

Cosmologia Primordial

Patrick Peter

Institut d'Astrophysique de Paris, França

Resumo

A cosmologia primordial se preocupa com a física nos primeiros momentos do Universo. Ela descreve o que supostamente aconteceu e faz previsões sobre as observações atuais, mas também pode servir para extrapolar teorias conhecidas para energias mais altas, que estão fora do alcance de um acelerador de partículas. Por fim, ela pode ser usada como um banco de testes para a gravitação quântica.

Abstract

Primordial cosmology is concerned by the physics at the first moments of the Universe. It describes what is supposed to have happened to make predictions on the present-day observations, but it also can serve to extrapolate well-known theories to higher energies that are out of accelerator reach. Finally, it can be used as a testbed for quantum gravitation.

Palavras-chave: *big bang*, universo primordial, física de altas energias, gravidade quântica.

Keywords: big bang, primordial universe, high energy physics, quantum gravity.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41952](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41952)

1 Introdução

A cosmologia primordial atende a vários requisitos científicos. O primeiro é entender as origens do nosso universo ou, ao menos, o que podemos observar dele, e reconstruir seus primeiros momentos. Em segundo lugar, ela descreve um período durante o qual as energias envolvidas eram tão altas que é possível usá-las para estudar hipóteses e modelos teóricos que vão além do que é conhecido atualmente: nesse sentido, o universo primordial pode ser como uma ferramenta, semelhante em uso a um acelerador de partículas, mas cujas conclusões são mais indiretas. Por fim, voltando no tempo da maneira mais definitiva possível, os primeiros momentos do Universo nos permitem tentar levantar um canto do “véu”¹ em um dos “graais” da física moderna, a saber, a quantização da gravitação.

A cosmologia moderna, uma ciência iniciada no começo do século XX graças à implementação da teoria da gravitação proposta por A. Einstein em 1915, a relatividade geral, tomou uma forma

concreta em 1927 por meio das observações de E. Hubble sobre a recessão sistemática das galáxias, concretizada teoricamente por G. Lemaître, seguindo a solução de A. Friedmann de 1922 [1].

Desde esses pioneiros, houve um progresso considerável e muitos consideram que temos à nossa disposição uma descrição muito precisa dos eventos que ocorreram ao longo dos quase 14 bilhões de anos (13.8 para ser mais preciso) desde o momento inicial do *big bang*.²

Com os avanços nos campos da física atômica, molecular e dos plasmas, em particular, e sujeitos ao pressuposto de que as leis que regem os fenômenos são as mesmas em todos os lugares e em todos os momentos, conseguimos entender como a matéria e a radiação foram capazes de se estruturar de forma a reproduzir o agora considerável conjunto de dados observacionais acumulados ao longo de mais de um século. E o modelo que funciona leva em conta toda a física conhecida: é tão coerente que nos perguntamos se outra opção é possível, ou mesmo concebível!

Esse modelo, chamado Λ CDM (Λ sendo conhe-

¹Usando a famosa fórmula do A. Einstein a propósito do trabalho do L. de Broglie sobre as propriedades ondulatórias das partículas.

²assim chamado inicialmente de forma pejorativa por F. Hoyle, que nunca aceitou esse modelo, em 1948 em um programa da BBC.

cido como a constante cosmológica, e CDM para *Cold Dark Matter*, i.e. matéria escura fria), exige condições iniciais muito específicas... voltaremos a esse assunto mais tarde.

Voltando um pouco mais no tempo, as estruturas mencionadas acima, nesse caso os aglomerados de galáxias e as próprias galáxias, mas também a distribuição da radiação luminosa, ainda não estavam em pauta. Nesses tempos remotos, eram os constituintes elementares da matéria, ou seja, os átomos e depois as moléculas, que precisavam ser revelados. Novamente, foram apresentadas hipóteses e, ainda dentro da estrutura conhecida, foram feitos cálculos para prever exatamente o que foi finalmente medido! As proporções relativas dos diferentes núcleos por meio da nucleossíntese primordial e do fundo cosmológico de micro-ondas podem, portanto, ser conhecidas com precisão, com base simples em cálculos matemáticos e nos resultados de experimentos terrestres.

