

Endrews Blenner Sarmiento Crisóstomo

**Parâmetros observáveis de inflação em modelos
de inflação caótica**

João Pessoa - PB

2017

Endrews Blenner Sarmiento Crisóstomo

Parâmetros observáveis de inflação em modelos de inflação caótica

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física, Centro de Ciências Exatas e da Natureza, Universidade Federal da Paraíba, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física, área de concentração Física de Partículas Elementares.

Universidade Federal da Paraíba

Centro de Ciências Exatas e da Natureza

Programa de Pós-Graduação Stricto Sensu em Física

Orientador: Carlos Antonio de Souza Pires

João Pessoa - PB

2017

Catálogo na publicação
Seção de Catalogação e Classificação

C932p Crisóstomo, Endrews Blenner Sarmiento.
Parâmetros observáveis de inflação em modelos de
inflação caótica / Endrews Blenner Sarmiento Crisóstomo.
- João Pessoa, 2017.
56 f. : il.

Orientação: Carlos Antonio de Souza Pires.
Dissertação (Mestrado) - UFPB/CCEN.

1. Física. 2. Inflação caótica. 3. Planck. 4.
Slow-Roll. 5. Radiação cósmica de fundo. I. Pires,
Carlos Antonio de Souza. II. Título.

UFPB/BC



Universidade Federal da Paraíba
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Programa de Pós-Graduação *Stricto Sensu* em Física

DECLARAÇÃO DE TITULAÇÃO
Mestrado

A Comissão Examinadora que abaixo assina este documento, reunida no dia 30 de junho de 2017, na Sala de Reuniões do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal da Paraíba, **APROVA Endrews Blenner Sarmiento Crisóstomo** na defesa de sua dissertação intitulada “*Parâmetros observáveis de inflação em modelo de inflação caótica*”.

João Pessoa, 30 de junho de 2017.

Orientador:

Prof. Dr. Carlos Antônio de Sousa Pires
(UFPB)

1º Examinador:

Prof. Dr. Jansen Brasileiro Formiga
(UFPB)

2º Examinador:

Prof. Dr. Raimundo Silva Júnior
(UERN)

Agradecimentos

A Deus, por me conceder sabedoria durante esta caminhada.

A todos os integrantes do Grupo de Física e Cosmologia de Partículas da UFPB

A banca examinadora, por ter aceitado o convite.

A CNPQ, pelo apoio financeiro, imprescindível para a realização da pesquisa.

A meu orientador Carlos Pires, pelo apoio e dedicação que me permitiram concluir essa pesquisa

A comunidade Fraterno Amor e a todos os meus irmãos que me ajudaram e me impulsionaram a concluir este trabalho

A minha família, pelo apoio em todos os momentos desse mestrado

... digo que importa muito, em tudo,
ter uma grande e muito determinada determinação
de não parar até chegar até o fim,
venha o que vier, suceda o que suceder,
trabalhe-se o que se trabalhar, murmure quem murmurar,
quer lá se chege, quer se morra no caminho.

Sta. Tereza de Ávila

Resumo

Embora o Hot Big Bang Theory (HBBT) no contexto do Λ CDM, tenha grande sucesso na descrição do nosso universo, ele ainda demonstra uma série de lacunas que necessitam serem preenchidas, o que denota a necessidade de uma modificação da teoria. dentre estas dificuldades, podemos destacar o problema do horizonte, o problema da planitude, e o problema das partículas relíquias, preditas pelos modelos de grande unificação (GUT), as quais nunca conseguimos detectar até hoje. Na busca de resolver esses problemas, Alan Guth propôs o conceito de inflação, a ideia de que o universo, nos seus primeiros segundos de vida, tenha passado por uma expansão exponencial. Esse mecanismo não só permitiria resolver os problemas anteriormente citados, como também forneceria uma explicação para o aparecimento das pequenas flutuações observadas na CMB pelos satélites COBE, WMAP e PLANCK, cujo resultados mais recentes impõem vínculos sobre a razão tensor-escalar e sobre o índice escalar espectral n_s , o que nos permite descartar modelos de inflação. Porém o modelo de Guth não é adequado, apresentando diversos problemas. Assim, Andrei Linde propõe um novo cenário de inflação, que se baseia em uma lenta evolução de um campo ϕ (Slow-Roll) que executaria o papel do inflaton, até o ponto de equilíbrio ϕ_0 . esse modelo consegue resolver muito dos inconvenientes oriundos do cenário proposto por Guth e torna possível estabelecer uma infinidade de potenciais capazes de exercer o papel de uma constante cosmológica, que podem ser testados a luz dos mais recentes vínculos experimentais obtidos pela missão PLANCK. Inicialmente, potenciais caóticos na forma $V(\phi) = \frac{\lambda\phi^n}{nM_p^{n-4}}$, eram considerados excelentes candidatos para modelos inflacionários, porém apenas para um $n=1$ eles nos fornecem resultados compatíveis com os vínculos experimentais para os parâmetros $r < 0,11$ e $n_s \sim 1$, mostrando que ainda necessitam de ajustes (possivelmente correções radioativas) para descreverem corretamente os dados observados pelo PLANCK.

Palavras-chaves: Inflação Caótica, Planck, Slow-Roll, Observáveis, Radiação Cósmica de Fundo

Abstract

Although the Hot Big Bang Theory (HBBT) in the context of Λ CDM, has great success in describing our universe, it still shows a series of gaps that needs to be fulfilled, which denotes the need for a modification of the theory. Among these difficulties, we can highlight the horizon problem, the flatness problem, and the relic particles problem, predicted by great unification models (GUT), which we have never been able to detect until today. Seeking to solve these problems, Alan Guth proposed the concept of inflation, the idea that the universe, in its first seconds of life, has undergone an exponential expansion. This mechanism would not only solve the above mentioned problems, but would also provide an explanation for the appearance of the small fluctuations observed in the CMB by the COBE, WMAP and PLANCK satellites, whose most recent results impose constraints on the tensor-scalar ratio and the spectral scalar index n_s , which allows us to discard models inflation. But Guth's model is not adequate, presenting several problems. Thus, Andrei Linde proposes a new inflation scenario, which is based on a slow evolution of a ϕ (Slow-Roll) field that would perform the role of the inflaton, to equilibrium point ϕ_0 . this model solves many of the inconveniences arising from the scenario proposed by Guth and makes it possible to establish an infinite number of potentials capable of playing the role of a cosmological constant that can be tested in light of the most recent experimental constraints obtained by the PLANCK mission. Initially chaotic potentials in the form $V(\phi) = \frac{\lambda\phi^n}{nM_p^{n-4}}$, were considered excellent candidates for inflationary models, but only for $n=1$ they provide us with results compatible with the experimental constraints for the parameters $r < 0.11$ and $n_s \sim 1$, showing that they still need adjustments (possibly radioactive corrections) to correctly describe the data observed by PLANCK.

Key-words: Inflation, Slow-Roll, Observables, Chaotic inflation, Cosmic Microwave Background.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Evolução do fator de escala no tempo < http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/ >	21
Figura 2 – Evolução da densidade de energia no tempo (razão entre a densidade de energia e a energia crítica). Vemos os diferentes períodos em que o universo esteve sob a ação de uma determinada componente. Com a expansão, pouco a pouco a contribuição da radiação começou a cair, mais rapidamente que a contribuição da matéria e, mais a frente, a contribuição da matéria caiu ao ponto da constante cosmológica dominar (visto que esta não se altera com a expansão do universo) < http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/ >	21
Figura 3 – Ilustração do problema do horizonte. se a radiação da CMB oriunda de uma região do céu acabou de chegar até nós, não há como aquela região estar em contato termico com o seu extremo oposto, isso poderia ser explicado caso, no passado, essas regiões estivessem em contato, mas a notícia ruim é: somente pelo modelo padrão, isso não acontece. (LIDDLE, 2003)	23
Figura 4 – comportamento da distancia comovel de hubble durante a evolução do universo. No período inflacionário, ela cai no tempo, visto que o proprio valor do parâmetro de hubble é aproximadamente constante. Após o termino do período inflacionário, o valor dessa distância volta a aumentar. O que acontecerá no futuro, vai depender da natureza da energia escura, que é a componente que domina hoje (LYTH; LIDDLE, 2009)	28
Figura 5 – Gráfico mostrando a evolução do universo com e sem inflação, para diferentes tipos de curvaturas (open flat ou closed). Vale salientar que antes do chamados "tempo de planck" não é possível descrever o universo classicamente, portanto nossa analise sempre se resume a períodos após este tempo, qualquer acontecimento antes dele não é relevante a nossos estudos, pelo menos por enquanto (LINDE, 1990)	30
Figura 6 – esquema de como um período inflacionário resolve o problema do horizonte (LYTH; LIDDLE, 2009)	32
Figura 7 – Ilustração de como a expansão do universo achata-o até que ele se torne quase plano. (PIERONI, 2016)	33
Figura 8 – Gráfico ilustrativo da evolução da curvatura do universo. Independente da curvatura inicial, o período inflacionario força a parâmetro de densidade para valores próximos de 0 (LIDDLE, 1999)	33

Figura 9 – Aqui temos a evolução do raio comovel de hubble nos diferentes períodos do universo, quando ela diminui durante o período inflacionario, até o ponto que atravessa o limite da escala do horizonte atual, voltando a crescer nos períodos de dominação de radiação e matéria, até novamente cruzar a escala de horizonte observavel. (PIERONI, 2016)	37
Figura 10 – Aqui temos o comportamento da escala comóvel de uma dada perturbação (linha fina) em relação a evolução da distância de hubble (linha grossa). (PIERONI, 2016)	37
Figura 11 – esboço de um potencial capaz de gerar a Inflação desejada (BERGSTROM; GOOBAR, 2006)	40
Figura 12 – grafico comparando as predições de diversos modelos de inflação, incluindo modelos de inflação caótica. no Gráfico temos as predições para a razão tensor-escalar em uma escala pivot de 0,002, com relação ao índice espectral medido para uma escala de 0,05. o potencial quartico não está nesse grafico, mas podemos ver nitidamente que ele passa bem longe do que foi observado pelo Planck	52

Lista de tabelas

Tabela 1 – Resultados medidos para os parâmetros observáveis pelo PLANCK 2015 44

Lista de abreviaturas e siglas

Λ CDM	Λ cold dark matter
FLRW	Friedman-Lemaître-Robertson-Walker
CMB	Cosmic microwave background
EH	Event horizon
PH	Particle horizon
SRA	Slow-Roll approximation
SRP	Slow-Roll parameters
HSRP	Hubble Slow-Roll parameters

Sumário

	Lista de ilustrações	8
	Lista de tabelas	10
	Introdução	14
1	COSMOLOGIA PADRÃO	16
1.1	O universo FRLW	16
1.2	O parâmetro de Densidade	18
1.3	História do universo	19
1.4	Horizonte de Partículas e Horizonte de Eventos	21
2	PROBLEMAS COM A COSMOLOGIA PADRÃO	23
2.1	Problema do Horizonte	23
2.2	A Planitude do Universo	25
2.3	Monopolos e Partículas Relíquias	26
3	INFLAÇÃO	27
3.1	Definindo Inflação	27
3.2	Problema do Horizonte	30
3.3	Curvatura	32
3.4	Partículas Relíquias	33
4	QUE TIPO DE INFLAÇÃO?	35
4.1	O quanto de inflação	35
4.2	Condições de Slow-Roll	38
4.3	A formulação de Hamilton-Jacobi	41
4.4	Observáveis em Inflação	42
4.5	Vínculos atuais para observáveis em inflação	43
5	O CENÁRIO DE INFLAÇÃO CAÓTICA	45
5.1	Condições iniciais para o potencial inflacionário	45
5.2	Observáveis nos potenciais caóticos	49
5.2.1	Potencial $\frac{\lambda\phi^4}{4}$	49
5.2.2	potencial do tipo $\frac{m^2\phi^2}{2}$	51
5.2.3	Potencial linear	51
	Conclusões	54

REFERÊNCIAS 54

Introdução

Já é um consenso entre os pesquisadores de física contemporânea que o melhor modelo capaz de explicar a origem do Universo consiste no Big Bang. Além de sua razoabilidade, o número de evidências experimentais a favor deste modelo é enorme. Como exemplo, podemos citar a radiação cósmica de fundo, prevista pelo modelo, e detectada em 1964 ([PENZIAS; WILSON, 1965](#)). Essa radiação nos fornece dados importantes sobre a estrutura do universo nas eras próximas as de sua origem. Porém apesar de sua razoabilidade e de ser o mais bem testado atualmente, Ele é o suficiente, por si só, para explicar toda a formação do nosso universo. De fato, o modelo do big bang padrão, conhecido como Hot Big Bang Theory (HBBT) possui ainda diversos problemas a serem resolvidos.

Um desses problemas é o chamado "problema do horizonte": como pode duas regiões opostas do universo, sem nenhuma possibilidade de comunicação entre si, terem a mesma temperatura? como observamos nos dados da CMB. ([SMOOT et al., 1992](#)) de fato, soa até irônico dizermos que isso é um problema, posto que o postulado de homogeneidade e isotropia do universo em largas escalas é algo já aceito por padrão em todos os modelos de cosmologia, mas, apesar disso, fica a questão: nós sempre assumimos o universo como homogêneo e isotrópico, quando na verdade não temos nenhuma formulação teórica, nenhuma simetria ou mecanismo que o force a ser assim, apenas temos este dado por observação. De fato, é no mínimo suspeito que o universo seja tão "certinho" sem que haja nenhuma causa que force essa homogeneidade.

Outro problema é a questão da curvatura do universo em larga escala. De fato, as medidas para o parâmetro de curvatura feitas através da CMB demonstram um universo plano. Por sua vez, segundo o modelo do HBB, para o universo ser plano hoje, ele teria que ter sido praticamente plano desde o começo, com uma curvatura de, no máximo, da ordem de 10^{-44} em sua fase inicial. Do mesmo jeito que é uma suposição e tanta assumir que o universo tenha sido sempre homogêneo e isotrópico sem nenhum mecanismo para explicar isso, também é um imenso ajuste fino para a teoria assumirmos que o universo tenha tido essa curvatura desde o começo.

Além dessas questões, que são as mais citadas na literatura, podemos enumerar uma série de outras como os problemas de monopólos, ou a questão da singularidades.

Numa tentativa de estender o modelo do HBB lançamos mão de um mecanismo de Inflação, inicialmente proposto por Alan Guth ([GUTH, 1981](#)), em outras palavras, assumimos que o universo tenha, em algum momento, pouco após o seu início, se expandido rapidamente, de tal forma que ele tenha aumentado seu volume em mais de 10^{43} vezes

em um intervalo de tempo de 10^{-34} segundos. Parece absurdo, mas alguns mecanismo físicos simples são capazes de gerar essa expansão hiper-acelerada. De fato, ainda não existe confirmação experimental para tal fenômeno, tal fato viria com a observação da polarização da radiação cósmica de fundo. em 2014 houve uma grande comoção na comunidade científica, por causa de uma detecção de uma polarização da CMB compatível com um universo inflacionário mas infelizmente se confirmou que se tratava apenas de uma interferência gerada por poeira cósmica. Infelizmente, o sinal de ondas gravitacionais geradas por inflação é muito fraco, o que torna difícil de realizar a separação do sinal real para com o background. Ainda assim, inflação consiste no melhor mecanismo atualmente proposto que pode vir a solucionar esses problemas.

