

k-インフレーションにおける観測的制限

小林 由規 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

インフレーションの起源として考えているものは、スカラー場であり、数多くのインフレーションの模型の中で、スカラー場が運動エネルギーの非線形項を持つような k-インフレーション模型が存在する。今回、私は Planck グループにより公表された、CMB の温度ゆらぎの新しい観測データを用いて、インフレーション模型の間の選別を行う。

1 INTRODUCTION

宇宙は熱い火の玉のような状態から始まったとする標準ビッグバン宇宙論が考えられたが、地平線問題や平坦性問題など多くの問題を抱えていた。これらの問題を解決する為に 1980 年代に宇宙初期に加速膨張期が存在したというインフレーション理論が考えられ、様々な観測からインフレーションの存在を示唆されている。しかし、インフレーションを引き起こす起源は完全に明らかになっていない。インフレーションの起源として考えているものは、スカラー場であり、そのポテンシャルエネルギーによって加速膨張が引き起こされることが標準的なシナリオになっている。その一方で、スカラー場が運動エネルギーの非線形項を持つような k-インフレーション模型でも、加速膨張を起こすことが可能である。

インフレーション中には、量子ゆらぎが急激な膨張により引き延ばされ、それが宇宙背景放射 (CMB) で観測される温度ゆらぎの種となる。Planck の最新の CMB の温度ゆらぎの観測は、インフレーション理論によって予言されるほぼスケール不変な温度ゆらぎのパワースペクトルと整合的である。このパワースペクトルは、インフレーションの模型によって、スケール不変からのずれの程度が異なる事から、それによって模型の間の選別が可能になる。また、3 点相関関数に関連する曲率ゆらぎの非ガウス性からも、インフレーションの模型に制限を与える事が出来る。非ガウス性は、特に k-インフレーション模型で大きくなりうる事から、標準的なスローロールインフレーション模型との区別が可能である。

今回私はこの k-インフレーションにおいて Planck

グループの観測データを用いて制限をかけることにより、模型の有用性を議論する。第 2 節で k-インフレーションの特徴を述べ、第 3 章にて k-インフレーションの模型を選び観測的な制限を見る。第 4 章は結論を述べる。

2 k-inflation

2.1 Background

最初にシングルフィールドな k-インフレーションにおいて、以下のような作用

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\text{pl}}^2}{2} R + P(\phi, X) \right] \quad (1)$$

から始める。この時、 M_{pl} はプランク換算質量、 R はリッチスカラー、 P は ϕ の関数であり、 $X = -\partial^\mu \phi \partial_\mu \phi / 2$ である。

場のエネルギー密度は $\rho = 2XP_{,X} - P$ 、圧力は P で与えられることから、FLRW 計量においてインフレーションが始まる時曲率項 K は重要ではなくなるため

$$3M_{\text{pl}}^2 H^2 = 2XP_{,X} - P, \quad (2)$$

$$\epsilon = \frac{P_{,X} X}{M_{\text{pl}}^2 H^2}, \quad (3)$$

$$(P_{,X} - 2XP_{,XX})\ddot{\phi} + 3HP_{,X}\dot{\phi} + 2XP_{,X\phi} - P_{,\phi} = 0 \quad (4)$$

を得る。ここで、 P や ρ などは全て時間 t にのみ関数であり、 ϵ はスローロールパラメータ $\epsilon = -\dot{H}/H^2$ である。

状態方程式から自然単位系で

$$\omega = \frac{P}{\rho} = \frac{P}{2XP_{,X} - P} \sim -1 \quad (5)$$

であるとき、加速膨張する。正準スカラー場の場合、スローロールをするために $X \simeq 0$ であるので、加速膨張に必要な条件として $X(\phi) \ll V(\phi)$ を満たす。

一方、k-インフレーションの場合は $X \simeq Const$ のとき、加速膨張する条件を満たす。

2.2 Perturbation

k-インフレーションの特徴の1つとして、音速

$$c_s^2 = \frac{P_{,X}}{P_{,X} - 2XP_{,XX}} \quad (6)$$

がある。音速 c_s は、 $0 < c_s < 1$ である。

曲率ゆらぎのパワースペクトルはアインシュタイン方程式に摂動を加え、スカラー摂動のみを考えると

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}} = \frac{H^2}{8\pi^2 M_{\text{pl}}^2 \epsilon_s c_s} \Big|_{c_s k = aH} \quad (7)$$