A primeira conclusão a ser tirada é que, com base em teorias escritas em uma única página, é possível, com barras de erro muito pequenas, descrever com fidelidade e precisão uma história complicada que se desenrola em um período de tempo de quase 14 bilhões de anos. Quem poderia fazer melhor?

Vamos continuar nossa viagem no passado: à medida que retrocedemos no tempo, mais denso e quente o universo se torna, a ponto de testemunharmos eventos que só agora podem ser reproduzidos em laboratório, no maior acelerador de partículas do mundo, o LHC,³ cujo túnel de 27 quilômetros está localizado entre a França e a Suíça, perto de Genebra. Sejamos claros: o que encontramos ainda é consistente com tudo o que sabemos.

Um pouco mais cedo na história do Universo e estamos entrando no desconhecido... bem, não totalmente: as ideias e os métodos ainda são bem compreendidos, ou assim pensamos. Estamos falando da chamada teoria quântica de campos no espaço-tempo curvo. Não se trata de um modelo preciso capaz de previsões explícitas, mas sim a estrutura teórica dentro da qual precisamos construir a teoria específica. É como falar de um carro em geral sem especificar a marca ou o modelo...

³Sigla para *Large Hadron Collider* ou grande colisor de hádrons.

a partir desse ponto, é claro que não temos mais certeza, para dizer o mínimo, da teoria exata que precisamos escrever. Portanto, temos que extrapolar dentro de uma estrutura fixa, mas sob controle: cada teoria explícita que podemos propor deve atender a dois requisitos, a saber, reproduzir a física de baixa energia conhecida e ter consequências de acordo com as observações. Esse é o caso, por exemplo, dos chamados modelos de grande unificação, mas também daqueles que levam a uma fase inflacionária (consulte o artigo dedicado).

Depois de um certo ponto, até mesmo a estrutura teórica geral não é mais satisfatória, e temos que ir além dela para abraçar ideias mais exóticas, já que temos que combinar as leis da relatividade geral com as da mecânica quântica, duas teorias notoriamente incompatíveis! Há muitas propostas, mas nenhuma delas é universalmente aceita. Entre elas estão a quantificação canônica da gravitação, a teoria das cordas e das supercordas, a gravitação quântica em *loop*... mas, novamente, não se trata de fazer qualquer coisa. Como sempre, é importante não apenas ser compatível com as teorias existentes, mas também ser o mais preditivo possível!

Vamos ver tudo isso com mais detalhes.

2 O que sabemos

Quando A. Einstein escreveu sua famosa teoria da relatividade geral, ele ainda não sabia que ela continha as sementes de uma descrição coerente da evolução do Universo em grande escala. Vamos dar uma olhada.

Por meio de uma série de argumentos, cujos detalhes não explicitaremos aqui, Einstein acabou propondo um conjunto de equações, resumidas simbolicamente como [2]

$$\underbrace{R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu}}_{\text{geometria}} = \frac{8\pi G_N}{c^4} \underbrace{T_{\mu\nu}}_{\text{matéria}}, \quad (1)$$

que vinculam a geometria do espaço-tempo (membro esquerdo) ao conteúdo material (membro direito). Podemos reconhecer a constante de Newton $G_N \simeq 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, o que mostra claramente que essa é uma teoria da gravitação, e a velocidade da luz $c \simeq 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

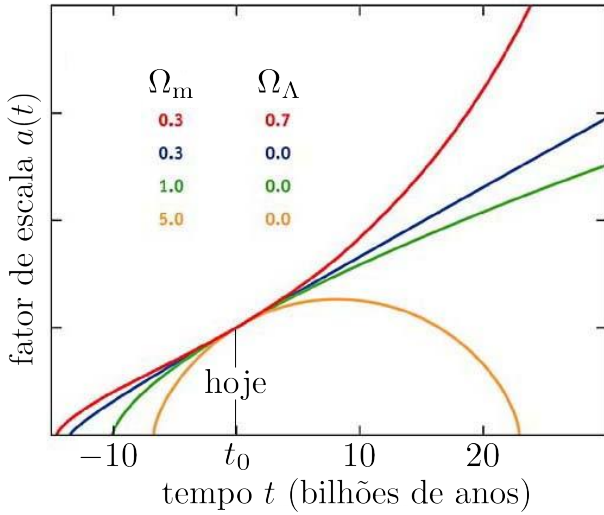


Figura 1: Fator de escala como função do tempo para alguns valores das densidades relativas de matéria Ω_m e devido à constante cosmológica Ω_Λ , assumindo o mesmo valor $a(t_0)$ hoje. Podemos ver que, seja qual for o comportamento no futuro, sempre há um momento t_{BB} no passado em que $a(t_{\text{BB}}) \rightarrow 0$.

que reflete a natureza relativística. Essas equações nos permitem calcular a estrutura e a evolução da geometria do espaço-tempo, uma vez que sabemos o que ele contém.