Uma das maiores dificuldades com inflação, até 2013, era a ausência de vínculos experimentais fortes, o que nos impedia de colocar a prova os diferentes modelos. de tal modo que tudo era permitido, solucionar um problema de inflação simplesmente consistia em chutar um potencial e verificar se nas condições impostas para ocorrência de inflação, este era capaz de assumir o papel de uma constante cosmológica. Com os dados do PLANCK, e seus vínculos obtidos para os observáveis, em particular a razão tensor-escalar e o índice escalar espectral, tornou-se possível finalmente testar e falsear modelos diferentes de inflação, o que nos deu a possibilidade de trilhar o caminho na busca de um que seja compatível com que observamos. Porém, existem diversos modelos diferentes de inflação, e uma resumida revisão de diversos dele pode ser encontrada em (LIDDLE, 1999). Neste trabalho, Vamos considerar o modelo mais simples proposto por A. Linde, de inflação caótica, que se baseia na ideia de que o universo observável de hoje tenha sido gerado por numa região de dimensão da ordem de M_p^4 contendo um campo ϕ de valor muito alto, que se expandiu exponencialmente. Nosso objetivo é identificar as limitações desse modelo e, futuramente tentar expandi-lo e ajusta-lo aos dados fornecidos pelo PLANCK

Começamos com uma breve revisão da cosmologia padrão no capítulo 2 onde desenvolvemos toda sua parte relevante para essa dissertação, dando ênfase ao histórico evolutivo do universo e o comportamento predito pelo Λ CDM. Em seguida enumeramos os problemas principais do HBB no capítulo 2, trabalhando as previsões do modelo e discutindo suas consequências. em seguida, no capítulo 3 definimos o que é inflação, assim como a forma pela qual esse mecanismo pode solucionar esses problemas, para então, no capítulo 4 discutir o tipo de inflação que nós desejamos obter, e as condições necessárias para que um campo escalar possa servir como um campo inflacionário, obtendo os parâmetros de slow-roll e, em seguida, definindo os observáveis de inflação em termos desses parâmetros para, por fim, no capítulo 5, desenvolvermos o modelo de inflação caótica, e obtermos os observáveis previstos por eles, comparando com os resultados obtidos pelo PLANCK, a fim de testar a viabilidades dos diferentes potenciais inflacionarios propostos pelo modelo de Linde como responsáveis por gerar a inflação cosmológica.

1 Cosmologia Padrão

Neste capítulo abordaremos um pouco da cosmologia padrão e falaremos um pouco do modelo clássico de evolução do universo, seu sucesso em explicar o que observamos no universo atual, assim como também os pontos em que ele ainda demonstra necessitar de ajustes e extensões para fornecer-nos uma descrição razoável.

O modelo padrão da cosmologia, conhecido por Λ CDM procura descrever a origem e evolução do universo usando a Relatividade Geral em conjunto com o modelo Padrão de Física de Partículas, que fornece explicação para diversos dados observacionais da cosmologia atual, como o diagrama de Hubble, a abundância de elementos leves, e o espectro de corpo negro e isotropia da CMB. Além disso, se considerarmos modelos inflacionários em conjunto com o Λ CDM, podemos até explicar as pequenas flutuações de temperaturas observadas na CMB. Assim, a fim de explicarmos como a cosmologia padrão descreve o cenário atual do Universo, e discutirmos seus pontos de falha, onde ela precisa de ajustes e extensões, começaremos desenvolvendo e discutindo um pouco resultados já bastante conhecidos entre os cosmologistas.

1.1 O universo FRLW

A cosmologia padrão é regida por um princípio fundamental:

"Quando observado em largas escalas suficientes, as propriedades do universo são as mesmas para todos os observadores" Esse enunciado é uma maneira mais elegante dizermos que o universo é homogêneo e isotrópico. Se estamos trabalhando com um universo em expansão, se faz conveniente o uso de uma métrica do tipo FLRW, que a forma mais geral de se descrever um espaço tempo de qualquer curvatura (plano, aberto ou fechado) que esteja sujeito a uma expansão governada por um fator de escala $a(t)$ que varia no tempo, assim, podemos escrever:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -dt^2 + a(t)^2 \gamma_{ij} dx^i dx^j, \quad (1.1)$$

Onde γ_{ij} é a parte espacial da métrica, que pode ser escrita na forma:

$$\gamma_{ij} dx^i dx^j = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta + \sin^2 \theta d\phi). \quad (1.2)$$

Onde k (curvatura da seção espacial $t=\text{cte}$ dividida pelo seu módulo) , pode assumir valores fixos de -1, 0 e 1, que correspondem, respectivamente, a universos aberto, plano e fechado.

Em Relatividade Geral, a evolução do sistema é governada pelas equações de Einstein, que podem se escritas na forma:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\Lambda g_{\mu\nu} + 8\pi GT_{\mu\nu}. \quad (1.3)$$

O tensor de Ricci ($R_{\mu\nu}$) pode ser escrito convenientemente em termos dos símbolos de Cristoffel Γ (DODELSON, 2003). Usando algumas propriedades de Γ para a métrica FLRW é possível escrever o tensor de Ricci e seu respectivo escalar de modo que obtemos:

$$R_{00} = -\frac{3\ddot{a}}{a}, \quad (1.4)$$

$$R_{ij} = a^2\gamma_{ij} \left(\frac{2k}{a^2} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{\ddot{a}}{a} \right), \quad (1.5)$$

e, assim, podemos obter:

$$R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = g^{00}R_{00} + \gamma^{ij}R_{ij} = 6 \left(\frac{k}{a^2} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{\ddot{a}}{a} \right). \quad (1.6)$$

Assim, levando 1.4, 1.5 e 1.6 em 1.3 podemos escrever o tensor de Einstein $G_{\mu\nu}$ em termos do fator de escala:

$$G_{00} = 3 \left[\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} \right], \quad (1.7)$$

$$G_{ij} = \gamma_{ij} (k + 2a\ddot{a} + a^2). \quad (1.8)$$

Precisamos agora calcular o último termo de 1.3, tendo em vista o principio cosmológico, podemos considerar que o universo é como um fluido perfeito, desta forma, temos:

$$T_{\mu\nu} = pg_{\mu\nu} + (p + \rho) U_\mu U_\nu. \quad (1.9)$$

Que nos permite obter as componentes temporais e espaciais da energia, na forma:

$$T_{00} = \rho \quad T_{ij} = pa^2\gamma_{ij}. \quad (1.10)$$

Por fim, podemos levar 1.7 e 1.10 em 1.3 para obtermos a equação de Friedman contendo a constante cosmológica:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{\Lambda}{3} + \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2}. \quad (1.11)$$

Onde H é a constante de Hubble. Podemos usar também 1.8, 1.10 em 1.3, e fazer algumas manipulações algébricas em conjunto com a equação de Friedman para eliminar a dependência com a constante cosmológica e obter a equação de aceleração:

$$\dot{H} = 4\pi G(p - \rho) + \frac{k}{a^2}. \quad (1.12)$$

As equações 1.11 e 1.12 podem ser usadas para estudarmos a evolução do fator de escala ao longo tempo dependendo daquilo que o compõe. Para isso, também se faz útil, Ainda, definirmos o parâmetro de equação de estado w , caracterizado pela razão entre a pressão e densidade de energia:

$$w = \frac{p}{\rho}. \quad (1.13)$$

Dependendo de qual seja o componente dominante no universo, este parâmetro assumirá diferentes valores, por exemplo, se a radiação e a matéria relativística dominar, teremos $w = \frac{1}{3}$. por outro lado, se a matéria não relativística dominar w assumira valor nulo (matéria fria não exerce pressão) se tivermos um universo dominado por uma constante cosmológica, teremos $w = -\frac{1}{3}$. Mais a frente estudaremos esses casos e suas consequências na evolução do universo com um pouco mais de profundidade.

Por fim, desejamos também saber o comportamento da densidade de energia com o tempo, para isso, lançamos mão da conservação da derivada covariante do tensor energia-momento para obtermos:

$$\dot{\rho} = -3H(p + \rho). \quad (1.14)$$

1.2 O parâmetro de Densidade

Se faz útil, antes de continuarmos, estudarmos um pouco das componentes do universo e algumas de suas propriedades, nesta seção, trataremos do parâmetro de densidade.

Já sabemos, das equações de Einstein, que a densidade de energia afeta diretamente a curvatura do universo, podemos ver isso através da própria equação de Friedman, tomando-a, pois, para $k = 0$ obtemos:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho + \rho_\Lambda) \quad (1.15)$$

onde descrevemos Λ como um fluido com densidade de energia ρ_Λ :

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (1.16)$$

Assim, definindo ρ_T como a densidade de energia total do universo, podemos verificar que, se o universo for plano, sua densidade total de energia será:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (1.17)$$

que determina a chamada densidade crítica do universo, se o universo possuir densidade igual a este valor, ele será plano. Assim, podemos estabelecer um parâmetro em termos

dessa densidade, definindo:

$$\Omega_T = \frac{\rho}{\rho_c} \quad \text{onde} \quad \begin{array}{l} 0 < \Omega < 1 \quad \text{para universo aberto} \\ \Omega = 1 \quad \text{para universo plano} \\ \Omega > 1 \quad \text{para universo fechado} \end{array} \quad (1.18)$$

Assim, como ρ e ρ_c são funções do tempo, em geral, Ω também é uma função do tempo.

Podemos, a partir de 2 em conjunto com 1.17 e 1.16

$$\Omega_T - 1 = \frac{k}{a^2 H^2}. \quad (1.19)$$

Alguns cosmólogos consideram útil definir o termo de k como um parâmetro de densidade associado a curvatura do universo:

$$\Omega_k = \frac{-k}{a^2 H^2}. \quad (1.20)$$

Se assumirmos, momentaneamente, que o universo seja composto apenas de uma componente, podemos conular a densidade de energia associada a cada um deles e usar esse resultado (DODELSON, 2003) para calcular seus respectivos parâmetros Ω para o universo presente:

$$\Omega_\Lambda(t_0) \approx 0.7 \quad \Omega_m(t_0) \approx 0.3 \quad \Omega_\gamma(t_0) \approx 10^{-4} \quad \Omega_k(t_0) \lesssim 10^{-3}. \quad (1.21)$$

É interessante notar que o valor de $\Omega_m(t_0)$ não é consistente com os dados observacionais de matéria bariônica, de fato, quando medimos o parâmetro de densidade associado a matéria comum, obtemos $\Omega_b(t_0) \approx 0,04$, muito menor que os 0,3 medidos para a matéria total no universo. Uma solução proposta para esse problema é o modelo de matéria escura fria, que postula a existência de um tipo de componente no universo, como mesmas propriedades da matéria comum, mas que não interage eletromagneticamente. Nas seções seguintes, trabalharemos um pouco mais esses resultados, a fim de podermos traçar uma linha evolutiva do universo.

1.3 História do universo

Vimos que podemos usar as equações 1.11 e 1.12 para estudarmos como o fator de escala $a(t)$ evoluiu ao longo do tempo, dependendo de qual seja o constituinte dominante que compoñha o universo. Assim, podemos pensar além das duas espécies de energia que contribuem para densidade de energia total, mais uma terceira:

Energia da radiação e matéria relativística \rightarrow com parâmetro $w = \frac{1}{3}$.

Energia da matéria fria \rightarrow com parâmetro $w = 0$.

Também podemos considerar a contribuição de uma constante cosmológica: $w = -1$. Assim, podemos escrever a equação 1.14 em termos do parâmetro de densidade ω :

$$\dot{\rho} = -3H(1+w)\rho. \quad (1.22)$$

Podemos então calcular a dependência da densidade de energia para com o fator de escala:

$$\rho = a^{-3(1+w)}. \quad (1.23)$$

Como ρ cai com um fator de a , tendo que consideramos $a(t_0) = 1$, e $a < 1$ para qualquer tempo anterior ao presente, caso a seja muito pequeno, a contribuição do termo de curvatura na equação de Friedman se torna negligenciável, assim, podemos escrever:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = \frac{8\pi G}{3}\rho \sim \frac{8\pi G}{3}a^{-3(1+w)}. \quad (1.24)$$

Usando da equação da aceleração 1.12 podemos obter a evolução do fator de escala no tempo:

$$a \sim t^{\frac{2}{3(1+w)}} \quad \text{ou} \quad a(t) \simeq a_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3(1+w)}} \quad (1.25)$$

Onde t_0 e a_0 correspondem ao valor presente da idade do universo e do fator de escala. A eq. 1.25 nos dá a evolução temporal do fator de escala de acordo com a componente que domina no universo - definido pelo parâmetro w . Assim, obtemos:

$$a \sim t^{\frac{2}{3}} \quad a \sim t^{\frac{1}{2}} \quad (1.26)$$

Para um universo dominado por matéria fria e por radiação respectivamente. Em particular, se considerarmos a contribuição da constante cosmológica, obtemos um resultado bastante interessante:

$$a(t) \simeq \exp H_0 t \quad \text{com} \quad \rho \simeq \frac{H_0^2}{G} \quad (1.27)$$

O qual nos concede exatamente a solução de uma expansão exponencial, que precisaremos para modelos inflacionários, mas discutiremos isso mais a frente.

Podemos definir o parâmetro de desaceleração:

$$q = \frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{3} + w \right). \quad (1.28)$$

Obtemos esse resultado usando soluções assintóticas para $a(t)$ para cada uma das diferentes espécies de energia. Nesta equação, podemos observar que qualquer componente com $w > -\frac{1}{3}$ contribui para uma expansão acelerada do universo.

O gráfico da página seguinte (figura 1) mostra um esquema da evolução do fator de escala no tempo. Para $a=1$, vemos que jáa entramos no período de expansão inflacionária, conforme já confirmado por (RIESS et al., 1998), ou seja, estamos entrando em um período dominado por uma constante cosmológica. A figura 2 mostra as diferentes contribuições para a densidade de energia do universo em relação ao fator de escala.

