Tristan BRUNIER

JJC 12/2003

Recherche de signatures d'une physique non-standard dans les relevés cosmologiques

Directeur de thèse : Francis BERNARDEAU

Introduction

L'inflation est une phase de l'Univers primordial :

- qui résout des paradoxes observationnels
- pendant laquelle sont générées des inhomogénéités initiales, germes des grandes structures actuelles.

Les informations sur cette période proviennent :

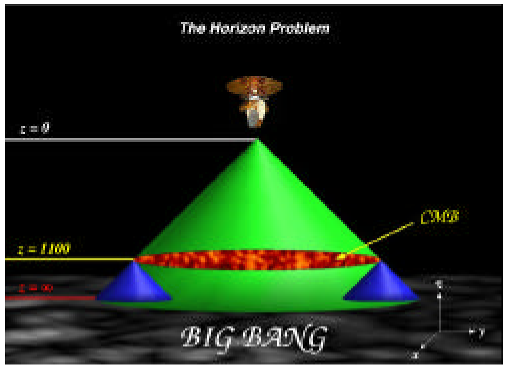
- du Fond Diffus Cosmologique (CMB)
- de la Distribution de matière aux grandes échelles.

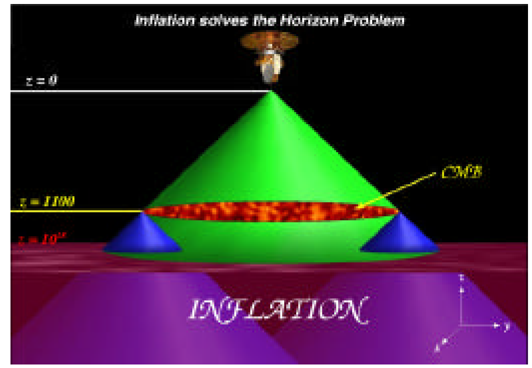
Les modèles inflationnaires :

- ✓ sont nombreux
- ✓ sont (pour la plupart) en accord avec les observations
- ✓ font (pour la plupart) intervenir cosmologie et physique des particules à très haute énergie.

Les paradoxes observationnels

- Le problème de l'horizon et de la causalité :





- L'absence de monopôles magnétiques prédits
  par les Théories de Grande Unification : dilution ?

- La platitude de l'Univers : 1$^{\text{ère}}$ équation de Friedmann $|\Omega - 1| = \dfrac{|k|}{a^2 H^2}$

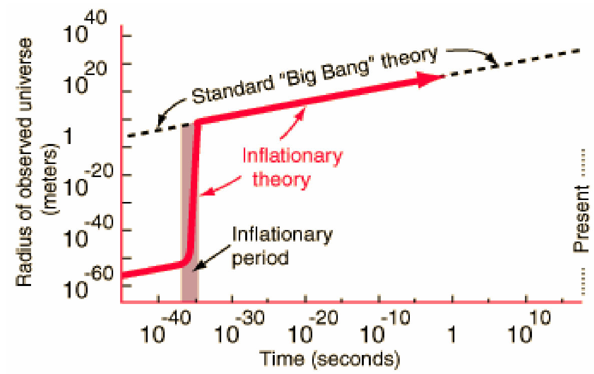
ère de domination de la matière : $a^2H^2 \propto t^{-2/3}$

ère de domination du rayonnement : $a^2H^2 \propto t^{-1}$

$|\Omega - 1| < 10^{-55}$ à $t = 10^{-35}$ s !!

L’inflation : une expansion accélérée

Pendant l’inflation :ä > 0



Conséquences :

- d(1/*aH*) / dt < 0 Le rayon de la sphère de causalité diminue
  La taille de l’horizon comobile décroît

- *P* < -1/3 *r* Contrainte sur l’équation d’état de la matière

Equation d’état vérifiée par une constante cosmologique ou un champ scalaire sous certaines conditions. La durée finie de l’inflation suggère d’introduire un champ scalaire : le champ de l’inflaton.