であり、このとき波数 k のモードはインフレーション中に $c_s k = aH$ を超えるようになる。

また、スペクトル指数は

$$n_s - 1 \equiv \frac{d \ln \mathcal{P}_{\mathcal{R}}}{d \ln k} \Big|_{c_s k = aH} = -2\epsilon_s - \eta_s - s \quad (8)$$

と定義される。このとき

$$\epsilon_s \equiv -\frac{\dot{H}}{H^2}, \eta_s \equiv \frac{\dot{\epsilon}_s}{H\epsilon_s}, s \equiv \frac{\dot{c}_s}{Hc_s} \quad (9)$$

である。

同様にテンソル摂動を考えると、テンソルのパワースペクトルは

$$\mathcal{P}_h \equiv \frac{2H^2}{\pi^2 M_{\text{pl}}^2} \Big|_{k=aH} \quad (10)$$

であり、スカラーテンソル比

$$r = \frac{\mathcal{P}_h}{\mathcal{P}_{\mathcal{R}}} \simeq 16c_s \epsilon_s \quad (11)$$

が導かれる。

また、非ガウス性を表すものとして、非線形観測量

$$f_{\text{NL}}^{\text{local}} = \frac{5}{12}(1 - n_s) \quad (12)$$

が与えられる。この観測量も k-インフレーションの観測的制限において重要なパラメータである。一般的に power-law k-インフレーションにおいてラグランジアンは

$$P(\phi, X) = Xg(Y), Y \equiv Xe^{\lambda\phi} \quad (13)$$

で与えられる。このとき、 g は Y の任意関数で、 λ は定数である。このラグランジアンを用いると Background equations (2)(3) は

$$3M_{\text{pl}}^2 H^2 = X(g + 2g_1), \epsilon = \frac{3(g + g_1)}{g + 2g_1} \quad (14)$$

である。この時、 $g_n \equiv Y^n (d^n g / dY^n)$ と表す。

また、音速は

$$c_s^2 = \frac{g + g_1}{g + 5g_1 + 2g_2} \quad (15)$$

と書き直せる。さらに、非ガウス性のパラメータも

$$f_{\text{NL}}^{\text{eq}} = \frac{85}{324} \left(1 - \frac{1}{c_s^2}\right) - \frac{10}{243} \frac{6g_1 + 9g_2 + 2g_3}{g + 5g_1 + 2g_2} \quad (16)$$

と書き直せる。

3 k-inflation models

3.1 Dilatonic ghost condensate

Dilatonic ghost condensate model のラグランジアンは以下の様に表される。

$$P = -X + ce^{\lambda\phi} X^2 \quad (17)$$

このとき、 c は定数である。すると

$$n_s - 1 = -\frac{24c_s^2}{1 + 3c_s^2}, \quad (18)$$

$$r = \frac{192c_s^2}{1 + 3c_s^2}, \quad (19)$$

$$f_{\text{NL}}^{\text{eq}} = -\frac{85}{324} \frac{1}{c_s^2} + \frac{5}{81} c_s^2 + \frac{65}{324} \quad (20)$$