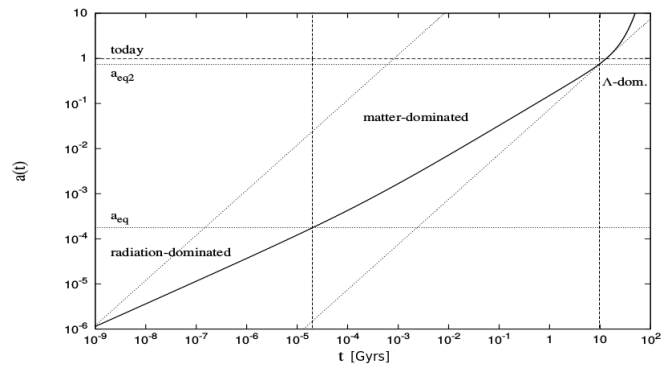


Figura 1 – Evolução do fator de escala no tempo <<http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/>>

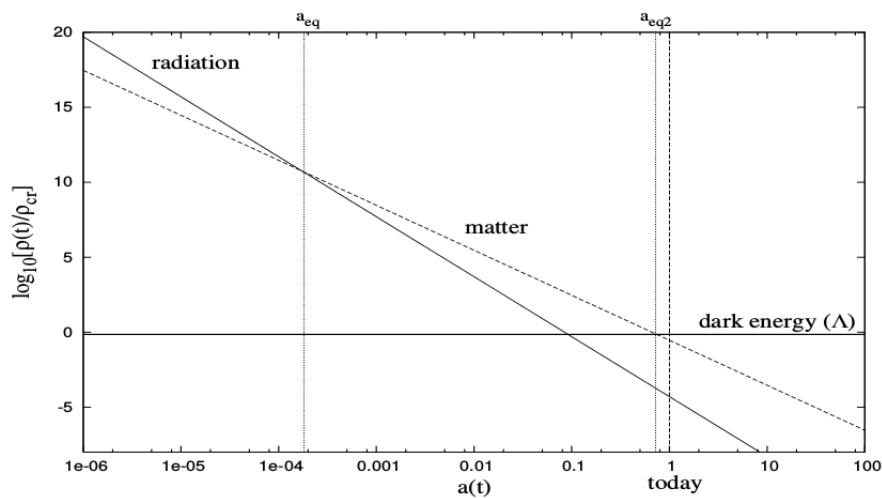


Figura 2 – Evolução da densidade de energia no tempo (razão entre a densidade de energia e a energia crítica). Vemos os diferentes períodos em que o universo esteve sob a ação de uma determinada componente. Com a expansão, pouco a pouco a contribuição da radiação começou a cair, mais rapidamente que a contribuição da matéria e, mais a frente, a contribuição da matéria caiu ao ponto da constante cosmológica dominar (visto que esta não se altera com a expansão do universo) <<http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/>>

1.4 Horizonte de Partículas e Horizonte de Eventos

Podemos usar H para determinar duas distâncias de certo interesse físico: o Horizonte de partículas: que determina a distância máxima em que duas partículas estão causalmente conectadas, e o Horizonte de Eventos, que determina a distância máxima que podemos receber qualquer informação oriunda de qualquer lugar.

Considerando que a informação viaje como um feixe de luz se propagando na superfície do cone de luz (ou seja, $ds=0$), e tendo que o feixe se propaga em uma única

direção, (ou seja $d\theta$ e $d\phi = 0$) podemos partir de 1.1 para obtermos:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sqrt{1 - kr^2}}{a(t)} \Rightarrow \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \frac{dt}{a(t)}. \quad (1.29)$$

Definindo:

$$d_p = \int_0^{r(t)} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_i}^t \frac{dt}{a(t)}. \quad (1.30)$$

Como a distância comóvel entre as duas partículas, podemos calcular a distância física percorrida por um feixe de luz, emitido por uma partícula qualquer, após um intervalo de tempo $t - t_i$:

$$R_p = a(t)d_p(t) \Rightarrow R_p = a(t) \int_0^t \frac{dt'}{a(t')}. \quad (1.31)$$

Podemos usar dos resultados que obtemos para a evolução temporal do fator de escala (1.25) para obtermos:

$$R_p = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3(1+w)}} \int_0^t \left(\frac{t'}{t'_0}\right)^{-\frac{2}{3(1+w)}} dt' = \begin{cases} \frac{2}{3H} & \text{para } \textit{matéria fria} \\ \frac{1}{H} & \text{para } \textit{radiação} \end{cases} \quad (1.32)$$

Onde usamos $t = \frac{2}{3H}$ para matéria ordinária, e $t = \frac{1}{2H}$ para matéria relativística, ambos resultados obtidos diretamente da definição da constante de Hubble, e usando das equações 1.26 e 1.27. com isso, obtemos a distância máxima de interação entre duas partículas em termos do parâmetro de Hubble. em um universo dominado por radiação, duas partículas separadas por uma distancia maior que H^{-1} , não estão causalmente conectadas.

De certa forma, o horizonte de eventos é um complemento do horizonte de partículas, ele define a região do universo da qual é possível, em algum momento, receber qualquer informação oriunda dela. Assim, Define-se horizonte de eventos por:

$$R_e = a(t) \int_t^{t_{max}} \frac{dt'}{a(t')}. \quad (1.33)$$

De 1.26 aplicado em 1.33, tanto no caso de um universo plano dominado por radiação, quanto para dominado por matéria, podemos deduzir que não há horizonte de eventos, visto que $R_e(t) \rightarrow \infty$ para $t_{max} \rightarrow \infty$. Mas temos um resultado particularmente interessante para quando $a(t)$ escala exponencialmente ($a(t) \sim \exp Ht$), como no caso da constante cosmológica na eq. 1.27, onde obtemos:

$$R_e(t) \sim \frac{1}{H}. \quad (1.34)$$

A qual mostra que, em um universo acelerado exponencialmente, não é possível receber informação de qualquer evento que ocorra a um distancia maior que H^{-1} . é uma situação análoga a um buraco negro, como se uma pessoa que estivesse no centro dessa região esteja cercada de uma zona em que nenhuma informação que esteja além dela poderia chegar a ela

2 Problemas com a Cosmologia Padrão

No último capítulo estudamos um pouco de cosmologia padrão e vimos algumas previsões que ela realiza com relação a evolução do universo. Porém, conforme dito, este modelo está longe de ser perfeito, apresentando diversos problemas, como o problema da singularidade, o problema da assimetria entre matéria e anti-matéria, muitos desses problemas estão muito bem discutidos em (LINDE, 1990). Neste capítulo, iremos abordar três deles que podem ser solucionados de forma satisfatória com uma extensão do modelo do HBB através da inclusão um período inflacionário, poucos segundos após o Big Bang.

2.1 Problema do Horizonte

Até agora, temos tratado o universo como homogêneo e isotropico e, de fato, esse é um dos princípios fundamentais para a cosmologia padrão, conforme falamos no capítulo anterior, e Hoje temos muitos dados observacionais que tornam esse principio não apenas um postulado, mas como algo corroborado pelos experimentos, especialmente quando observamos o espectro de corpo negro da CMB, em que as inhomogeneidades detectadas são somente da ordem de 10^{-4} ou 10^{-5} K (ADE et al., 2016). Então qual seria o problema aqui? se a homogeneidade e isotropia sempre foi, para a física, um postulado,, algo confirmado pelos experimentos, e que, simplifica enormemente a formulação de modelos de descrição do nosso universo, por que é necessário que nos debrucemos diante disso?

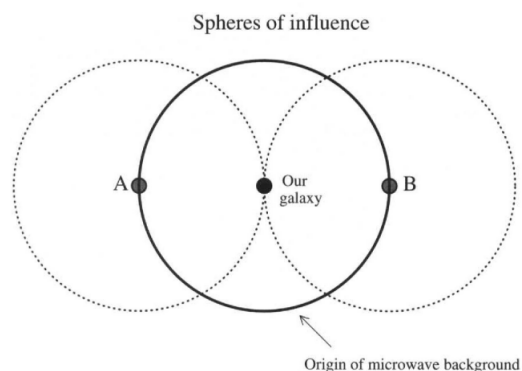


Figura 3 – Ilustração do problema do horizonte. se a radiação da CMB oriunda de uma região do céu acabou de chegar até nós, não há como aquela região estar em contato termico com o seu extremo oposto, isso poderia ser explicado caso, no passado, essas regiões estivessem em contato, mas a notícia ruim é: somente pelo modelo padrão, isso não acontece. (LIDDLE, 2003)

O problema é justamente esse, não existe nada que explique esse homogeneidade, simplesmente observamos o universo assim, mas isso ser verdade sem a existência de algum

mecanismo que gere essa homogeneidade torna este dado um imenso problema de ajuste fino, que requer que assumamos que o universo, sem nenhuma razão para tal, adotou a mesma temperatura em todos os seus pontos, e fim de papo. Se todos os pontos do universo apresentam praticamente a mesma temperatura, não importando a que direção se olhe, isso significa que todas as regiões do universo estão em equilíbrio térmico entre si, até mesmo regiões fora do domínio de causalidade umas das outras, ou seja, que não podem interagir. a figura 3 ilustra esse problema.

Se essas regiões tivessem entrado em equilíbrio no passado, isso poderia ser resolvido, porém não é o que prevê nossos modelos. Antes de mais nada é preciso entender que a radiação da CMB nos fornece um mapa da radiação oriunda do momento em que a radiação desacoplou da matéria, antes disso, a radiação não conseguia caminhar livremente sem ser reabsorvida por alguma partícula em seu caminho - ou seja, o livre caminho médio de qualquer feixe de radiação era curto, e não temos acesso aos fótons emitidos antes desse período. Do mesmo modo, em qualquer período anterior a este, não havia como duas partículas muito distantes estarem em contato térmico, ainda que dentro do horizonte uma da outra, visto que qualquer fóton emitido por uma delas, muito provavelmente seria reabsorvido por outra antes de alcançá-la. Deste modo, o cálculo para o horizonte de partículas que fizemos anteriormente somente é válido para o período após o desacoplamento. De fato, se calcularmos os horizontes de partículas para diferentes períodos no universo, vemos diversas regiões que estão causalmente conectadas hoje, que não estavam no período do desacoplamento (o que torna impossível que o universo tenha se tornado homogêneo já naquele período). Se partirmos de 1.25, para $a_0 = 1$ podemos escrever:

$$d_p = \int_0^t \left(\frac{t'}{t_0} \right)^{-\frac{2}{3(1+w)}} dt' = a(t)^{\frac{1+3w}{2}} t_0. \quad (2.1)$$

Que nos dá a distância comóvel máxima percorrida por um feixe de luz, emitido em um tempo $t_i = 0$, que configura a distância máxima de interação entre duas partículas em um período do universo correspondente a $a(t)$. Assim, se considerarmos no tempo logo após o desacoplamento, em que a radiação da CMB foi emitida, em $a(t_{cmb}) = 10^{-3}$, podemos calcular:

$$d_p(t_{CMB}) = a(t_{CMB})t_0 = 10^{-3}t_0. \quad (2.2)$$

Por fim, um feixe de luz que escape da CMB e chegue hoje até nós, terá percorrido uma distância comóvel equivalente a:

$$d_p(t_0 - t_{CMB}) \simeq t_0. \quad (2.3)$$

Assim, tendo que a área correspondente a região em que há possibilidade de interação entre essas partículas será: $s_p \sim d_p^2$, Temos que a razão entre a área correspondente a superfície da CMB e a área correspondente a região conectada causalmente no período da

CMB nos dá:

$$\frac{s_p(t_0 - t_{CMB})}{s_p(t_{CMB})} \simeq 10^6. \quad (2.4)$$

Ou seja, nesta radiação cósmica de fundo, a qual observamos inhomogeneidades máximas da ordem de 10^{-4} , existem cerca de 10^6 regiões que no período final do desacoplamento não estavam causalmente conectadas, e não existe nenhuma simetria que gere esse comportamento. Encontrar uma justificativa para essa homogeneidade e isotropia consiste no problema do horizonte

2.2 A Planitude do Universo

Na seção 1.2 falamos um pouco sobre o parâmetro de densidade, e na seção 1.3 vimos a dependencia desse parâmetro com relação ao fator de escala, que nos permite fazer uma "volta no tempo", e escrever uma linha histórica da evolução do universo a partir das condições iniciais com t_0 correspondente ao tempo atual. Para o parâmetro Ω as medidas mais atuais apontam que temos um universo muito perto de ser um universo plano, mais precisamente com (ADE et al., 2016):

$$\Omega_T(t_0) - 1 = \Omega_k(t_0) = 0.000(\pm 0.005). \quad (2.5)$$

Ou seja, um valor absurdamente próximo do zero. Se estabelecermos a evolução do parâmetro de densidade usando o comportamento das diferentes espécies de energia no universo, podemos calcular:

$$\Omega_k(t) = \frac{\Omega_k(t_0)a^{-2}}{\Omega_m(t_0)a^{-3} + \Omega_\gamma(t_0)a^{-4} + \Omega_k(t_0)a^{-2} + \Omega_\Lambda(t_0)}, \quad (2.6)$$

onde usamos 1.19 em conjunto com 1.20 para escrevermos $\Omega_m(t_0) + \Omega_\gamma(t_0) + \Omega_k(t_0) + \Omega_\Lambda = 1$. Assim, com algumas manipulações algébricas simples (colocando o termos de Ω_k em evidência), considerando maior valor possível para $\Omega_k(t_0)$ de acordo com o Planck (0.005), e usando dos resultados medidos para os parâmetros em 1.21 podemos obter:

$$\Omega_k(t) = \frac{1}{60a(t)^{-1} + 0.2 \times 10^{-1} a(t)^{-2} + 1 + 140a(t)^2} \quad (2.7)$$

Se voltarmos até os estágios mais iniciais do universo, por exemplo, no período e que as quatro forças fundamentais ainda eram indistinguíveis (Período de Grande Unificação) nos podemos tomar $a(t) = \frac{T}{T_0}$, veja, por exemplo, em (PIERONI, 2016). Neste caso, obtemos $a(t_{GUT}) \simeq 10^{-29}$, o que, substituindo em 2.7 nos permite obter:

$$\Omega_k(t) = 10^{-59} \quad (2.8)$$

Ou seja, se o universo tivesse uma densidade diferente da densidade crítica por um valor da ordem de, digamos, 10^{58} e 10^{60} , não seríamos capazes de descrever a geometria

em larga escala que observamos hoje. Para se ter ideia, para alterarmos a massa do sol em um fator de 10^{60} teríamos que adicionar ou tirar 2 elétrons, ou seja, se o universo tivesse 2 elétrons a mais, ou a menos, do que ele tem, já teríamos uma geometria completamente diferente. Mesmo no início do big bang, o universo já teria que ter uma densidade de energia extremamente próxima da densidade crítica, e não temos nenhuma simetria que dê preferência a uma geometria em detrimento da outra, e não temos nenhuma razão para pensarmos que nesta época o universo tivesse um Ω_k tão pequeno, isso consiste num imenso ajuste fino desse parâmetro no Λ CDM, e um problema do modelo padrão de cosmologia.

