < 0$.

Les possibilités de réaliser une période inflationnaire sont très nombreuses et nous n'avons pas le temps pour entrer dans les détails. Il est néanmoins ces détails qui contiennent de l'information sur la physique de très hautes énergies. Nous mentionnons seulement l'exemple d'une énergie du vide, ρ_V dominante qui satisfait $\rho_V + 3p_V = -2\rho_V < 0$ et donc viole la condition forte de l'énergie.

Pendant une période inflationnaire une échelle de longueur donné croit plus vite que le paramètre de Hubble $H(t) = \dot{a}/a$. Des fluctuations quantique à petite échelle dilatent et ils 'gèlent' comme fluctuations classique de la densité d'énergie lorsqu'ils surmontent l'échelle de Hubble. Par exemple, dans un univers dominé par l'énergie du vide, ρ_V , le paramètre de Hubble,

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{8\pi G}{3}\rho_V = \Lambda/3 = \text{const.} ,$$

tandis que les échelles physiques, $r = ax \propto \exp(Ht)$ sont en croissance exponentielle.

Le spectre des fluctuations obtenu pendant une phase inflationnaire peut être calculé. Les détails dépendent du modèle inflationnaire précis, mais générique-ment on obtient un spectre du type 'Harrison-Zeldovich' (à des corrections logarithmiques près) [16]. Des fluctuations du type Harrison-Zel'dovich' engendrent un potentiel gravitationnel qui est indépendant de l'échelle (scale-invariant), $|\Phi(k)|^2 k^3 = \text{constant}$. De telles fluctuations engendrent des anisotropies de la température du FCM (dues à la propagation des photons le long des géodésiques de la géométrie perturbée) qui sont indépendantes de la séparation angulaire. Les résultats de l'expérience DMR [1], des anisotropies indépendantes de la séparation angulaire, sur toutes les échelles angulaires $7^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$, ont été considéré comme grand succès de l'idée inflationnaire³. Les détails des anisotropies du FCM sont sensibles aux paramètres

³Ils existent, néanmoins, aussi d'autres modèles qui engendrent des fluctuations in-

cosmologiques et aussi à certains aspects de la période inflationnaire. Des mesures précises de ces anisotropies comme ils sont planifiés, par exemple, pour l'expérience Planck [19] nous aident alors à contraindre la physique des énergies $E \sim 10^{16}$ GeV ! (Plus de détails sur les anisotropies du FCM peuvent être trouvés dans mon premier cours[18].

3 La constante cosmologique

Il y a quelques années, la plupart des cosmologistes a 'cru' que la densité d'énergie soit actuellement dominé par de la matière non-relativiste, $w = 0$ et alors $q_0 = 1/2\Omega_0$. On était donc convaincu que mesurer le paramètre de décélération soit équivalent à une détermination du paramètre de la densité de la matière.

Dans les années passées une nouvelle méthode qui permet de mesurer q_0 a été développée. L'idée de base est que les supernovae type Ia (SN Ia) soient des bougies standards, *i.e.* qu'ils émettent toutes la même luminosité L_e . Si on connaît cette luminosité intrinsèque, la distance (de luminosité), d_L , est donné par

$$f = \frac{L_e}{4\pi d_L^2}, \quad (15)$$

où f est le flux observé de la bougie standard. (La luminosité intrinsèque peut être déterminée par l'observation d'une SN Ia proche dont on connaît la distance par d'autres moyens que par la mesure du flux.)⁴

Il est supposé que les SN Ia qui ne montrent pas des lignes d'hydrogène, parviennent toutes des naines blanches qui surmontent la limite de Chandrasekhar et subissent une implosion gravitationnelle [22]. Il est donc assez bien justifié que le même processus physique émette toujours la même luminosité (dans la même bande spectrale), c'est-à-dire que les SN Ia soient des bougies standards.

La distance lumineuse d'un objet à un décalage z est donnée par[23]

$$d_L = H_0^{-1}[z + (1 - q_0)z^2 + \mathcal{O}(z^3)]. \quad (16)$$

Une détermination de d_L par une mesure du flux f et la connaissance de L_e nous permet alors de mesurer le paramètre de Hubble, H_0 et le paramètre

variant d'échelle, c'est-à-dire. du type Harrison-Zeldovich. Par exemple des défauts topologiques [17] ou des fluctuations provenant d'une époque 'pre-big bang' [14].