Rapidamente, foram encontradas soluções cosmológicas: suponha que o espaço seja homogêneo (as mesmas propriedades em média em cada ponto) e isotrópico (o que vemos é o mesmo em todas as direções). Essa suposição, conhecida como princípio cosmológico, torna possível escrever o lado direito das equações de Einstein de forma simples, e portanto, torna possível resolver essas equações. Descobrimos que a separação espacial $D_{12}(t)$ entre dois pontos de coordenadas $\mathbf{r}_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$ e $\mathbf{r}_2 = \{x_2, y_2, z_2\}$ é dada pela relação

$$\begin{aligned} D_{12}(t) &= a(t)|\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1| \\ &= a(t)\sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

onde $\Delta x = x_2 - x_1$, $\Delta y = y_2 - y_1$ e $\Delta z = z_2 - z_1$. Podemos ver que a distância entre dois pontos depende do tempo por meio de uma função $a(t)$, conhecida como fator de escala. Uma ilustração dessa função, como ela pode ser reconstruída a partir de medições de observação, é mostrada na Figura 1 para alguns casos interessantes.

Se denotarmos ρ a densidade da matéria contida no Universo e p a pressão, as equações de

Einstein (1) podem ser traduzidas para as equações de Friedmann [2, 3]

$$\begin{aligned} H^2 &\equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv \left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt}\right)^2 \\ &= \frac{8\pi G_N}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{\mathcal{K}}{a^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

definindo a chamada taxa de Hubble H e a notação $\dot{a} \equiv da/dt$, e

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G_N}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (4)$$

onde, a partir de agora, usamos unidades nas quais as distâncias estão medidas em anos-luz, o que significa $c = 1$. Na equação (3), Λ se chama de constante cosmológica, enquanto \mathcal{K} é o que chamamos de curvatura espacial; falaremos mais sobre isso posteriormente.

Independentemente do conteúdo material, i.e. da equação de estado do fluido $p(\rho)$, pode-se obter o comportamento da densidade ρ como função do fator de escala a . De fato, a conservação da energia na cosmologia pode ser escrita da seguinte forma

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{3}{a} \frac{da}{dt} (\rho + p) = 0, \quad (5)$$

e é possível mostrar que, para uma relação de fluido perfeito entre pressão e densidade de energia $p = w\rho$, a equação (5) dá

$$\frac{a d\rho}{\rho dt} = \frac{d \ln \rho}{d \ln a} = -3(1+w) \Rightarrow \rho \propto a^{-3(1+w)}, \quad (6)$$

o que mostra que $\rho \propto a^{-3}$ para um universo dominado pela poeira ($w = 0$) e $\rho \propto a^{-4}$ quando a radiação ($w = \frac{1}{3}$) domina. Conhecendo $\rho(a)$ e $p(a)$, as equações (3) e (4) dão as derivadas temporais de $a(t)$, e podem ser resolvidas para descrever a evolução mostrada na Fig. 1. Por exemplo, assumindo $\mathcal{K} = 0$ e $\Lambda = 0$, a relação (6) transforma a equação (3) em

$$\frac{da}{dt} \propto a^{-\frac{1}{2}(1+3w)},$$

cujas soluções, assumindo $a(t_{\text{BB}}) = 0$, é uma lei de potência simples $a \propto (t - t_{\text{BB}})^{2/[3(1+w)]}$.

Se considerarmos $\rho_{\text{crit}} = 3H^2/(8\pi G_N)$ como a densidade crítica, poderemos relacionar todas as densidades a ela, inclusive a devida à constante

cosmológica. Essas proporções são definidas pelas relações

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_{\text{crit}}}, \quad (7)$$

onde o índice i se refere à quantidade em questão, de modo que $i = m$ para matéria, $i = r$ para radiação e $i = \Lambda$ para a constante cosmológica.