2.3 Monopolos e Partículas Relíquias

Outro problema relevante está na abundância de partículas relíquias formadas muito cedo no universo e que são previstas pelos modelos de partículas mais modernos, mas que não são observadas atualmente, são elas:

- ⇒ Monopólos Magnéticos
- ⇒ Paredes de Domínios
- ⇒ Partículas Supersimétricas
- ⇒ Campos modulares associados a supercordas

Em geral, porém a ênfase maior é dada aos monopólos, posto que são consequências naturais de modelos de grande unificação, e supostamente seriam produzidas em grande abundância durante o início do universo. Como é previsto que os monopólos tem grande massa, eles seria não relativísticas durante maior parte da idade do universo, desse modo, com a expansão deveriam diluir muito mais lentamente que a radiação, fazendo com que nunca passássemos por um período dominado pela última, o que contradiz o que observamos. Além disso, não há qualquer observação experimental atualmente dessas partículas de relíquia, dado a suposta abundância previstas pelos modelos, e considerando que dado sua escala de massa, deveríamos já ter sido capazes de observa-las.

3 Inflação

3.1 Definindo Inflação

Vamos agora trabalhar em cima dessas dificuldades do HBBT, em particular o problema do horizonte e o problema da planitude do universo discutidos anteriormente. Para resolver esses problemas, se faz necessário termos em mãos outros modelos que possam adequadamente descrever nosso cenário do universo atual. Em 1981, Alan Guth (GUTH, 1981) propôs, na esperança de resolver esses problemas, o mecanismo de inflação, um período extremamente curto, no início do universo, em que o tamanho aumentou milhares de vezes de tamanho em um curtíssimo intervalo de tempo. No sentido físico, podemos dizer que foi um período em que o fator de escala a do universo teve uma aceleração maior que zero, isto é:

$$\ddot{a} > 0. \quad (3.1)$$

Temos outra maneira de expressar essa condição, que nos dá uma interpretação mais física desta condição. Definindo $\frac{1}{aH}$, a distancia comóvel de Hubble, e reescrevendo a condição 3.1, teremos:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) > 0. \quad (3.2)$$

Ou seja, uma das condições de inflação, tendo em vista que, conforme veremos mais a frente, no período inflacionário o parâmetro H permanece praticamente constante, é que a distancia comóvel de Hubble cai com o tempo. Assim, a região comóvel do universo observável vai ficando menor durante o período inflacionário.

A figura 4 mostra aproximadamente o comportamento da distancia comovel de hubble durante o período inflacionário

Utilizando-se da equação de desaceleração: 1.28, também podemos escrever a condição de inflação na forma:

$$-\frac{\dot{H}}{H^2} < 1. \quad (3.3)$$

Se essa condição for substituída por uma forte desigualdade $-\frac{\dot{H}}{H^2} \ll 1$ temos H praticamente constante, e uma expansão exponencial do universo: $a \propto \exp Ht$. vamos então tomar a equação 1.12

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P). \quad (3.4)$$

Vemos então que a Aceleração somente será positiva caso $P < \frac{\rho}{3}$ ou seja, inflação ocorreria em algum momento que o universo fosse dominado por uma componente que tenha um parâmetro de equação de estado (caracterizado pela razão entre a densidade

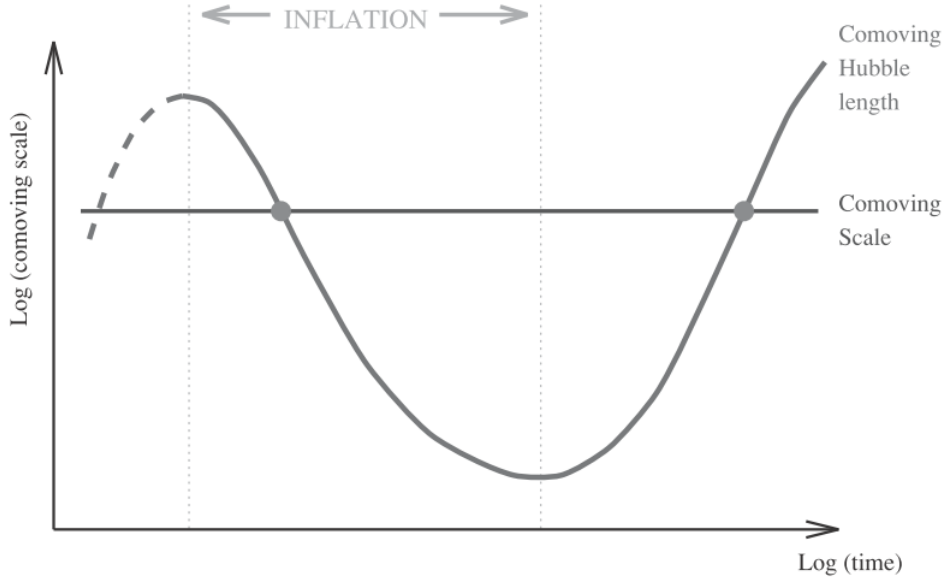


Figura 4 – comportamento da distancia comovel de hubble durante a evolução do universo. No período inflacionário, ela cai no tempo, visto que o proprio valor do parâmetro de hubble é aproximadamente constante. Após o termino do período inflacionário, o valor dessa distância volta a aumentar. O que acontecerá no futuro, vai depender da natureza da energia escura, que é a componente que domina hoje (LYTH; LIDDLE, 2009)

de energia e a pressão da componente) $w = \frac{1}{3}$. Usualmente, consideramos que o universo tenha sido, em algum momento, dominado por uma constante cosmológica Λ . Assim, se considerarmos que Λ seja positivo, com $w = -1$, podemos escrever a equação de aceleração contendo a contribuição da constante cosmológica. Manipulando 1.7 e 1.8 dessa vez eliminando o termo referente a curvatura, obtemos:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P). \quad (3.5)$$

Se considerarmos um universo dominado pela constante cosmológica, de tal modo que a contribuição das outras componentes seja negligenciável:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{\Lambda}{3} = cte > 0 \quad (3.6)$$

para esse caso a equação de Friedman toma forma:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\Lambda}{3}, \quad (3.7)$$

cuja solução para t é:

$$a \sim \exp Ht. \quad (3.8)$$

Assim, vemos que um universo dominado por uma constante cosmológica gera precisamente uma expansão exponencial do fator de escala, e essa é a definição de inflação.

Os modelos típicos de inflação estimam que a mesma tenha começado quando o universo tinha temperaturas na escala de GUT, quando tempo de Hubble (quantidade que define a idade do universo na época medida), definida pelo inverso da constante de Hubble, tem valor de aproximadamente 10^{-34} . Se supormos que o universo permaneceu inflacionário por 100 vezes esse tempo (ou seja, durante um período de 100 vezes maior que a sua idade naquela época, a energia escura dominou gerando o período inflacionário) temos que meu fator de escala cresceu em magnitude na ordem de:

$$a(t) = \exp H(t - t_0) \Rightarrow \frac{a(t)}{a(t_0)} = \exp N. \quad (3.9)$$

Onde t corresponde ao tempo que a inflação termina, e t_0 corresponde ao tempo que ela inicia, e definimos N como no número de e-folds, ou seja o numero de vezes o universo cresce pelo fator de e . Assim, temos:

$$N = H(t - t_0) \quad (3.10)$$

Se o período $t - t_0$ for longo comparado ao tempo de Hubble durante a inflação, considerando que o tempo de Hubble dessa época seja da ordem de 10^{-36} , então o crescimento no fator de escala será enorme! na situação que definimos, teremos $N \sim 100$ por conseguinte, temos que o crescimento no fator de escala será da ordem de:

$$\frac{a(t)}{a(t_0)} \sim \exp 100 \sim 10^{43} \quad (3.11)$$

Durante o período inflacionário, o universo teria aumentado 10^{43} vezes de tamanho. se fossemos resumir o caminho evolutivo do universo considerando inflação, poderíamos fazer da seguinte forma: o Universo teria que ter começado sendo dominado por uma especie de constante cosmológica, o qual faria o papel de levá-lo a se expandir exponencialmente, e conforme veremos mais a frente. Após essa expansão, o universo deve passar o um processo que o reaqueça (reheating), posto que com um aumento do seu volume, a densidade de energia também decai imensamente (DODELSON, 2003). Após esse período o universo passa a se desenvolver de acordo com o modelo padrão do HBB, passando por um momento de dominância de radiação, em seguida de dominância de matéria fria, chegando até os dias atuais, onde novamente essa constante cosmológica parece dominar.

A figura da página seguinte esboça esse resumo de maneira visual:

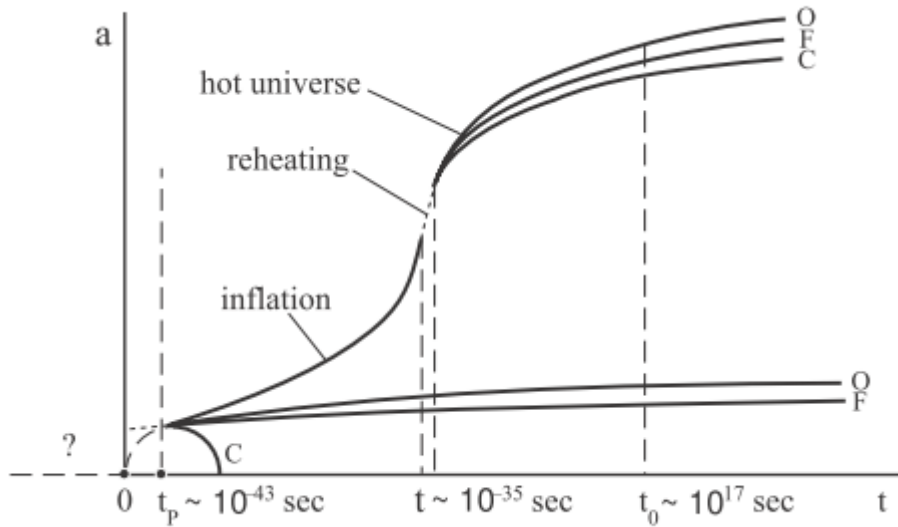


Figura 5 – Gráfico mostrando a evolução do universo com e sem inflação, para diferentes tipos de curvaturas (open flat ou closed). Vale salientar que antes do chamados "tempo de planck" não é possível descrever o universo classicamente, portanto nossa análise sempre se resume a períodos após este tempo, qualquer acontecimento antes dele não é relevante a nossos estudos, pelo menos por enquanto (LINDE, 1990)

Mas, afinal, como isso resolveria os problemas do Big Bang? É o que vamos ver na seção a seguir

3.2 Problema do Horizonte

Nós vimos na seção 2.1 que a isotropia e homogeneidade do universo é algo que não deveria ser esperado, pois já no tempo da CMB temos muitas regiões que estão causalmente separadas, sendo uma coincidência muito grande que todas estejam na mesma temperatura, sem que nenhuma simetria ou mecanismo force tal observação. O período de inflação nos concede uma solução interessante para a solução deste problema. antes de mais nada, usaremos nesta seção resultados diretos de (LYTH; LIDDLE, 2009) em que escrevemos:

$$H_I = \frac{10^{56}}{2t_0} \quad e \quad a(t) = a_E \exp H_I(t - t_E), \quad (3.12)$$

onde t_E corresponde ao tempo referente ao final da inflação, a_E ao valor do fator de escala no mesmo período, e H_I corresponde ao valor do parâmetro de Hubble durante o período inflacionário (que permanece praticamente constante). Além de tudo, a por fins de simplificação, trabalharemos como se o universo fosse dominado por radiação até o período t_0 .

Conforme mostramos na seção 1.4, a distância comovel percovida or um feixe de luz determina da distancia máxima de interação entre duas partículas, assim, se quisermos resolver o Problema do horizonte, precisamos que, após o período inflacionário, a distância desse horizonte de partículas seja maior que o diâmetro do universo observável (de valor t_0) - lembrando que aqui estamos trabalhando com unidades naturais, que faz com que distâncias tenham dimensão de tempo), assim, podemos escrever:

$$d_p(t) = \int_t^{t_E} \frac{dt'}{a(t')} + \int_{t_E}^t \frac{dt'}{a(t')}. \quad (3.13)$$

Assim, usando 3.14, e 1.26 podemos então obter:

$$d_p = \frac{1}{a_E H_I} \exp H_I(t_E - t) + t_0 \quad \Rightarrow \quad d_p = 10^{-28} 2t_0 \exp H_I(t_E - t) + t_0 \quad (3.14)$$

Para um período suficientemente longo de inflação, temos que o primeiro termo se torna maior que t_0 , ou seja, maior que o universo observável, garantido que todos os pontos do universo que observamos atualmente estão no domínio de causalidade um do outro, o que permitiu o equilíbrio térmico medido na CMB. Em particular, tendo que $10^{28} \simeq \exp 64$ e usando a definição 3.10 podemos ver que o primeiro termo de 3.14 se torna maior que t_0 quando $N \geq 64$, que nos daria o número mínimo de e-folds necessários para resolvermos o problema do horizonte. Lembrando que partirmos da estimativa que de o universo teria sido dominado por radiação desde o começo, se trabalhássemos com os diferentes períodos, esse número cairia mais ainda.

Uma maneira mais conceitual de entendermos como a inflação poderia resolver o problema do horizonte, seria simplesmente imaginar que o universo de hoje tenha sido originário de uma região que estivesse dentro do domínio do horizonte, que expandindo de forma exponencial, terminou por se tornar maior que o raio do universo observável, esse esquema pode ser observado na figura a seguir, que esquematiza a expansão de uma região desse tipo através da distancia comóvel de Hubble: conforme vimos, o conceito de inflação implica em um período em que a distancia comóvel de Hubble caia, até o ponto em que todo meu universo observável esteja dentro da distancia de Hubble no período inicial da inflação. qualquer inomogeneidade fica, por consequência fora dessa região, permitindo somente que observemos um universo praticamente homogêneo.