⁴L'idée que les SN Ia puissent servir comme bougies standards est vieille [20]. Mais elle est devenue vraiment puissante seulement après une correction empirique qui a fortement réduit la dispersion des courbes lumière[21], et après qu'un nombre suffisant des SN Ia à des décalage importants, $z > 0.3$ a été détecté.

de décélération, q_0 . La grande surprise a été que q_0 semble être négative, c'est-à-dire que l'univers soit en expansion accélérée! Dans la figure 3 [24] nous montrons les limites obtenues pour la densité de matière non-relativiste exprimé en Ω_M et pour une densité d'énergie du vide, Ω_Λ sous l'hypothèse que la densité d'énergie de l'univers actuel contienne ces deux composantes, $\Omega_0 = \Omega_M + \Omega_\Lambda$ et alors $q_0 = 1/2\Omega_M - \Omega_\Lambda$.

Pour la physique des particules ce résultat est très mystérieux: Comme la physique des particules sans gravitation n'est pas sensitive à une énergie constante (le zéro-point de l'énergie peut être choisi arbitrairement, un fait qui est utilisé de façon non-triviale pour la renormalisation dans la théorie des champs quantiques (par exemple dans le 'normal ordering!)), seul des sauts de l'énergie du vide lors des transformations de phase sont calculable. La différence de la densité d'énergie du vide lors d'une transformation des phase à une température T_c est typiquement de l'ordre $\rho_V \sim T_c^4$. Comme chaque transition de phase connue en physique des particules donne une valeur beaucoup top élevée pour la densité d'énergie du vide, on a longtemps cherché des mécanismes qui la fixent à zéro. Un tel mécanisme est la super-symétrie. La densité d'énergie du vide d'une théorie super-symétrique est toujours zéro. Mais comme la super-symétrie est brisé au plus tard à $T_s \sim 1\text{TeV}$, on attend quand même une densité du vide $\rho_V \sim (1\text{TeV})^4 \sim 10^{30}\text{g/cm}^3$ ce qui correspond à $\Omega_\Lambda \sim 10^{58}$!! Une densité du vide non-nulle, mais aussi petite comme la valeur suggérée par [24] reste une énigme complètement incompris dans le cadre de la physique des particules et la cosmologie classique.

Une issue possible de cette situation est la suivante: Les mesures de $q_0 < 0$ ne déterminent pas directement la constante cosmologique, mais elles demandent une espèce de matière avec $w < -1/3$. Une composante de matière satisfaisant à une telle équation d'état est appelée 'quintessence' ou 'funny matter'[25]. Il est bien connu que des champs scalaires avec des potentiels exponentiels qui approchent zéro pour $\phi \rightarrow \infty$ ne peuvent pas seulement satisfaire une équation d'état comme quintessence, mais ils évoluent dans un univers Friedmann tels que leur densité d'énergie reste toujours proche à la densité d'énergie de la matière [26]. La recherche du rôle de tels champs scalaires en physique des particules [27] et de leur conséquences cosmologiques [28, 29] est donc un sujet très actuel.

Une autre possibilité est, bien sure, que les expériences des SN Ia contiennent des erreurs systématiques mal comprises. Cette possibilité a été étudiée très soigneusement surtout dans la dernière publication [24], et elle n'a pas été confirmée.

Cette situation mystérieuse nous montre qu'à présent la cosmologie a bien dépassée son enfance philosophique et est devenue une vraie science observationnelle.

4 La matière noire

Le problème de la matière noire fut mentionné pour la première fois par l'astrophysicien suisse Zwicky [30], qui observa, que les vitesses des galaxies dans les amas galactiques demandent une masse des amas environ 100 fois plus élevée que la masse induite par la masse des étoiles lumineuses. La deuxième indication pour la matière noire est parvenue par l'observation des courbes de rotation autour des galaxies [31]: Une particule teste qui tourne autour d'une galaxie à masse M à une distance R doit avoir, d'après la loi newtonienne de la gravitation, une vitesse de rotation $v(R)$ qui satisfait à

$$v(R)^2 = \frac{2GM}{R} . \quad (17)$$

Rubin et al. ont trouvé que les vitesses de rotation observées ne décroissent pas au bords visibles des galaxies, mais elles restent constantes (voir fig. 5). Ceci implique que la masse des galaxies croît comme R jusqu'aux distances les plus importantes auxquelles on peut mesurer la vitesse de rotation. La masse totale d'une galaxie est au moins 10 fois plus importante que la masse de ses étoiles, sa 'masse visible'.

De quoi consiste cette matière noire? Il est clair que, surtout dans les amas, le gaz contribue une partie importante. Dans les amas le gaz est chaud (de quelques keV) et émet des rayons-X qui ont été détectés avec des satellites comme ROSAT [32].