Já que o fator de escala está aumentando com o tempo, pode-se então entender que o volume de universo $V_{\text{uni}} \propto a^3$ era bem menor no passado, até desaparecer $V_{\text{uni}} \rightarrow 0$ no momento inicial do big-bang t_{BB} , também conhecido como a singularidade primordial. Pode-se mostrar que a densidade ρ evolui como uma lei de potência inversa do volume, de tal maneira que $\rho(t_{\text{BB}}) \rightarrow \infty$: esse tipo de solução não faz sentido do ponto de vista da física, por isso chama-se de singularidade!

Qualquer que seja a equação de estado, sabe-se que a temperatura cresce com a densidade, e portanto era maior no passado. Uma temperatura alta significa interações entre as partículas com maior energia: o universo primordial pode ser compreendido como um acelerador de partículas muito mais potente dos que se podem fazer agora, inclusive o LHC. Essa temperatura T como função do tempo pode ser calculada explicitamente e aparece na Fig. 2: começando hoje, com $T_{\text{hoje}} = 2.7$ K, e voltando no passado.

3 As previsões que podemos fazer

O modelo de universo que foi apresentado acima de forma resumida é muito simples, sendo homogêneo e isotrópico, com conteúdo material já conhecido (os átomos e a luz que existem agora no planeta!), e interações também conhecidas.

Assumindo uma expansão relativamente tranquila (tecnicamente, fala-se de uma evolução adiabática), é possível calcular, usando o que já sabemos da física nuclear, as frações relativas de núcleos que se podem formar como função do tempo. Na Figura 2 pode-se ver essa evolução, que termina quando a temperatura fica menor que aproximadamente 400 milhões de graus, quando as densidades relativas ficam constantes. A partir dessas contas, vemos que quando o processo termina, temos frações bem definidas que se podem comparar com o que se pode medir: isto é à nucleossíntese primordial, um dos grandes sucessos da cosmologia!

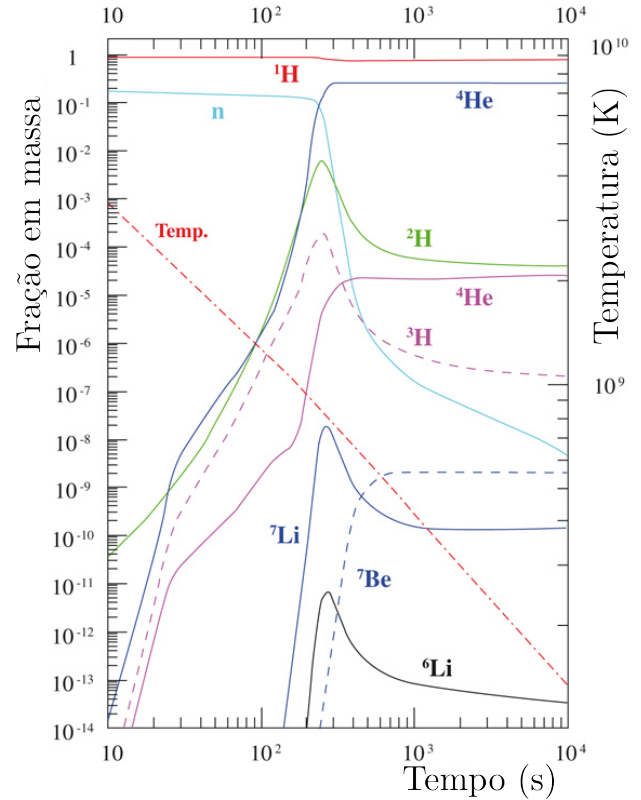


Figura 2: Evolução da temperatura e das frações de massa com o tempo: ao início, aqui 10 segundos depois do t_{BB} , o Universo contém só núcleos de hidrogênio (a curva chamada ${}^1\text{H}$ no gráfico), isto é prótons, e alguns nêutrons. Com temperaturas tão altas, se um núcleo consegue se formar, será destruído imediatamente. Abaixando a temperatura, algumas reações podem começar, até a formar os elementos principais, inclusive o hélio (${}^4\text{He}$), que representa um quarto do total.