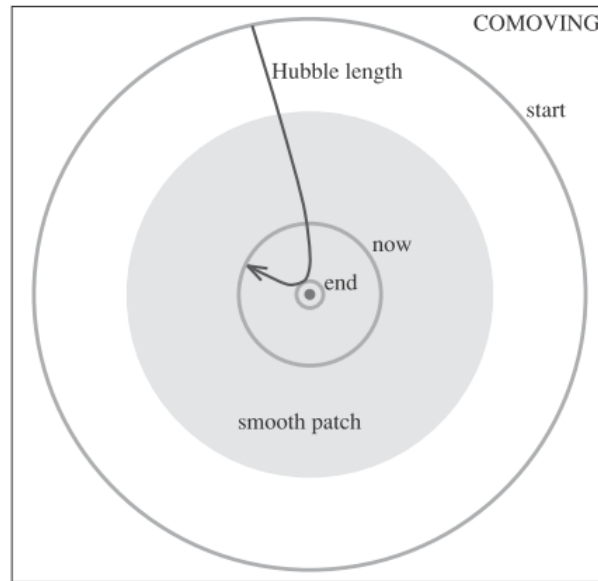


Figura 6 – esquema de como um período inflacionário resolve o problema do horizonte (LYTH; LIDDLE, 2009)

3.3 Curvatura

Bem, para mostrar como a inflação resolve o problema da curvatura, terei de lançar mão da equação de Friedman escrita em termos do parâmetro de densidade Ω que trabalhamos na seção 1.2. que pode ser obtida de maneira bastante simples (Ver: (RYDEN, 2003))

$$1 - \Omega(t) = \frac{k}{a(t)^2 H(t)^2} \quad (3.15)$$

Durante o período inflacionário, sabemos como o fator de escala se comporta no tempo, tendo isto, em conjunto com a eq 3.10, obtemos:

$$1 - \Omega(t) \propto \exp -2N. \quad (3.16)$$

Que, para uma situação em que o número de e-folds seja 100:

$$1 - \Omega(t) \propto 10^{-43}. \quad (3.17)$$

Ou seja, a diferença do parâmetro de densidade para unidade no período inflacionário cai numa velocidade suficiente, desde que a inflação ocorra por um período suficientemente grande (e não precisa ser muito), de tal modo independentemente da curvatura que o universo tenha antes do início do período inflacionário, ele será achatado a força, resolvendo o problema da planitude.

Uma maneira simples de conseguirmos observar isso, é imaginarmos que uma bola, quando inflada, se estica diminuindo sua curvatura, se pensarmos nela se inflando

infinitamente, se aproxima cada vez mais da planitude, até que qualquer efeito de curvatura torna-se negligenciável e desaparece por completo

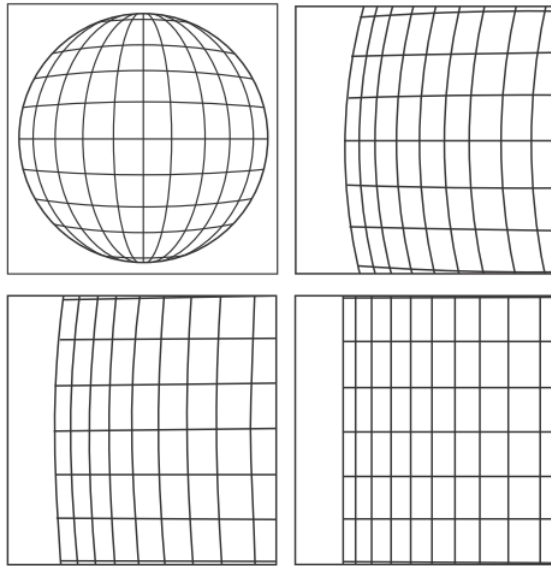


Figura 7 – Ilustração de como a expansão do universo achata-o até que ele se torne quase plano. (PIERONI, 2016)

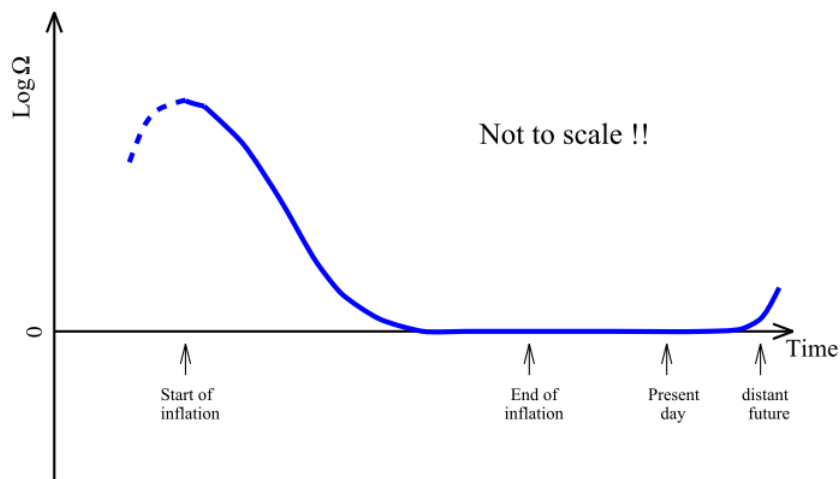


Figura 8 – Gráfico ilustrativo da evolução da curvatura do universo. Independente da curvatura inicial, o período inflacionário força o parâmetro de densidade para valores próximos de 0 (LIDDLE, 1999)

3.4 Partículas Relíquias

nessa seção trabalharemos um pouco com relação a densidade de partículas relíquias e como inflação contribui para que estas não mais sejam um problema para a cosmologia moderna.

O que acontece é basicamente o seguinte: em um universo em expansão exponencial, temos que a distancia comovel de hubble cai no tempo, e que, pouco a pouco, tudo que está dentro é expulso da região observável do universo, em uma versão análoga do teorema da calvície, que é aplicado a buracos negros, para o espaço de sitter pode se extendido para modelos cosmologicos dominados por uma constante repulsiva (GIBBONS; HAWKING, 1977), que garante que qualquer inomogeneidade ou partículas presentes em uma esfera de raio H^{-1} , irá cruzar o horizonte de eventos dessa região em um tempo da ordem de H^{-1} . Ou seja, qualquer partícula ou inomogeneidade dentro dessa esfera, será expulsa dela, de forma que não será mais capaz de interagir com a região inicial.

Assim, se assumirmos que todo o universo observável tenha começado de uma região de uma esfera de raio da ordem de H^{-1} todas as partículas relíquias são jogadas para fora do mesmo, garantindo que não sejamos mais capazes de observa-las e que elas não tenham mais qualquer influência no nosso universo.

4 Que tipo de Inflação?

Tendo definido o que é inflação, e como ela resolve os problemas gerados pelo big bang, podemos focar nos seguintes problemas: que tipo de inflação nós queremos? O que a inicia? O que a para? por que ela não anula as curvaturas locais geradas pelas flutuações de densidade de energia no início do universo (visto que sabemos que a CMB não é totalmente homogênea apresentando flutuações da ordem de 10^{-4} , conforme já foi medido pelo COBE (SMOOT et al., 1992) e refinado pelo seus sucessores WMAP (BENNETT et al., 2003) e PLANCK (ADE et al., 2014)).

Outra questão que podemos levantar é: Com o processo de expansão acelerada, é esperado que a densidade de energia do universo decaia de uma forma que tornaria impossível a formação de qualquer tipo de estrutura, para isso, é necessário que haja um processo que seja capaz de reaquecer o universo logo após o período inflacionário. O ideal, é que qualquer que seja o modelo proposto pela inflação, ele deve ser capaz de dar conta desse reaquecimento sem a necessidade da criação de um mecanismo a parte. Esse processo é chamado de reheating, e, embora este problema em particular não faça parte dos objetivos desta dissertação, e por isso não deduziremos o problema nem trabalharemos a fundo sua solução, comentaremos um pouco sobre o mecanismo que é capaz de gera-lo mais a frente.

4.1 O quanto de inflação

Antes de responder essas perguntas, existe uma anterior a ela, que é o Quanto de inflação nos precisamos? Sabemos que a CMB não é totalmente homogênea, que essas pequenas anisotropias são causadas por flutuações de densidade causadas por perturbações quânticas da curvatura do universo (PIERONI, 2016), mais precisamente se tratam de perturbações escalares e perturbações tensoriais. Também definimos nos capítulos anteriores o número de e-foldings, que é o número de vezes que o universo aumenta por um fator e . O que acontece é que, durante o período de expansão exponencial, essas perturbações também são "esticadas", de tal forma que deixa as escalas quânticas e assumem dimensões grandes o suficientes ao ponto de serem observadas, dando origem as pequenas Anisotropias da CMB. São elas que se tornam as sementes para a formação de estruturas no universo, se tornando regiões de aglutinação de matéria, desta forma estas perturbações tornam-se bons determinantes para estimarmos o quanto de inflação precisamos que ocorra em nosso universo.

As perturbações de curvatura surgem em pequenas escalas, e "congelam" no momento em que a escala atinge o horizonte (PIERONI, 2016), ficando como que impressas no

espaço/tempo, deste modo, as perturbações primordiais são geradas em cada escala aproximadamente no momento em que esta cruza o horizonte. Uma vez que a inflação termine, e o universo volta a ser dominado por radiação, o raio de Hubble volta a crescer, permitindo que as perturbações reentrem no horizonte, consequentemente fazendo parte do nosso universo observável.

A menor escala em que podemos observar as perturbações de curvatura diretamente corresponde a $k^{-1} \sim 10^{-3}$, que corresponde a escala dos primeiros objetos ligados gravitacionalmente. Assim, para escalas menores que essa não é possível obter dados observacionais. Podemos, a partir disto, chegar a seguinte conclusão: se queremos que o universo crie estruturas como temos hoje, precisamos que o período inflacionário tenha ocorrido durante um tempo adequado, nem tenha expandido o universo excessivamente, o que as levaria as flutuações de densidade a levar tempo demais para retornar ao horizonte, fazendo com que a formação de estruturas ocorresse muito tardiamente. Ou fosse muito curta, fazendo com que o processo de formação de estruturas ocorresse muito cedo, o que faria que nosso universo tivesse estruturas infinitamente maiores do que as que nós observamos.

Chamaremos de inflação observável o momento em que essa escala atinja a distância de Hubble, ou seja: $k^{-1} \sim H_0^{-1}$. A partir desse momento, temos o que chamamos de inflação observável, ou seja, inflação observável corresponde ao momento em que meu universo observável cruza o horizonte.

A figura abaixo mostra a evolução da distância comóvel de hubble com a expansão do universo, separada pelos diferentes períodos relevantes para o calculo do número de e-foldings gerados durante o período inflacionário, e as figuras 10 e 9 a seguir mostram a evolução de uma perturbação em relação a evolução da distância física de Hubble podemos então partir de uma escala Pivot, da ordem de 10^{-3} , que trata-se da escala de interesse cosmológico pelas razões citadas anteriormente. O número de e-folds: $N(k) = \ln \frac{a_{end}}{a_k}$, onde a_{end} determina o numero de desdobramentos que o universo faz - Ou seja, o número de vezes que ele cresce por um fator exponencial, durante o período inflacionário a partir do momento em que a escala cruza o horizonte.

Porém vimos no capítulo anterior que a melhor definição de inflação é aquela em que $\frac{1}{aH}$ diminui com o tempo, visto que H permanece praticamente constante durante o período inflacionário, podemos então fazer:

$$\tilde{N}(k) \equiv \ln \frac{a_{end} H_{end}}{a_k H_k} \quad (4.1)$$

Se tomarmos a definição de distancia física, podemos escrever:

$$\frac{d_{entry}}{d_{exit}} = \frac{a_{entry} x_{entry}}{a_{exit} x_{exit}} \Rightarrow \frac{a_{exit} H^*}{a_{entry} H_{entry}} = 1, \quad (4.2)$$

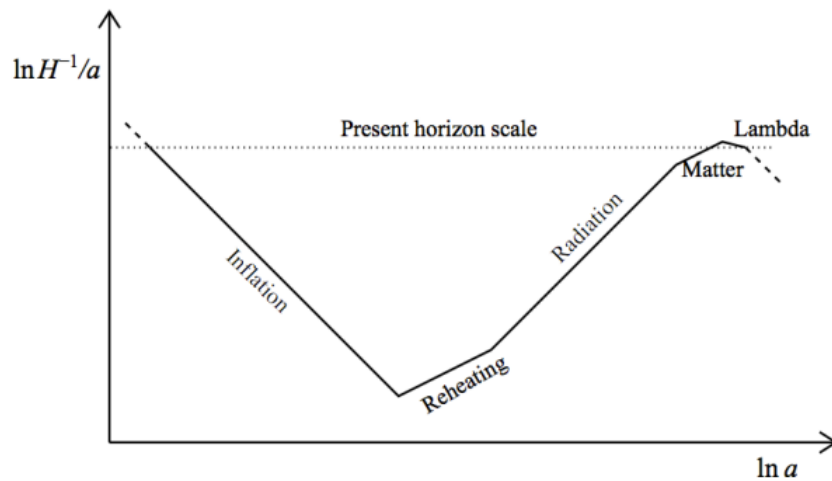


Figura 9 – Aqui temos a evolução do raio comovel de hubble nos diferentes períodos do universo, quando ela diminui durante o período inflacionario, até o ponto que atravessa o limite da escala do horizonte atual, voltando a crescer nos períodos de dominação de radiação e matéria, até novamente cruzar a escala de horizonte observavel. (PIERONI, 2016)

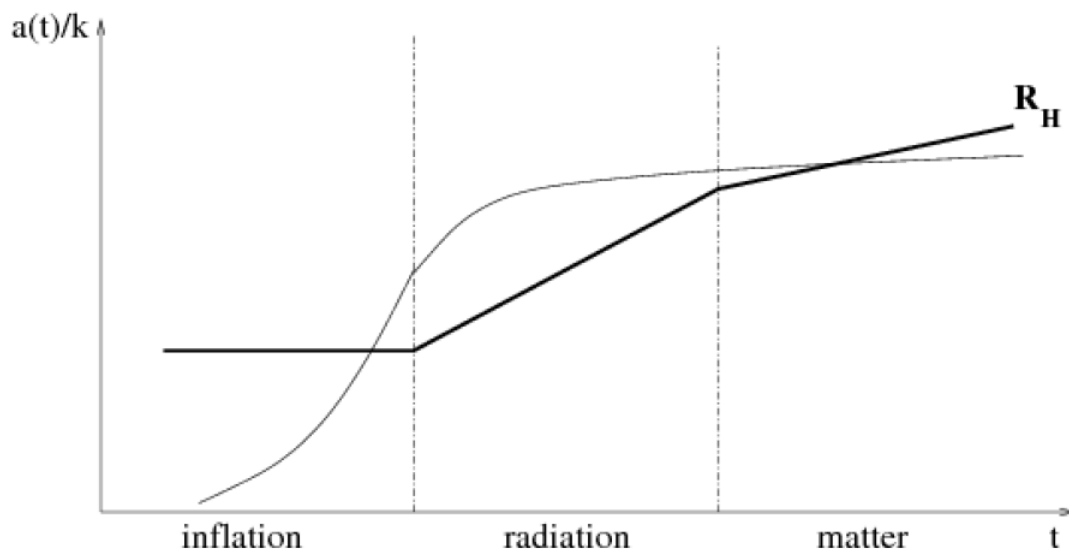


Figura 10 – Aqui temos o comportamento da escala comóvel de uma dada perturbação (linha fina) em relação a evolução da distância de Hubble (linha grossa). (PIERONI, 2016)

e, assim, se considerarmos que entre o período de saída do horizonte, até o período de reentrada passamos por diversas fases diferentes no universo, podemos escrever 4.2:

$$1 = \frac{a_{exit} H_*}{a_{end} H_*} \frac{a_{end} H_*}{a_{re} H_{re}} \frac{a_{re} H_{re}}{a_{eq} H_{eq}} \frac{a_{eq} H_{eq}}{a_{entry} H_{entry}}. \quad (4.3)$$