Champ de l’inflaton

L’inflaton est un champ scalaire réel f (**x**,t) soumis à un potentiel $V(f)$ dont les caractéristiques déterminent l’évolution du champ et de la structure de l’Univers.

Les contraintes sur l’équation d’état imposent :

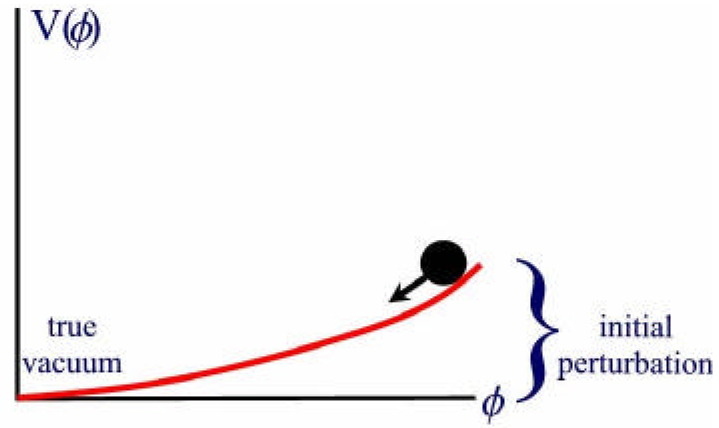
- une faible énergie cinétique : c’est la condition d’inflation !

$$\dot{f}^{\,2} \ll V(f)$$

- une faible accélération : l’inflation dure sufisamment longtemps

$$|\ddot{f}\,| \ll V'(f)$$

Le potentiel doit être suffisamment plat.
Ses dérivées sont négligeables.



Inhomogénéités primordiales et formation des structures

Nature quantique du champ $\Rightarrow$ fluctuations : $f(\mathbf{x},t) = f(t) + \delta j(\mathbf{x},t)$.

$f(t)$ régit la structure globale de l'Univers.
$\delta j(\mathbf{x},t)$ induit des perturbations de potentiel gravitationnel.

- Au moment du découplage matière-rayonnement, l'énergie des photons émis dépend du potentiel gravitationnel.
  ⇨ Le fond diffus cosmologique constitue une carte du potentiel gravitationnel au moment du découplage.

Les anisotropies du CMB sont de l'ordre de $10^{-5} \Rightarrow |\delta j(\mathbf{x},t)| \sim 10^{-5}\,|f(t)|$

- La dynamique gravitationnelle accentue ces inhomogénéités. La matière est accrétée dans les puits de potentiel : grandes structures.

Evolution des modes

- On décompose la partie inhomogène du champ en modes de longueur d'onde $\lambda_i = 2\pi/k_i$:

$$\delta j(\mathbf{x},t) = \int d^3k/(2\pi)^{3/2}\ [\hat{a}_{\mathbf{k}}\, j_{\mathbf{k}}(t)\ e^{-i\mathbf{kx}} + \hat{a}^{+}_{\mathbf{k}}\, j^{*}_{\mathbf{k}}(t)\ e^{i\mathbf{kx}}]$$

- On considère $\delta j(\mathbf{x},t)$ comme un *champ libre* dans un *espace de De Sitter* (induit par la dynamique de la partie homogène)

Equation d'évolution des modes : $\ddot{j}_{\mathbf{k}} + 3H\,\dot{j}_{\mathbf{k}} + (k/a)^2\, j_{\mathbf{k}} = 0$

Les modes sont indépendants : la distribution est GAUSSIENNE.
Sa variance est appelée spectre de puissance.

Aux grandes échelles : $P(k,t) = <\delta\varphi_{\mathbf{k}}\ \delta\varphi^{*}_{\mathbf{k'}}> \propto \delta^3(\mathbf{k}-\mathbf{k'})\ H^2/k^3$

Spectre invariant d'échelle

[F. Bernardeau & J.-P. Uzan 2002]

Non-gaussianités

Non-gaussianité ⇔ Couplage entre modes

Pourquoi chercher des non-gaussianités ?