Um outro sucesso que foi recentemente mostrado nas observações é a distribuição da radiação que acreditamos ser de origem primordial, a chamada CMB.⁴ Em primeiro lugar, conhecendo as interações entre as partículas e a luz, podemos deduzir que deve existir um tal fundo de radiação, cuja distribuição produz o melhor exemplo conhecido experimentalmente de um corpo negro, com temperatura média $\langle T \rangle = T_{\text{hoje}} = 2.7$ K (ver artigo sobre a CMB neste volume dos Cadernos de Astronomia).

Ao medir esse fundo com mais detalhes, é possível encontrar pequenas flutuações nele, isto é $\Delta T(\mathbf{e}) \equiv T(\mathbf{e}) - T_{\text{hoje}}$ em cada direção $\mathbf{e} = \{\theta, \varphi\}$, que são de ordem $\delta(\mathbf{e}) = \Delta T(\mathbf{e})/T_{\text{hoje}} \sim 10^{-6}$. Ao medir a temperatura em qualquer ponto da es-

⁴O que significa *Cosmic Microwave Background*, ou seja, radiação de fundo em micro-ondas.

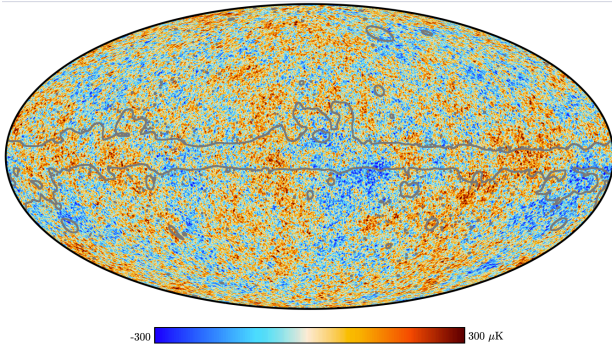


Figura 3: Mapa das flutuações de temperatura medidas pelo satélite Planck.

fera celeste, podemos construir um mapa (Fig. 3) que, como qualquer outra função da esfera, pode ser desenvolvida em harmônicos esféricos $Y_{\ell m}$, já que estes formam uma base completa

$$\delta(e) = \sum_{\ell=0}^{\infty} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \varphi). \quad (8)$$

Em duas direções diferentes e_1 e e_2 , podemos expandir a “função de dois pontos” $C(\vartheta)$, que representa a média estatística no céu,

$$\begin{aligned} C(\vartheta) &= \langle \delta(e_1) \delta(e_2) \rangle \\ &= \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} C_{\ell} P_{\ell}(\underbrace{e_1 \cdot e_2}_{\equiv \cos \vartheta}), \end{aligned} \quad (9)$$

onde o ângulo ϑ é definido pelo produto escalar das duas direções no céu: devido à isotropia estatística decorrente do princípio cosmológico, as flutuações só podem depender do ângulo relativo. Os coeficientes C_{ℓ} podem ser calculados a partir do conhecimento da teoria primordial e da evolução do universo. A partir do mapa medido, obtemos uma curva C_{ℓ} , conforme mostrado na Figura 4, que podemos comparar com um modelo específico. Claramente, a concordância é espetacular.

4 Extrapolações

O que acabamos de apresentar é agora conhecido como modelo padrão da cosmologia. Já mencionamos que ele foi iniciado por uma singularidade primordial, mas há outros enigmas nessa construção que precisam ser resolvidos. Elas exigem que avancemos além do que já sabemos, que extrapolemos.

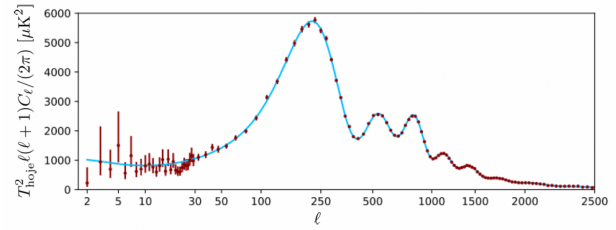


Figura 4: Espectro de flutuações primordiais C_{ℓ} em função do multipolo ℓ obtido pelos resultados do Planck e comparado com o melhor ajuste para um modelo de inflação.

4.1 Problemas do modelo padrão

Por enquanto, vamos deixar de lado a questão da singularidade. A primeira pergunta que surge no contexto da relatividade geral é: por que o universo não é curvo?