Onde a e H correspondem a fator de escala e parâmetro de Hubble, respectivamente, no

período indicado pelos índices:

exit → momento que a escala deixa o horizonte observável

re → período de recombinação

eq → período de igualdade entre matéria e radiação

entry → período de reentrada da escala no horizonte

mas, sabemos que $\frac{a_{exit}H_*}{a_{end}H_*}$ corresponde a exatamente $\exp N$ que nos dá a variação do fator de escala no período inflacionário:

$$1 = \exp -N \frac{a_{end}H_*}{a_{re}H_{re}} \frac{a_{re}H_{re}}{a_{eq}H_{eq}} \frac{a_{eq}H_{eq}}{a_{entry}H_{entry}}. \quad (4.4)$$

que nos permite calcular, usando dos valores conhecidos:

$$N = 56 - \frac{2}{3} \ln \frac{10^{16} GeV}{\rho_*^{1/4}} - \frac{1}{3} \ln \frac{10^9 GeV}{T_R}. \quad (4.5)$$

Vemos que, calculando o valor de N para os Dados que temos atualmente, o valor máximo que poderíamos obter seria $N=71$ (LYTH; LIDDLE, 2009)

4.2 Condições de Slow-Roll

Voltando as questões iniciais lançadas no primeiro paragrafo deste capítulo, para responde-las, precisamos antes fazer um estudo da dinâmica da inflação, embora não haja consenso ainda entre os físicos sobre o mecanismo que a gera, mas um possível candidato seria o campo escalar, que, sob algumas condições, que chamaremos de aproximação de slow-roll e que trabalharemos mais a frente, é capaz de gerar um potencial com o comportamento de uma constante cosmológica durante o período inflacionário. suponha que a inflação seja gerada por um campo escalar ϕ , associado a um potencial $V(\phi)$ que está associada a uma densidade de lagrangiana do tipo:

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi). \quad (4.6)$$

Sabemos que uma lagrangeana desse tipo, nos dá uma contribuição para o tensor energia momento da forma

$$T^{\mu\nu} = \partial^\mu \phi \partial^\nu \phi - \mathcal{L}. \quad (4.7)$$

Que por fim, combinando as eq. 4.6 e 4.7 e considerando que o campo está distribuído homogeneamente, e fazendo com que as componentes espaciais da derivada desapareçam, obtemos equações de um fluido perfeito:

$$\rho = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad (4.8)$$

$$P = \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi), \quad (4.9)$$

Onde ρ e P como sendo a densidade de energia e a pressão gerada pelo campo de inflação ϕ respectivamente.

A condição de nulidade da derivada covariante do tensor de energia momento fornece as equações de movimento para ϕ :

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \quad (4.10)$$

Vemos que esta é uma equação de um corpo acelerado sobre a ação de uma força de dissipação dada pelo termo proporcional a primeira derivada de ϕ , por esse motivo podemos chamar $3H$ de "termo de fricção de Hubble". Podemos dizer que este termo "freia" o termo de aceleração do campo, de tal modo que o potencial $V(\phi)$ é minimizado (do mesmo jeito que um corpo em queda livre com resistência do ar atinge velocidade terminal quando a resistência do ar se iguala à força gravitacional), neste momento temos então:

$$\dot{\phi} = \frac{V'(\phi)}{3H}. \quad (4.11)$$

Além disso, podemos tomar a equação de Friedmann para um universo de curvatura zero em termos do campo de inflação. Substituindo 4.8 em 1.11 podemos escrever:

$$H^2 = \frac{1}{3M_p^2} \left(\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi) \right). \quad (4.12)$$

Onde usamos $M_p^2 = 4\pi G$ como massa reduzida de Planck. Diferenciando e usando a equação 4.10 podemos obter:

$$2M_p^2 \dot{H} = -\dot{\phi}^2. \quad (4.13)$$

Se quisermos que o potencial do campo ϕ , se comporte como uma constante cosmológica, ϕ precisa variar lentamente (tal condição garante que $P < -\frac{\rho}{3}$), de tal forma que a densidade de energia do campo seja quase exclusivamente dada pelo potencial. Escrevendo esta condição, obtemos:

$$\dot{\phi} \ll V. \quad (4.14)$$

Assim, na eq 4.12 possamos desprezar o termo cinético, então podemos usar a equação 4.11 para obtermos a condição:

$$\left(\frac{dV}{d\phi} \right)^2 \ll 9H^2 V. \quad (4.15)$$

Tomando então o parâmetro de Hubble para um universo cuja a densidade de energia seja majoritariamente dada pelo potencial de inflação, podemos escrever a condição 4.15 de tal modo que:

$$H^2 = \frac{2}{3M_p^2} V, \quad (4.16)$$

$$\left(\frac{E_p}{V} \frac{dV}{d\phi}\right)^2 \ll 1, \quad (4.17)$$

Assim, podemos escrever 4.12

$$H^2 = -\frac{1}{3M_p^2} V(\phi). \quad (4.18)$$

Vemos que o potencial tem mínimo em $\phi = 0$, porém os termos dependentes de temperatura no potencial efetivo gera um outro Mínimo (quebra espontânea de simetria). assim, ao invés de termos um mínimo em $\phi = 0$, este passa a ser um ponto de máximo (metaestavel), com um novo mínimo em $\phi = \phi_{vac}$. Se queremos que nosso potencial possa gerar inflação, e um processo de reheating para reaquece-lo após a perda drástica de temperatura pela expansão acelerada, o potencial V deverá ter forma: Enquanto o campo ϕ evolui lentamente ao longo

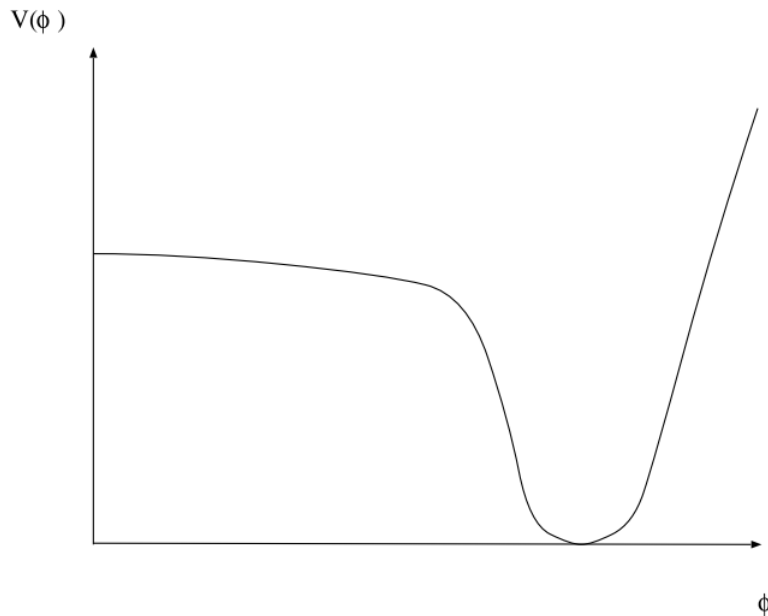


Figura 11 – esboço de um potencial capaz de gerar a Inflação desejada (BERGSTRÖM; GOOBAR, 2006)

da região mais plana do potencial, ele contribui para uma densidade de energia $\rho \approx V_0 \approx cte$, se a região plana do potencial for suficientemente longa, o período inflacionário pode durar muitos tempos de Hubble. Ao atingir a região do poço do Potencial, o campo ϕ passa a oscilar em torno de um mínimo, freiado pela força de fricção de Hubble, e a energia do campo é pouco a pouco perdida para photons e outras partículas (que cuidarão do processo de reheating) (BRANDENBERGER, 2000). Se houver acoplamento do campo ϕ , essa dissipação ocorre mais rapidamente ainda. A relevância da amplitude de ϕ na dinâmica do universo durante o período de oscilação em torno do mínimo dependerá do valor de V_0 (*phidevesermuitomaiordoque* V_0). Podemos usar o valor de V para escrever de maneira muito conveniente uma equação do número de e-foldings, usando da quase

constância de H , partindo da eq. 3.9 podemos escrever:

$$N = \ln \frac{a(t)}{a(t_0)} = \int_{t_1}^{t_2} H dt = 4\pi G \int_{\phi_1}^{\phi_2} \left(\frac{V(\phi)}{V'(\phi)} \right) d\phi. \quad (4.19)$$

Vemos que para um potencial quase plano, o Numero de e-foldings se torna muito grande.

Ainda não há uma explicação para a existencia desses potenciais, exceto em algumas teorias de supersimetria (SUSY), onde a região plana pode ser obtida por meio de uma quebra de supersimetria. Mas, nessa situação, a forma exata do potencial não importa muita para a descrição física do universo que pode ser expressa em termos dos chamados parâmetros de Slow-roll, que surgem diretamente de uma formalização da aproximação de slow roll (ASL) proposta por Liddle (LIDDLE et al., 1994), e que estudaremos a seguir.

Vimos que a condição básica para que inflação ocorra é termos $\ddot{a} < 0$. vimos também, que podemos reescrever essa condição na forma:

$$\frac{|\dot{H}|}{H^2} \ll 1, \quad (4.20)$$

que também equivale à condição 4.18 ($3M_p^2 H^2 \simeq V(\phi)$). fazendo uso desta condição em conjunto com 4.13, podemos obter o parâmetro ϵ que nos dá a primeira condição de slow-roll

$$\epsilon = \frac{-\dot{H}}{H^2} = \frac{M_p^2}{4} \left(\frac{1}{V} \frac{dV}{d\phi} \right)^2. \quad (4.21)$$

Do mesmo modo, podemos obter outro parâmetro usando a derivada da condição 4.11 em conjunto com a mesma condição 4.18 e 4.20 e assim obter:

$$\eta = \frac{1}{8\pi G} \left(\frac{1}{V} \frac{d^2 V}{d\phi^2} \right)^2. \quad (4.22)$$

há também um terceiro parâmetro que podemos obter:

$$\xi = M_p^4 \frac{V' (d^3 V / d\phi^3)}{V^2}. \quad (4.23)$$

Esse parâmetro é particularmente útil quando trabalhamos com as perturbações de curvatura que geram as flutuações de densidade necessárias para a formação de estrutura.

4.3 A formulação de Hamilton-Jacobi

Se faz útil trabalharmos em outra formulação, na qual ao invés de escrevermos os parâmetros de Slow Roll em termos do potencial inflacionário, colocamos eles escritos em termos dos parâmetros de Hubble, essa formulação é possível se considerarmos o campo escalar ϕ como a própria variável temporal, sendo isso possível caso ϕ seja uma função que varie monotonicamente no tempo. Por definição, fazemos $\dot{\phi} > 0$. dividindo eq 4.13 e

substituindo na equação de Friedmann 1.11 podemos obter a equação de Hamilton-Jacobi:

$$[H'(\phi)]^2 - \frac{3}{2M_p^2} H^2(\phi) = -\frac{1}{2M_p^4} V(\phi). \quad (4.24)$$

Essa formulação nos permite considerar $H(\phi)$ ao invés de $V(\phi)$. Nos problemas anteriores, a solução consistia em determinar o potencial e achar os valores dos parâmetros correspondentes, aqui, a quantidade fundamental a ser especificada é o parâmetro de Hubble, que é uma quantidade geométrica, assim, minha inflação pode ser descrita de uma forma muito mais natural. Desse modo podemos definir os parâmetros de slow-roll de Hubble ϵ_H e η_H de modo que:

$$\epsilon_H = M_p^2 \left(\frac{H'(\phi)}{H(\phi)} \right)^2, \quad (4.25)$$

$$\eta_H = 2M_p^2 \frac{H''(\phi)}{H(\phi)}. \quad (4.26)$$

Que podem ser relacionados com os parâmetros ϵ e η , no limite de slow-roll de modo a obtermos: $\epsilon_H \rightarrow \epsilon$ e $\eta \rightarrow \eta - \epsilon$. Com um pouco de manipulação, podemos escrever essas condições em termos do meu campo ϕ e suas derivadas, de tal modo que obtemos:

$$\epsilon_H = 3 \frac{\dot{\phi}^2/2}{V + \dot{\phi}^2/2} = -\frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{1}{2} \frac{\dot{\phi}^2}{M_p^2 H^2}, \quad (4.27)$$

$$\eta_H = \frac{\ddot{\phi}}{H\dot{\phi}} = \epsilon - \frac{\dot{\epsilon}}{2H\epsilon}. \quad (4.28)$$

Com isso, muitos resultados aproximados pelo potencial se tornam exatos, e a definição de inflação $\ddot{a} > 1$ se manifesta simplesmente como $\epsilon_H < 1$. e temos que:

→ A condição $\epsilon_H \ll 1$ refere-se a condição de eliminação do termo cinético da eq 4.12 (Primeiro termo de 4.24);

→ A a condição $\eta_H \ll 1$ refere-se a condição de eliminação do primeiro termo da derivada de 4.24 (termo de aceleração)

Assim, toda informação dinâmica necessária do meu sistema está contida nesses parâmetros!

4.4 Observáveis em Inflação

Conforme dito anteriormente, antes do período inflacionário existem muitas perturbações quânticas no espaço/tempo em pequenas escalas, que "esticadas" durante a expansão exponencial ao ponto de atingirem escalas que vão muito além do universo observável. essas flutuações podem ter natureza escalar ou tensorial e geram os observáveis

Δ_s e Δ_t , que são os espectros de potência das perturbações escalares e tensoriais respectivamente. Desse modo, podemos definir novas quantidades a partir dessas e escrevê-las em termos dos parâmetros de slow-roll. Temos então:

$$n_s \equiv 1 + \frac{d \ln \Delta_s^2}{d \ln k} = 1 - (2\eta_H - 4\epsilon_H) (1 - \epsilon_H)^{-1}, \quad (4.29)$$

que corresponde ao índice espectral escalar e mede a dependência do espectro de potencia escalar para com o escala k , por exemplo, um espectro com índice escalar = 1, seria invariante pela escala. Usando Δ_t podemos definir:

$$n_t = \frac{d \ln \Delta_t^2}{d \ln k} = -\frac{2\epsilon_H}{1 - \epsilon_H}. \quad (4.30)$$

Por fim, podemos definir a razão tensor/escalar, que mede a amplitude das perturbações tensoriais, em relação a amplitude das perturbações escalares:

$$r \equiv \frac{\Delta_t^2}{\Delta_s^2} = 16\epsilon_H. \quad (4.31)$$

que, para os modelos mais simples de inflação, obedece a correção:

$$r = -8n_t. \quad (4.32)$$

Assim, uma medição direta das flutuações tensoriais por si só já é capaz de nos dar informação suficiente para testar modelos inflacionários.