Est-ce que les 'étoiles non-lumineuses (naines brunes, naines blanches, étoiles à neutron etc.) contribuent une fraction importante? Cette question a été étudiée entre autres avec des expériences micro-lentilles [33]: Si une masse noire (par exemple du 'halo' de notre galaxie) passe la ligne visée entre nous et une étoile, disons du nuage de Magellan, elle engendre par un effet lentille une magnification (croissance de l'intensité) de cette étoile. Cet effet a été observé à plusieurs reprises. Il reste néanmoins la question s'il est due à des masses noires dans le halo de notre galaxie ou à une faible étoile du nuage de Magellan au premier plan. Les masses qui engendrent l'effet lentille sont estimées de l'ordre $(0.1 \text{ à } 1)M_{\odot}$ (M_{\odot} est la masse du soleil) ce qui exclut des naines brunes. Des naines blanches devaient être visible dans l'infrarouge. Malgré de recherches intensives elles n'ont pas été trouvées. La question n'est donc pas vraiment résolue, mais mon opinion personnelle est plutôt négative. C'est-à-dire, il me semble plus probable qu'il s'agisse des étoiles du nuage de Magellan au premier plan que d'une population non-identifiée dans le halo.

Les observations dynamiques (vitesse des galaxies et des amas) imposent une limite inférieure pour la densité totale de la matière de l'ordre $\Omega_M > 0.1$. Pour une constante de Hubble très basse, ceci est marginalement compatible

avec $\Omega_M = \Omega_B$, c'est-à-dire de la matière purement baryonique (ces mesures ne sont pas sensibles à une constante cosmologique où de la quintessence). De l'autre part, les indices sont multiples que une partie importante de la matière cosmologique soit non-baryonique. Surtout, les arguments théoriques de l'inflation pour un $\Omega_{tot} = 1$ sont lourds. Une solution est la constante cosmologique où de la quintessence. Mais cette 'matière noire' ne contribue pas aux mesures dynamiques ce qui implique qu'il faut en plus beaucoup de baryons noirs. Une autre solution est une particule massive qui interagit très faiblement avec les baryons, des neutrinos massives ou d'autres particules stables, comme la particule super-symétrique la plus légère, qui n'ont pas été détectées jusqu'à présent. Des expériences ayant pour sujet leur détection sont très actuelles et à l'aide de nouvelles technologies (détecteurs super-conducteurs cryogéniques très sensibles) ils commencent à élaborer des limites intéressantes [34].

5 Conclusion

J'espère que ce cours vous a donné une impression du lien si fructueux entre la cosmologie et la physique des particules. Ces deux domaines sont bien complémentaires. Il est évident que la cosmologie, même si elle est sensible à des énergies beaucoup plus élevées que celles atteintes avec des accélérateurs terrestres ne permet jamais des expériences aussi précises que ceux-ci. Les observations cosmologiques étant 'passives' sont tout à fait complémentaires aux expériences préparées, 'actives', des accélérateurs.

Il est néanmoins plutôt récent, que les observations cosmologiques ont atteintes une précision suffisante pour nous fournir des informations intéressantes et inattendues sur la physique des hautes énergies. Cette époque si passionnante pour la cosmologie et la physique des particules vient juste de commencer...

References

- [1] G. Smoot et al., *Astrophys. J. Lett.* **396**, L1 (1992);
C. Bennett et al., *Astrophys. J. Lett.* **464**, L1 (1996).
- [2] A. Friedmann, *Z. Physik* **10**, 377 (1922), et **21**, 326 (1924) ;
G. Lemaître, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles*, **47A**, 49 (1927).
- [3] G. Gamov, *Phys. Rev.* **70**, 572 (1946).
- [4] A. Penzias and R. Wilson , *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).

- [5] P.J.E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press (1993).
- [6] C. Copi, D. Schramm and M. Turner, **Science**, **267**, (1995).
- [7] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998);
The Super Kamiokande Collaboration, T. Futagami et al.,
astro-ph/99-1139 (submitted to PRL) (1999).
- [8] C. Schmid, D. Schwarz and P. Widerin, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 5468 (1997).
- [9] K. Jedamzik, *Phys. Rev.* **D55**, R5871 (1997).
- [10] V. Kuzmin, V. Rubakov and M. Shapshnikov, *Phys. Lett.* **155B**, 36 (1985).
- [11] K. Rummukainen, et al. *Nucl. Phys.* **B532**, 283 (1998).
- [12] G. Veneziano, *Phys. Lett. B* **265**, 287 (1991).
- [13] R. Brustein, M. Gasperini and G. Veneziano, *Phys. Rev.* **D55**, 3882 (1997).
- [14] R. Durrer, M. Gasperini, M. Sakellariadou and G. Veneziano, *Phys. Lett.* **B436**, 66 (1998).
- [15] A. Guth, *Phys. Rev.* **D23**, 347 (1981);
A. A. Starobinsky, *Phys. Lett.* **91B**, 99 (1980).
- [16] V. Mukhanov and G. Chibisov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **83**, 475 (1982);
V. Mukhanov, H. Feldmann and R. Brandenberger, *Phys. Rep.* **215**, 205 (1992).
- [17] R. Durrer and Z.H. Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1701 (1995) and references therein.
- [18] R. Durrer and N. Straumann, cours du Troisième Cycle de la Suisse Romande (1999).
- [19] See the web site:
<http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/> .
- [20] W. Baade, *Astrophys. J.* **88**, 285 (1938);
G. Tammann, in *ESA/ESO Workshop on Astronomical Uses of the Space Telescope*; eds. F. Macchetto et al., 329 (Geneva 1979).