De fato, na equação de Friedmann (3), indicamos que \mathcal{K} representa a curvatura espacial, que pode ser positiva (geometria de uma 3-esfera), negativa ou zero. É possível medir essa quantidade, e descobrimos que ela é zero. Se escrevermos $\Omega_{\mathcal{K}} = -\mathcal{K}/(aH)^2$, a equação (3) se resume simplesmente a $\sum_i \Omega_i = 1 - \Omega_{\mathcal{K}}$. É fácil perceber que $\dot{\Omega}_{\mathcal{K}} = -2\mathcal{K}\dot{a}/\dot{a}^3$, e então, se $\ddot{a} > 0$ no universo em expansão ($\dot{a} > 0$), a variação do $\Omega_{\mathcal{K}}$ com o tempo é tal que o valor absoluto $|\Omega_{\mathcal{K}}|$ sempre cresce.

De fato, ao estudar a estrutura dinâmica geral das equações de Friedmann (3) e (4), podemos ver que $\Omega_{\mathcal{K}} = 0$ é um ponto fixo instável, desde que o universo em expansão não esteja acelerando. Em outras palavras, como o universo, tal como o observamos atualmente, não acelerou realmente na maior parte de sua história, deveríamos encontrar $\Omega_{\mathcal{K}} \neq 0$. Colocar o problema dessa forma leva a uma solução simples: deve haver uma fase de aceleração no universo primordial, conhecida como inflação, ou então uma fase de contração, o que leva ao modelo de ricochete.⁵

Por fim, outra questão importante está ligada às observações, especialmente do fundo difuso: como é possível que o universo seja homogêneo em escalas muito grandes e, pior ainda, que as correlações possam ser detectadas? Como a história começa com uma singularidade, cada cone de luz do passado só pode acessar um domínio finito e, nesse caso, relativamente pequeno, até essa singularidade, de modo que a maioria dos pontos

⁵ *Bounce* em inglês.

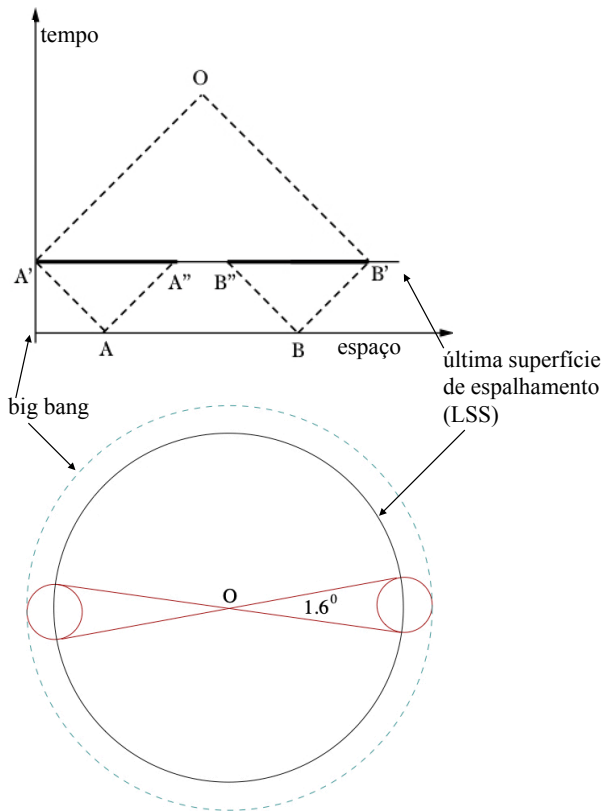


Figura 5: O problema do horizonte: no diagrama espaço-tempo (parte superior), duas regiões causalmente desconectadas (A' , A'') e (B' , B'') na última superfície de dispersão originada de A e B aparecem com a mesma temperatura. Do ponto de vista do observador O (parte inferior), a superfície entre o *big bang* e o CMB representa uma pequena fração do céu.

que medimos nunca esteve em contato causal: de acordo com a teoria da relatividade geral, a base do modelo, eles não podem ter as mesmas propriedades! Esse é o problema do horizonte.