Por ultimo, para quantificar a dependência do indice escalar com a escala k base faz util definir o running do indice escalar, denotado por α :

$$\alpha_s = \frac{d \ln n_s}{d \ln k} \quad (4.33)$$

4.5 Vínculos atuais para observáveis em inflação

Antes de começarmos a apontar esses vínculos, se faz útil fazermos uma nova parametrização para o espectro de potências, escrevendo-o em termos de k e de um k_* :

$$\Delta_s(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_s|_{k_*} - 1 + \frac{1}{2} \frac{dn_s}{d \ln k} |_{k_*} \ln(k/k_*) + \dots} \quad (4.34)$$

$$\Delta_t(k) = A_t \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_t|_{k_*} + \frac{1}{2} \frac{dn_t}{d \ln k} |_{k_*} \ln(k/k_*) + \dots}, \quad (4.35)$$

Onde k_* corresponde a chamada escala pivot, que é uma escala de interesse físico, em geral trabalhamos com um valor de $k_* = 0,05$. Nesta parametrização, estão apenas expandindo o meu espectro de potenciais ao redor da minha escala pivot. o primeiro vínculo que temos

para esse espectro de potencias é chamado normalização de COBE, que, para $k = k^*$, nos fornece:

$$\Delta_s(k)|_{k=k_*} = A_s = 2,21(\pm 0,07) \cdot 10^{-9}, \quad (4.36)$$

que nos dá a escala de inflação.

Resta agora estabelecermos os vínculos para n_s e r . Tais vínculos são determinados pelos resultados do Planck de 2015 (ADE et al., 2016) e de 2013, (ADE et al., 2014), e sua observação da CMB na escala pivot de 0,05, que nos permitiu medir, como melhor precisão atualmente o índice escalar espectral. Destas observações, obtemos que, para k_* a 68% de confidence level (CL):

$$n_s|_{k=k_*} = 0,9677 \pm 0,0060. \quad (4.37)$$

De modo semelhante, temos também vínculos para o running do índice escalar espectral (α_s) que nos dá aproximadamente 0 na escala pivot de 0,05.

Resta agora a razão tensor-escalar, cuja análise do PLANCK estabelece um vínculo superior para seu valor, de tal modo que, a 95% de CL, definido em uma escala $k_* = 0,002$, a missão PLANCK nos fornece:

$$r_{0,002} < 0,11. \quad (4.38)$$

A tabela abaixo resume os dados obtidos até agora:

parâmetro	símbolo	valor
Índice escalar espectral	n_s	$0,9677 \pm 0,0060$
Razão tensor escalar	r	$< 0,11$
Amplitude de espectro es- calar	A_s	$2,21(\pm 0,07) \cdot 10^{-9}$
Running do índice escalar espectral	α_s	0

Tabela 1 – Resultados medidos para os parâmetros observáveis pelo PLANCK 2015

Tendo isto, podemos agora estabelecer um modelo que seja capaz de gerar o tipo de inflação que desejamos e que esteja de acordo com os vinculos experimentais obtidos recentemente. um desses modelos foi proposto por A. Linde (LINDE, 1982), que propõe um tipo de inflação que consegue resolver os problemas com potenciais simples de um unico campo. Serão esses os modelos que trabalharemos nesta dissertação.

5 O cenário de inflação caótica

Nas últimas seções vimos as condições exigidas para o cenário inflacionário que desejamos, desde o quanto ela precisa expandir o universo, até a maneira com que o campo inflacionário e seu potencial devem se comportar durante e depois do período de inflação. Além disso, também já aproveitamos para definir os observáveis de inflação, estabelecer seus vínculos atuais, a fim de termos as ferramentas necessárias para falsear modelos inflacionários. Resta agora definirmos um modelo e compararmos com tudo que vimos até agora para testar sua viabilidade.

5.1 Condições iniciais para o potencial inflacionário

O Cenário inflacionário proposto por Guth é útil para entendermos o conceito de inflação, porém Guth propõe que a inflação se dê por um modelo de transições de fase, o que apresenta uma série de problemas reconhecidos: a necessidade de uma temperatura crítica muito baixa (LINDE, 1982) - que nenhum modelo atual de GUT consegue reproduzir, e a colisão as "bolhas" preditas pelo modelo de Guth tornariam o universo muito mais anisotrópico do que observamos. Além disso, o fato do modelo inflacionário ocorrer no contexto universo de FLRW homogêneo sugeriria que inflação requeriria uma certa homogeneidade inicial para começar (GOLDWIRTH; PIRAN, 1992) e (BARROW; TURNER, 1981), levou a algumas críticas ao modelo.

Há uma imensa quantidade de modelos inflacionários na literatura (MARTIN et al., 2014), cada um com sua particularidade, há um certo favorecimento há modelos de campos simples. Até mesmo o campo do higgs é capaz de servir de candidato a inflaton, embora essa abordagem possua diversos problemas. Aqui, nos focaremos nos modelos de inflação caótica de Andrew Linde.

O modelo que ele propõe tem um único campo como responsável por todo o processo inflacionário. Conforme veremos mais a frente, seu modelo já é ultrapassado, mas pode com ajuste e correções radioativas, fornecer o caminho certo para entendermos o processo que gerou o período inflacionário no universo.

Sem mais delongas, o modelo de Linde parte de um campo escalar simples, acoplado minimamente com a gravidade e uma lagrangeana do tipo 4.11. Vamos assumir - Dado as condições de que o campo varie lentamente, que o Potencial $V(\phi)$ varia mais lentamente que $\exp \frac{6\phi}{M_p}$. essa condição é facilmente satisfeita por qualquer potencial do tipo:

$$V(\phi) = \frac{\lambda\phi^n}{nM_p^{n-4}}, \quad (5.1)$$

com $\lambda \ll 0$.

Considerando que o universo seja majoritariamente dominado por esse campo escalar ϕ de tal forma que a contribuição de qualquer outra componente se torne negligenciável, podemos estudar a evolução de meu universo sob a ação deste campo. Para isso, eu preciso, primeiramente, definir os valores iniciais de meu campo e de suas derivadas nos diferentes pontos do espaço. Também precisamos definir a topologia de modo que ela seja consistente com essas condições.

Nós poderíamos assumir que o campo tivesse um valor constante $\phi = \phi_0$ em todas as regiões do universo, mas isso não seria muito melhor que assumir que o universo fosse homogêneo e isotrópico desde o começo. Em vez disso, levando em consideração que o princípio da incerteza de Heisenberg só nos permite conhecer o valor do campo em uma ordem próxima à da massa de Planck - mais precisamente $O(M_p^4)$. Podemos admitir valores para o campo ϕ que obedecem aos vínculos:

$$\partial^0 \phi \partial_0 \phi \leq M_p^4; \quad (5.2)$$

$$\partial^i \phi \partial_i \phi \leq M_p^4, \quad i = 1, 2, 3; \quad (5.3)$$

$$V(\phi) \leq M_p^4; \quad (5.4)$$

$$R^2 \leq M_p^4. \quad (5.5)$$

Como não temos nenhuma razão para crer que qualquer um desses valores seja muito menor que M_p^2 podemos assumir que as condições mais naturais para o momento de quando o universo se tornou pela primeira vez classicamente factível são:

$$\partial^0 \phi \partial_0 \phi \sim M_p^4; \quad (5.6)$$

$$\partial^i \phi \partial_i \phi \sim M_p^4, \quad i = 1, 2, 3; \quad (5.7)$$

$$V(\phi) \sim M_p^4; \quad (5.8)$$

$$R^2 \sim M_p^4; \quad (5.9)$$

Trabalhar como se todo o universo tivesse esse mesmo conjunto de condições iniciais poderia se tornar um problema bastante complicado. Em vez disso torna-se muito mais simples se assumirmos que ao invés de termos um universo sob esse conjunto de condições iniciais, consideramos que existam diversas regiões diferentes do universo que tenham

atingindo essas condições, de tal modo que elas formam o que se assemelha a um universo de Friedmann expandindo exponencialmente. Vimos que nesse cenário, para um observador no centro dessa região que se expande, ele não é capaz de receber nenhuma informação de qualquer objeto que esteja fora de um raio de H^{-1} , e um teorema também diz que, em um espaço de Sitter, qualquer objeto que esteja dentro de uma esfera de raio H^{-1} deixará essa esfera em um intervalo de tempo da ordem H^{-1} . Isso garante que um universo em expansão exponencial se aproxima das condições de um espaço de Sitter, se tornando homogêneo e isotrópico, posto que todas as inhomogeneidades são lançadas para fora do horizonte de eventos, e a região homogênea e isotrópica se expande exponencialmente.

Assim, nós precisamos apenas levar em consideração se é possível que em uma região mínima do universo, de tamanho $l \sim H(\phi)^{-1} \sim M_p^{-1}$ (menor região que pode ser trabalhada em termos clássicos), possa ter as condições necessárias para iniciar um processo de inflação, e se tornarem regiões inflacionárias. se isto é possível, poderíamos admitir que o universo tenha sido originário de uma única região dessa, expandida inflacionariamente.

A partir das condições 5.6 à 5.9 podemos determinar as características dessa região inflacionária, por exemplo, 5.8 implica diretamente que o valor inicial do campo é muito maior que o do potencial, dado a condição $\lambda \ll 0$. por exemplo, se considerarmos um potencial do tipo $V(\phi) = \frac{\lambda\phi^4}{4}$ podemos ver que:

$$\phi_0 = \frac{M_p}{\lambda^{\frac{1}{4}}} \gg M_p. \quad (5.10)$$

Essa equação, em conjunto com a condição nos garante que o campo ϕ_0 em uma região com tamanho da ordem de $H^{-1} \sim M_p$ muda de maneira insignificante, posto que garante que $\Delta(\phi) \sim M_p \ll \phi_0$.

Vamos considerar então um região do universo com tamanho inicial da ordem de M_p^4 , com $\partial_\nu\phi\partial^\nu\phi$ e R^2 são muito menores em relação ao valor do potencial $V(\phi) \sim M_p^4$. Tendo em vista que o grau de anisotropia e inhomogeneidades dessas regiões é muito pequeno, podemos trata-las como um universo de Sitter local, governado pela equação de Friedmann:

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi}{3M_p^2} \left(\frac{\dot{\phi}^2}{2} + \frac{(\nabla\phi)^2}{2} + V(\phi) \right), \quad (5.11)$$

e, tal qual um campo escalar, obedece uma equação do tipo:

$$\square\phi = \ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} - \nabla^2\phi = -\frac{dV}{d\phi}. \quad (5.12)$$

Onde o operador \square corresponde ao d'Lambertiano covariante, e ∇^2 corresponde ao operador laplaciano calculado em uma métrica do tipo 1.1. para um campo uniforme e que varie lentamente, ou seja, que obedeça as condições de inflação, podemos desprezar os termos correspondentes as derivadas temporais e espaciais em 5.11 e em 5.12. Além disso, sabemos que em geral $a^2 \gg k$, o que nos permite desprezar o termo de curvatura. Deste modo,

podemos escrever:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3M_p^2} V(\phi), \quad (5.13)$$

e

$$3H\dot{\phi} = -\frac{dV}{d\phi}. \quad (5.14)$$

Combinando 5.13 e 5.14 podemos obter:

$$\frac{\dot{\phi}^2}{2} = \frac{n^2 M_p^2}{48\pi V} \left(\frac{dV}{d\phi} \right)^2. \quad (5.15)$$

Assim, dado a cara do potencial, eu posso calcular o valor do meu campo ϕ e seu comportamento evolutivo, se considerarmos um potencial do tipo $V(\phi) \propto \phi^n$ teremos:

$$\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 = \frac{n^2 M_p^2}{48\pi\phi^2} V(\phi). \quad (5.16)$$

Vemos que quando $\phi \gg \frac{n}{4\sqrt{3}\pi} M_p$, o termo cinético é muito menor que o potencial. Nesse momento o tensor energia-momento do universo é totalmente dominado pelo potencial, e $p \approx -\rho$ e a região se expande quasi-exponencialmente. Assim, como $\phi \gg M_p$ a taxa de variação do campo ϕ e do potencial são muito menores que a taxa de expansão do universo, assim, em intervalos de tempo $\Delta t \leq \frac{H}{H} \gg H^{-1}$ temos um universo de Sitter com expansão do tipo:

$$a = \exp Ht. \quad (5.17)$$

Com H definido pela equação 5.13, que diminui lentamente no tempo.

Assim, a solução para o fator de escala em termos do campo de inflação pode ser escrita na forma:

$$a(t) = a_0 \exp \frac{4\pi}{nM_p^2} (\phi_0 - \phi(t)). \quad (5.18)$$

A partir de 5.16, podemos deduzir que a inflação chega ao fim quando $\phi \sim \frac{n}{12} M_p^2$. Dado a condição de $\phi \gg M_p$, podemos definir o fator inflacionário, que mede a variação do fator de escala durante o período de expansão exponencial da forma:

$$P = \exp \frac{4\pi}{nM_p^2} \phi_0. \quad (5.19)$$

Assim, temos que o quantidade de inflação gerada por um campo ϕ com valor inicial muito pequeno também é pequena. Isso indica que a maior parte do volume físico do universo foi gerado por regiões com o tamanho l da ordem de H^{-1} ou maior, contendo um campo ϕ com valor inicial ϕ_0 extremamente grande, e a grande vantagem é que o único vínculo fundamental imposto na magnitude do meu campo é dada por 5.4. Os outros vínculos são provenientes das condições de slow-roll propriamente discutidas nas seções anteriores.

Deste modo, eu posso pensar em um infinidade de potenciais, que desde que tenham a forma 5.1, satisfarão a condição de inflação e pode gerar o universo que observamos hoje, mas precisamos saber que potencial estaria de acordo com os resultados experimentais. Para alcançarmos esse objetivo faremos uso dos observáveis definidos na seção 4.4.

5.2 Observáveis nos potenciais caóticos

Tendo desenvolvido toda a parte conceitual, podemos finalmente buscar modelos que sejam capazes de reproduzir os observáveis em inflação. Vimos também na seção anterior que qualquer potencial na forma 5.1, obedecendo as condições da seção anterior, é capaz de gerar a inflação suficiente para resolver os problemas apontados para o Λ CDM. Desta forma, resta para nós escolhermos o potencial com o qual desejamos trabalhar e testar sua eficácia comparando suas previsões para os observáveis da seção 4.4 com os dados obtidos pelo PLANCK através da observação da CMB, que listamos na seção 4.5.

Neste trabalho, escolheremos apenas 3 potenciais de interesse, e, conforme veremos mais a frente, 2 deles já estão descartados, porém não significa que o estudo deles seja irrelevante, posto que passando por alguma correções podem fornecer dados significativos.