である。この時、全てのパラメータは音速 c_s に依存する。よって私は c_s に任意の値を入れることによって理論曲線を出し、観測データとの整合性を確認した。

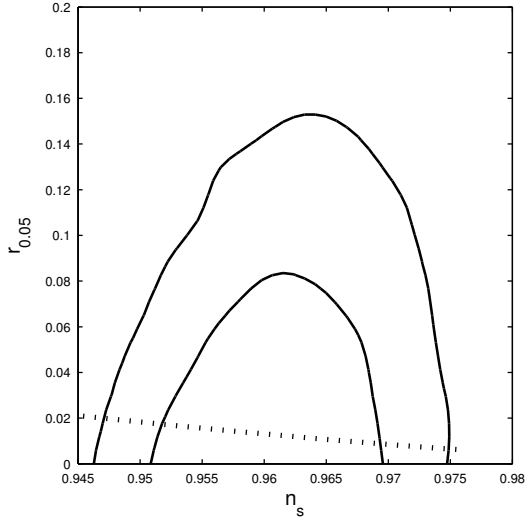


図 1: 実線で描かれた曲線は観測データ (Planck+WP+BAO+high- l) であり, 内側は 68% CL, 外側は 95% CL である. 点線は c_s を 0.032 から 0.049 まで 0.001 ずつ打ち込んだ Dilatonic ghost condensate model における理論曲線である.

図 1 から観測データと比較すると

$$0.038 < c_s < 0.043 \quad (68\%CL), \quad (21)$$

$$0.034 < c_s < 0.046 \quad (95\%CL) \quad (22)$$

と制限を取ることが出来る.

また, 非ガウス性からも制限を取り比較することが出来る. 非ガウス性における観測的な制限を考慮することは, 今後私の議論すべき点の 1 つである.

3.2 DBI model

DBI model のラグランジアンは

$$P = -f^{-1}(\phi)\sqrt{1-2f(\phi)\dot{X}} + f^{-1}(\phi) - V(\phi) \quad (23)$$

のように与えられ, このとき $f(\phi), V(\phi)$ どちらも ϕ の関数である. ここである質量スケールな定数 m, M である関数 $g(Y) = -(m^4/Y)\sqrt{1-2Y/m^4} - M^4/Y$ を選択すると, ラグランジアンは

$$f^{-1}(\phi) = m^4 e^{-\lambda\phi}, V(\phi) = m^4(c_M + 1)e^{-\lambda\phi} \quad (24)$$

を得る. このとき $c_M \equiv M^4/m^4$ である.

この場合,

$$\epsilon = \frac{3\tilde{Y}}{1 + c_M\sqrt{1-2\tilde{Y}}}, c_s^2 = 1 - 2\tilde{Y} \quad (25)$$

であり, $Y \equiv \tilde{Y}/m^4$ である.

よって

$$n_s - 1 = -\frac{3(1-c_s^2)}{1+c_M c_s}, \quad (26)$$

$$r = \frac{24c_s(1-c_s^2)}{1+c_M c_s} = 8c_s(1-n_s), \quad (27)$$

$$f_{\text{NL}}^{\text{eq}} = -\frac{35}{108}\left(\frac{1}{c_s^2} - 1\right) \quad (28)$$

であり, 観測データと比較することが出来る. これもまた私が今後検討すべき点である.

4 CONCLUSIONS

今回は k-インフレーション模型 (特に Dilatonic ghost condensate model) における観測的な制限を行った.

Dilatonic ghost condensate model において観測パラメータ $n_s, r, f_{\text{NL}}^{\text{eq}}$ はそれぞれ音速 c_s により依存する関数として記述でき, 観測データ (Planck+WP+BAO+high- l) と比較すると, $0.034 < c_s < 0.046$ (95%CL) の範囲の音速ならば観測との整合性を取ることが出来る. しかし, 非ガウス性を考慮することも検討すべきであり, 今後の私の課題とする.

Acknowledgement

今回の集録作成にあたり, 熱心な指導と助言をしてくださった, 東京理科大学・辻川信二先生, 黒柳幸子さん, 大橋純子さんに心より感謝いたします. また, このような機会を与えてくださった, 夏の学校運営委員の皆様にも心より感謝いたします. 今回の集録作成にて学んだことを活かし, 今後も更なる精進をしたいと思っております.

Reference

- [1] Shinji Tsujikawa, Junko Ohashi, Sachiko Kuroyanagi, Antonio De Felice, arXiv:1305.3044 [astro-ph.CO]
- [2] P. A. R. Ade et al. [Planck Collaboration], arXiv:1303.5082 [astro-ph.CO].
- [3] C. Armendariz-Picon, T. Damour and V. F. Mukhanov, Phys. Lett. B 458, 209 (1999) [hep-th/9904075].