- On n'est jamais certain qu'une distribution est gaussienne à moins de connaître tous les modes…
- La mise en évidence de non-gaussianités permettrait de contraindre fortement les modèles.

✓ Modèles à 1 champ scalaire

Ces modèles ne peuvent pas générer des non-gaussianités conséquentes :

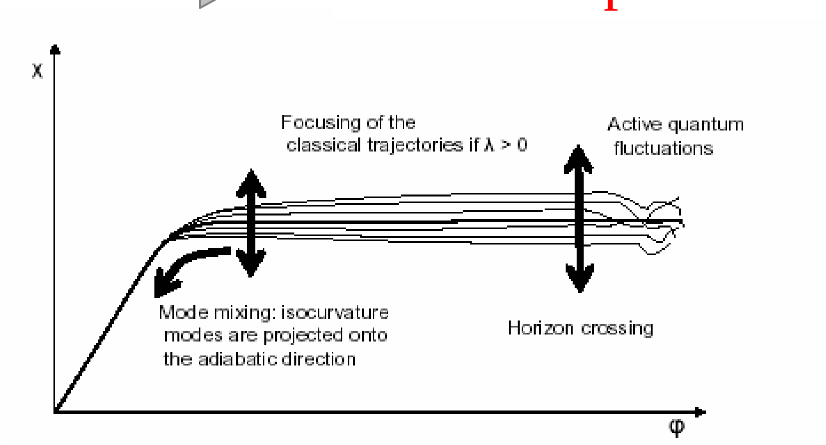
- le potentiel doit être suffisamment plat pendant l'inflation
- le potentiel doit faire intervenir des termes non-linéaires non-négligeables dans l'équation d'évolution du champ.

⇒ Modèles à 2 champs scalaires

Quel potentiel choisir ?

- Les non-gaussianités doivent être générées par un champ auxiliaire.
- Elles sont ensuite transférées au champ de l’inflaton.

Contraintes sur la trajectoire dans l’espace des champs **:** La trajectoire doit s’incurver



[F. Bernardeau & J.-P. Uzan 2002]
[C. Gordon, D. Wands, B. A. Bassett, R. Maartens, 2000]

- Ces non-gaussianités sont alors présentes dans les perturbations de métrique, i.e. du potentiel gravitationnel.

- Cette distribution d’inhomogénéités en fin d’inflation sert de condition initiale pour le développement ultérieur des structures.

Evaluation des non-gaussianités

- On s'intéresse au champ auxiliaire, considéré comme un champ test, soumis à un potentiel d'interaction :

$$V(c) = -l\, c^4 / 4! \text{ ou } V(c) = -l\, c^3 / 3!$$

- On calcule les fonctions de corrélation à 3 ou 4 champs dans un espace de De Sitter (régi par la dynamique de la partie homogène du champ)

Pour une distribution gaussienne : $< c(\boldsymbol{k}_1,t)\ldots c(\boldsymbol{k}_n,t) >_c = 0$

Ici, le calcul quantique, au premier ordre en λ, fournit :

$$<0_t|c(\boldsymbol{k}_1,t)\ldots c(\boldsymbol{k}_n,t)|0_t>_c = \delta(\Sigma k_i)\ \left(\Sigma_i\, \Pi_{j\neq i}\ H^2 / 2k_j^{\,3} \right) \nu_3$$

$$\text{où} \quad \nu_3 = l / 3H^2 \left(g + z(k_i) + \ln\left(\Sigma k_i / aH\right) \right)$$

Questions…

- Comment cette distribution s’exprime-t-elle dans le champ de l’inflaton ? Et dans les perturbations de métrique ?

- Quelles sont les conséquences observationnelles de la présence de non-gaussianités ?

- Les observations cosmologiques semblent confirmer l’existence d’un champ scalaire. Peut-on avoir des contraintes sur les modèles supersymétriques ?