- [21] A. Riess, W. Press and R. Kirshner, *Astrophys. J.* **438**, L17 (1995).
- [22] Regarder dans un livre quelconque sur l'astrophysique relativiste, par exemple: N. Straumann, *General Relativity and Relativistic Astrophysics* Springer (1984).
- [23] T. Padmanabhan, *Structure formation in the universe*, Cambridge University Press (1993).
- [24] S. Perlmutter et al. *Nature* **391**, 51 (1998);
S. Perlmutter et al. *Astrophys. J.*, in print (1999).
- [25] R. Caldwell, R. Dave and P. Steinhard, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1582 (1998).
- [26] B. Ratra and P.J.E. Peebles *Phys. Rev.* **D37**, 3406 (1988).
- [27] P. Binétruy *Phys. Rev. D*, in print (1999) (hep-ph/9910553) .
- [28] P. Ferreira and M. Joyce, *Phys. Rev.* **D58** 023503 (1998).
- [29] J.P. Uzan, *Phys. Rev. D*, in print (1999) (gr-qc/9903004).
- [30] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933).
- [31] V. Rubin, *Science* **220**, 1339 (1983).
- [32] S. White et al. *Nature* **366**, 429 (1993); S. Ettori and A. Fabian *Mon. Not. R. Ast.*, in print (1999), astro-ph/9901304.
- [33] A. Alcock et al. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2867 (1995).
- [34] M. Bravin et al., preprint archived under astrph/9904005 (1999) and references therein.

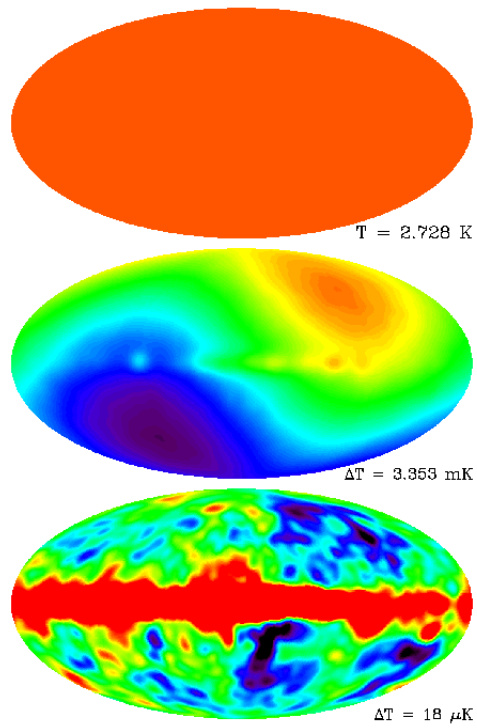


Figure 1: Le fond cosmique micro-onde (FCM), un rayonnement isotrope à une température $T = 2.728\text{K}$ est représenté en projection de Aïtoff (top). Si on soustrait de cette image la composante monopole un dipôle avec amplitude $\Delta T/T \sim 10^{-3}$ est visible (middle). Après la soustraction du dipôle ils restent des anisotropies dues à l'émission galactique (principalement de la poussière, du rayonnement synchrotron et 'Bremsstrahlung') et des petites fluctuations intrinsèques de l'ordre $\Delta T/T \sim 10^{-5}$. Cette figure représente les données pris avec l'expérience DMR à bord du satellite COBE de la NASA.