Matematicamente, a distância máxima na qual dois pontos podem ter estado em contato causal e, portanto, podem ter interagido, é calculada por uma integral sobre o tempo decorrido desde o *big bang*

$$d_H(t) = a(t) \int_{t_{BB}}^t \frac{d\tau}{a(\tau)} = \frac{3(1+w)}{1+3w} (t - t_{BB}), \quad (10)$$

onde a última parte da equação é calculada para a relação $p = w\rho$. Quando calculado em sua totalidade, ou seja, levando em conta todas as fases da evolução do universo desde o *big bang*, descobrimos que a diferença angular máxima na correlação entre dois pontos na esfera celestiais é da ordem de um grau (veja a Figura 5)! Teoricamente,

não deveria ser possível observar correlações em escalas acima desse limite, ao contrário de que se mede.

Novamente, conhecemos duas soluções, inflação ou ricochete. O primeiro caso pode ser ilustrado com uma expansão exponencial, ou seja $a(t) \propto e^{Ht}$, com taxa de Hubble H constante. Neste caso, da equação (10) temos $d_H = (e^{Ht} - 1) / H$, o que pode ser tão grande quanto necessário para resolver o problema. No segundo caso, mesmo com um fluido perfeito, basta substituir na equação (10) t_{BB} por um valor inicial t_{ini} negativo e suficientemente grande para resolver a questão.

Podemos ver aqui que a cosmologia exige que modifiquemos as teorias que descrevem os primeiros instantes do universo, seja implementando uma fase inflacionária ou permitindo a ocorrência de um ricochete. Isso requer extensões da relatividade geral ou das teorias que descrevem o conteúdo material. Vamos ver como.

4.2 Modelos compreensíveis

Vimos que a temperatura no universo diminui com o tempo, de modo que os primeiros instantes correspondem a altas energias de interação, tão altas que podem exceder àquelas que podem ser produzidas em um acelerador. É por isso que se costuma dizer que o universo primordial pode ser visto como o acelerador de partículas definitivo. Esse também é o motivo pelo qual podemos modificar a física desses primeiros instantes à vontade: na verdade, não conhecemos essa física e usamos a cosmologia para tentar entendê-la. Portanto, há um vai e vem entre as ideias teóricas, a maioria das quais não pode ser verificada em laboratório, e os dados cosmológicos observacionais. Esses últimos possibilitam restringir os primeiros.

Até agora, falamos apenas sobre gravitação, descrita pela relatividade geral, e um conteúdo material identificado com um fluido perfeito. Essa é uma aproximação perfeitamente justificada quando queremos descrever o universo em grandes escalas, na prática consideravelmente maiores do que o tamanho característico das partículas que ele contém, mas assim que voltamos no tempo e, portanto, reduzimos o fator de escala, as aproximações deixam de ser válidas e precisamos incluir mais detalhes sobre a estrutura dos

Bósons elementares
 $H, \{\gamma, Z^0, W^\pm\}, \{g_a\}$

Léptons Quarks

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Figura 6: As partículas do Modelo Padrão da física de partículas: no topo estão as partículas que medeiam as interações, ou seja, o campo escalar de Higgs H , que dá às outras partículas suas massas, o fóton γ , que, junto com os bósons intermediários Z^0 e W^\pm , permite a interação eletrofraca, e os oito glúons g_a , que transmitem a interação forte. As partículas que compõem a matéria são divididas em dois grupos, léptons e quarks, cada um com três gerações.

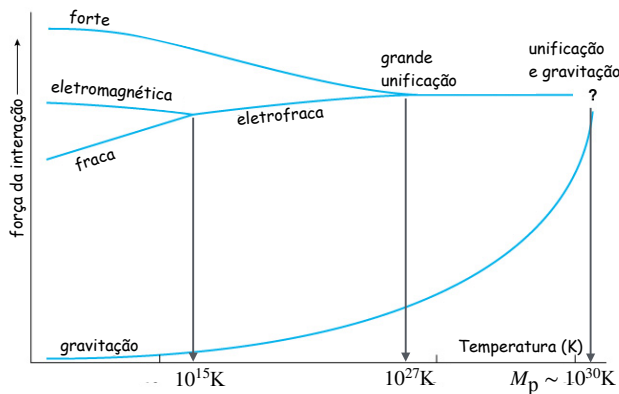


Figura 7: O grupo de renormalização implica que as interações mudam de força com a energia e, portanto, com a temperatura, no universo primordial: elas podem se unificar em altas energias.

objetos físicos que compõem a matéria.