5.2.1 Potencial $\frac{\lambda\phi^4}{4}$

Para começarmos esse cálculo, primeiramente se faz necessário o uso da definição dos parâmetros de slow roll definidos nas eqs. 4.21, 4.22 e 4.23 em termos do potencial, substituindo o potencial $V = \frac{\lambda\phi^4}{4}$, podemos escrever minhas condições de slow roll em termos do campo de inflação, de modo que obtemos:

$$\epsilon = 8 \frac{M_p^2}{\phi^2} \quad (5.20)$$

$$\eta = 12 \frac{M_p^2}{\phi^2} \quad (5.21)$$

$$\zeta = 4\sqrt{6} \frac{M_p^2}{\phi^2} \quad (5.22)$$

Essas equações nos permitem calcular o valor do campo ϕ em termos dos parâmetros de slow-roll, sabemos, das condições propostas na seção 4.3 que o período inflacionário durará até o momento em que $\epsilon = 1$ ou $\eta = 1$, posto uma vez atingindo essa condição, o parâmetro de Hubble não mais é aproximadamente constante. com essa condição, podemos saber exatamente o valor do campo ϕ nos períodos finais de inflação, obtendo:

$$\phi \rightarrow 6,78823 \cdot 10^{18} \quad (\epsilon = 1), \quad (5.23)$$

$$\phi \rightarrow 8,31384 \cdot 10^{18} \quad (\eta = 0). \quad (5.24)$$

É possível demonstrar que η sempre atingirá a unidade mais rapidamente que ϵ , assim, este será o parâmetro que definirá o período final de inflação.

Sabemos que qualquer coisa que aconteça com o universo antes da escala atingir o horizonte é negligenciável - pois constitui uma região não observável do universo, tendo isto, podemos usar a expressão para o cálculo dos e-folds em termos do potencial de tal modo a obter o valor do campo no exato instante que a inflação se torna observável. Tendo, de 4.19

$$N = -\frac{1}{M_p} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{V}{V'} d\phi. \quad (5.25)$$

Onde ϕ_1 e ϕ_2 correspondem, respectivamente, aos valores do campo no momento em que a escala passa do horizonte, e no momento em que a inflação termina .

Tendo em vista que o valor atual para o número de e-folds é estimado entre 50 e 60, se considerarmos o valor máximo, podemos obter o valor de ϕ resolvendo a integral 5.25:

$$\phi_1 \rightarrow 5,32346 \cdot 10^{19} \quad (N = 60), \quad (5.26)$$

$$\phi_1 \rightarrow 4,87147 \cdot 10^{19} \quad (N = 50). \quad (5.27)$$

Já conhecemos a relação dos observáveis com os parâmetros de slow-roll, mas embora os escrevemos em termos dos parâmetros de slow-roll de Hubble (HSRP - Do inglês, Hubble slow-roll parameters) , também, vimos, na seção 4.3 que, nos limites de slow-roll, esses parâmetros se relaciona com os do potencial, de tal modo que eu posso escrever minhas equações 4.29 e 4.31 na forma:

$$r = 16\epsilon, \quad (5.28)$$

$$n_s = 1 + 2\eta - 6\epsilon. \quad (5.29)$$

E, por fim, podemos utilizar esse valor de ϕ para obtermos o valor dos observáveis de inflação para meu potencial, substituindo ao valor de ϕ , de tal modo que obtemos:

$$r = 0,260163 \quad n_s = 0.95122 \quad (N = 60); \quad (5.30)$$

$$r = 0,31068 \quad n_s = 0.941748 \quad (N = 50). \quad (5.31)$$

Vemos então que n_s está dentro dos vínculos esperados para inflação fornecidos pelo Planck, porém o parâmetro razão tensor-escalar está muito acima do limite superior imposto pelo planck 2015.

A título de completeza, se faz útil estimarmos o valor da constante λ , que pode ser obtida a partir da relação:

$$A_s = \frac{V}{(24\pi^2 M_p^4 \epsilon)} \quad (5.32)$$

que fornece um valor de $\lambda \rightarrow 1,51232 \cdot 10^{-13}$ para $N=60$, e $\lambda \rightarrow 2,39154 \cdot 10^{-13}$ para $N=50$

5.2.2 potencial do tipo $\frac{m^2 \phi^2}{2}$

Do mesmo modo podemos obter os observáveis para um potencial do tipo $m^2 \phi^2 / 2$ com $m^2 = \lambda M_p^2$. Seguindo os mesmos passos que fizemos para o potencial quártico, podemos obter os parâmetros de slowroll para o caso de ϕ^2 , e em seguida calcular os observáveis de inflação, de tal modo que obtemos:

$$\epsilon = 2 \frac{M_p^2}{\phi^2}; \quad (5.33)$$

$$\eta = 2 \frac{M_p^2}{\phi^2}; \quad (5.34)$$

$$\zeta = 0. \quad (5.35)$$

E assim, podemos obter:

$$r = 0,132231 \quad n_s = 0,95122 \quad (N = 60); \quad (5.36)$$

$$r = 0,158416 \quad n_s = 0,999587 \quad (N = 50). \quad (5.37)$$

Que nos fornece dados mais razoáveis, porém ainda acima do limite superior para razão tensor-escalar do Planck 2015.

Do mesmo modo, podemos usar a equação do índice escalar espectral para calcularmos o valor de λ , que, para este potencial nos dá um valor $\lambda \rightarrow 3,56983 \cdot 10^{-11}$ para $N=60$ $\lambda \rightarrow 5,12361 \cdot 10^{-11}$ para $N=50$.

5.2.3 Potencial linear

Para esta seção, ainda podemos testar um potencial linear, do tipo $\lambda M_p^3 \phi$. do mesmo modo, começamos calculando o valor dos coeficientes de slow-roll em termos do campo. parece meio óbvio, mas teremos os parâmetros η e ζ nulos, posto que o potencial é linear, e eles dependem, respectivamente, da derivada segunda e terceira de ϕ , sobrando apenas o parâmetro ϵ

$$\epsilon = \frac{M_p^2}{2\phi^2}. \quad (5.38)$$

Do mesmo modo, seguindo o mesmo passo a passo da seção 5.2.1 podemos obter os valores dos observáveis previstos para um potencial linear:

$$r = 0,06639 \quad n_s = 0,975104 \quad (N = 60); \quad (5.39)$$

$$r = 0.079602 \quad n_s = 0,970149 \quad (N = 50). \quad (5.40)$$

Com $\lambda \rightarrow 1,97564 \cdot 10^{-10}$ para $N=60$, e $\lambda \rightarrow 2,59382 \cdot 10^{-10}$ para $N= 50$

Esse potencial encontra serias dificuldades de modelagem, posto que não possui simetrias, tornando-se complicado para a formulação de modelos de gauge.

A figura abaixo nos mostra a comparação das predições feitas para os observáveis em diversos modelos diferentes de inflação, dentre os quais também temos o potencial quadrado e o linear. é possível ver nitidamente, que apenas por esses parâmetros, tanto o potencial quartico, quanto o quadrático, estão descartados.

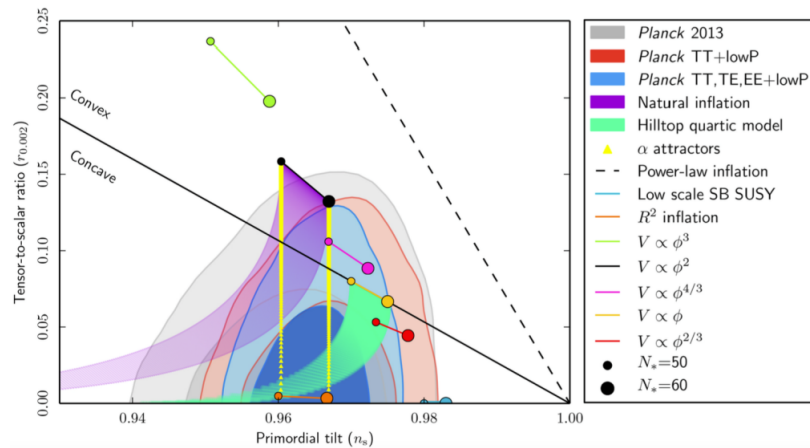


Figura 12 – gráfico comparando as predições de diversos modelos de inflação, incluindo modelos de inflação caótica. no Gráfico temos as predições para a razão tensor-escalar em uma escala pivot de 0,002, com relação ao índice espectral medido para uma escala de 0,05. o potencial quartico não está nesse grafico, mas podemos ver nitidamente que ele passa bem longe do que foi observado pelo Planck

Conclusões e Perspectivas

Tendo em vista todos os problemas inerentes ao modelo padrão de cosmologia e a HBBT, fica claro que estes modelos não são suficientes para descrever o universo tal qual observamos ele atualmente, sem lançarmos mão de ajustes e suposições que vão muito além do que seria considerado razoável de se fazer uso. Assim, fica claro a necessidade de um mecanismo que ajude a resolver o problema. A inflação demonstra ser um modelo bastante eficiente nesse processo, e o que melhor hoje possui comprovações experimentais. O problema principal agora não é nem mais determinarmos se houve inflação ou não, mas que tipo de inflação deu origem ao universo que observamos hoje, mais precisamente saber que mecanismos deu origem ao período inflacionário.

Assim, vimos então que um potencial originário de um campo escalar, sob algumas condições, é capaz de gerar um período de expansão exponencial do universo fazendo o papel de uma constante cosmológica. Essas condições são as condições de slow-roll, e com elas, podemos deduzir observáveis dependentes do modelo que eu deseje construir - em outras palavras, dependentes do potencial.

Até pouco tempo era bastante difícil testar os diferentes modelos de inflação, porém os dados mais recentes obtidos pela observação da CMB lançaram novas luzes sobre o problema, estabelecendo fortes vínculos para os observáveis originários de um período inflacionário, nos permitindo testar, de maneira muito mais eficiente, os diferentes modelos existentes.

Com esses resultados, fica claro que o modelo de Linde não é suficiente para descrever a inflação observada pelo Planck. tendo os mais diferentes modelos de potenciais propostos por ele descartados pelo limite superior imposto na razão tensor-escalar, mesmo que o índice escalar espectral estejam dentro do resultado esperado, sobrando apenas o potencial linear dentro dos vínculos experimentais. mas o mesmo não é satisfatório por problemas de modelagem, visto que potenciais lineares não possuem simetria, que dificulta a criação de um modelo de campos adequado.

Porém isso não deve servir de desânimo, posto que, ainda que fora do limite desejado, os valores obtidos para a razão tensor-escalar para os potenciais caóticos pode ainda ser ajustada por correções radioativas feitas no potencial, de fato, alguns trabalhos mostram que com um fator de correção, o modelo $\propto \phi^4$ produz resultados adequados aos vínculos do Planck. Assim, embora o modelo de Linde já possa ser considerado ultrapassado, ele nos fornece importantes pistas e um caminho a seguir para criação de um modelo que satisfatoriamente seja capaz de gerar a inflação que nós observamos em nosso universo atualmente.

Referências

- ADE, P. A. R. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, v. 571, p. A16, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 44.
- ADE, P. A. R. et al. Planck 2015 results. XX. Constraints on inflation. *Astron. Astrophys.*, v. 594, p. A20, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 23, 25 e 44.
- BARROW, J. D.; TURNER, M. S. Inflation in the Universe. *Nature*, v. 292, p. 35–38, 1981. Citado na página 45.
- BENNETT, C. et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. *Apjs*, v. 148, p. 1–27, set. 2003. Citado na página 35.
- BERGSTRÖM, L.; GOOBAR, A. *Cosmology and particle astrophysics*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 9 e 40.
- BRANDENBERGER, R. H. A Status review of inflationary cosmology. In: *Proceedings, 10th Workshop on General Relativity and Gravitation in Japan (JGRG10): Osaka, Japan, September 10-14, 2000*. [s.n.], 2000. Disponível em: <<http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=2237023>>. Citado na página 40.
- DODELSON, S. Book. *Modern Cosmology*. [S.l.]: Academic Press, Elsevier Science, 2003. Citado 3 vezes nas páginas 17, 19 e 29.
- GIBBONS, G. W.; HAWKING, S. W. Cosmological Event Horizons, Thermodynamics, and Particle Creation. *Phys. Rev.*, D15, p. 2738–2751, 1977. Citado na página 34.
- GOLDWIRTH, D. S.; PIRAN, T. Initial conditions for inflation. *Physics Reports*, v. 214, n. 4, p. 223 – 292, 1992. ISSN 0370-1573. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157392900739>>. Citado na página 45.
- GUTH, A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 23, p. 347–356, Jan 1981. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.23.347>>. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 27.
- LIDDLE, A. *An introduction to modern cosmology; 2nd ed.* Chichester: Wiley, 2003. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1010476>>. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 23.
- LIDDLE, A. R. An Introduction to cosmological inflation. In: *Proceedings, Summer School in High-energy physics and cosmology: Trieste, Italy, June 29-July 17, 1998*. [s.n.], 1999. p. 260–295. Disponível em: <<http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=0301651>>. Citado 3 vezes nas páginas 8, 15 e 33.
- LIDDLE, A. R.; PARSONS, P.; BARROW, J. D. Formalizing the slow roll approximation in inflation. *Phys. Rev.*, D50, p. 7222–7232, 1994. Citado na página 41.

- LINDE, A. D. A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems. *Phys. Lett.*, B108, p. 389–393, 1982. Citado 2 vezes nas páginas 44 e 45.
- LINDE, A. D. Particle physics and inflationary cosmology. *Contemp. Concepts Phys.*, v. 5, p. 1–362, 1990. Citado 3 vezes nas páginas 8, 23 e 30.
- LYTH, D. H.; LIDDLE, A. R. *The Primordial Density Perturbation: Cosmology, Inflation and the Origin of Structure*. Revised. Cambridge University Press, 2009. Hardcover. ISBN 052182849X. Disponível em: <<http://www.worldcat.org/isbn/052182849X>>. Citado 5 vezes nas páginas 8, 28, 30, 32 e 38.
- MARTIN, J.; RINGEVAL, C.; VENNIN, V. Encyclopædia Inflationaris. *Phys. Dark Univ.*, v. 5-6, p. 75–235, 2014. Citado na página 45.
- PENZIAS, A.; WILSON, R. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Apj*, v. 142, p. 419–421, jul. 1965. Citado na página 14.
- PIERONI, M. *Classification of inflationary models and constraints on fundamental physics*. Tese (Doutorado) — APC, Paris, 2016. Disponível em: <<https://inspirehep.net/record/1497481/files/arXiv:1611.03732.pdf>>. Citado 6 vezes nas páginas 8, 9, 25, 33, 35 e 37.
- RIESS, A. G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron. J.*, v. 116, p. 1009–1038, 1998. Citado na página 20.
- RYDEN, B. *Introduction to Cosmology*. Addison Wesley, 2003. Hardcover. ISBN 0-8053-8912-1. Disponível em: <<http://www.worldcat.org/isbn/0805389121>>. Citado na página 32.
- SMOOT, G. et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *Apjl*, v. 396, p. L1–L5, set. 1992. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 35.