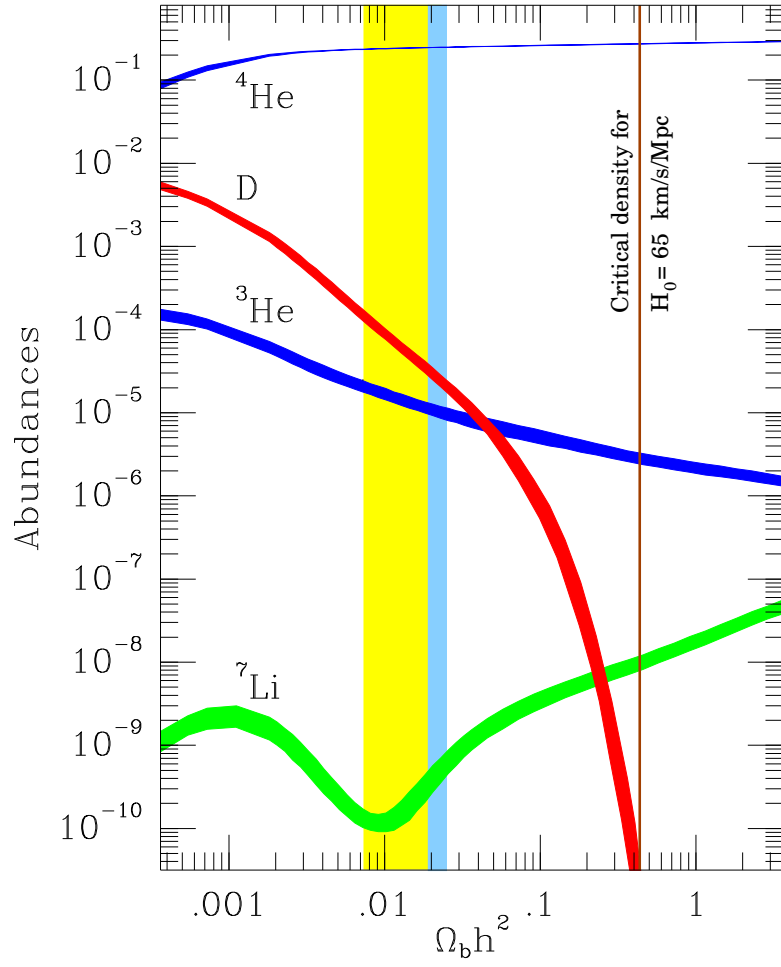


Figure 2: Les abondance primordiales des éléments légers sont indiquées en fonction de $\Omega_B h^2$. La marge de $\Omega_B h^2$ en accord avec les abondances observationnelles est aussi indiquée.

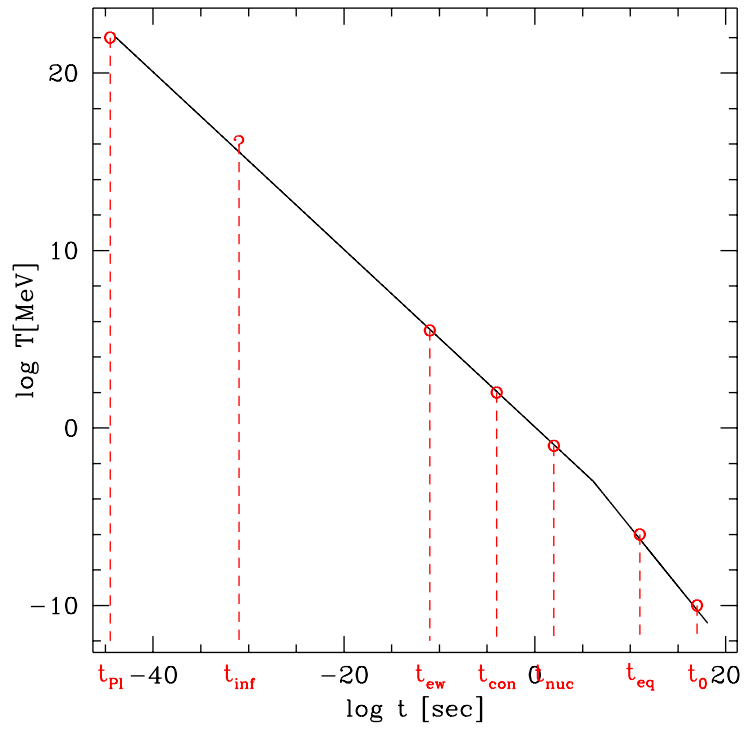


Figure 3: L'histoire thermique de l'univers est esquivée comme température (en unités de MeV) en fonction du temps (en secondes). Ils sont indiqués le temps Planck (t_{Pl}), l'inflation (t_{inf}), les transitions électro-faible (t_{ew}) et de confinement (t_{con}), la nucléosynthèse (t_{nuc}), l'égalité de la densité de matière et de rayonnement (t_{eq}) et aujourd'hui (t_0).