A maneira mais simples de extrapolar é adicionar o que chamamos de campos escalares. Classicamente, é uma quantidade que tem um valor em cada ponto no espaço e no tempo, como a temperatura ou a densidade de massa. Também podemos imaginar campos mais complicados, com vários valores em cada ponto, como um campo de velocidade; esses são então campos vetoriais, tensoriais ou até mesmo espinoriais.

A física das interações que não sejam a gravitação descreve as partículas precisamente como pequenas flutuações nesses campos, usando as propriedades quânticas da matéria: esse é o domínio da teoria quântica de campos.

Assim como na cosmologia, existe um modelo

padrão para a física de partículas, que está resumido na Figura 6. Esse modelo compreende partículas, quarks e léptons, sobre os quais atuam os chamados bósons de calibre, cujas propriedades são descritas por invariâncias, simetrias que se traduzem, matematicamente, no surgimento da teoria de grupos.

Além da gravitação, cuja influência é tão fraca na física de partículas que é completamente desprezível, há o electromagnetismo, que é consideravelmente mais forte e é bem conhecido desde a antiguidade, bem como duas outras forças, conhecidas como fraca e forte, provavelmente devido à falta de imaginação dos físicos. Os grupos envolvidos são $U(1)$ para electromagnetismo, $SU(2)$ para a interação fraca e $SU(3)$ para a interação forte.

Como mostra a Figura 7, a força das interações muda com a energia das partículas envolvidas nos processos. Acima de aproximadamente 10^{15} K (cem milhões de vezes a temperatura no centro do Sol), as interações fracas e eletromagnéticas têm a mesma força e se unem no que hoje é chamado de interação eletrofraca. Essa escala de energia é o melhor que podemos fazer atualmente com nossos recursos: o acelerador LHC.

A teoria que descreve o que aconteceu naquela época é bem conhecida, verificada e compreendida. Mas o universo era muito mais quente ainda, de modo que, continuando no diagrama da Figura 7, somos naturalmente levados a considerar o que acontece em energias mais altas. Vemos que as interações eletrofraca e forte se unem em uma temperatura da ordem de 10^{27} K, o que é perfeitamente inatingível com qualquer meio técnico atualmente concebível (mas o futuro é sempre incerto, como todos nós sabemos, e quem sabe se um dia não será possível chegar lá?); isso é conhecido como a grande unificação.

Não sabemos qual era a temperatura inicial do universo, mas, de qualquer forma, não há nada nas teorias atuais que a limite, portanto, deve haver uma nova física além da escala eletrofraca. Ou essa nova física bloqueou a evolução, conforme visto na Figura 7, ou não. Em ambos os casos, as consequências cosmológicas são significativas. Se pudermos fazer previsões sérias sobre essas consequências, então a cosmologia primordial terá servido como um acelerador, revelando qual física é aceitável nessas energias.

O método usado é o seguinte: escrevemos uma teoria que é compatível com o modelo padrão de baixa energia, mas que difere dele além disso. Em seguida, todos os possíveis efeitos sobre as fases iniciais do universo são calculados e comparados com os dados. Como podemos ver, essa é uma maneira pouco ortodoxa de usar um acelerador, mas torna possível restringir teorias, especialmente aquelas que propõem uma grande unificação.

Todas essas extrapolações são legítimas dentro da estrutura da teoria quântica de campo no espaço-tempo curvo, ou seja, a teoria que usamos todos os dias na física de partículas, mas em um espaço-tempo descrito pela relatividade geral. É por isso que esses modelos estão “sob controle”: mesmo que não possamos dizer se eles estão corretos, e para isso precisamos de dados observacionais, sabemos que os métodos matemáticos e a estrutura física são consistentes.

É assim que podemos escrever modelos que nos permitem ter uma fase de inflação, geralmente usando um campo escalar simples ϕ em um potencial $V(\phi)$. A densidade ρ_ϕ e a pressão p_ϕ envolvidas nas equações de Friedmann (3) e (4) são então dadas por

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad \text{e} \quad p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad (11)$$

e a conservação da energia (5) torna-se a equação de movimento do campo, que também pode ser obtida diretamente pela variação da Lagrangiana,⁶ ou seja, a equação de Klein-Gordon

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0. \quad (12)$$

Podemos ver imediatamente que a aceleração \ddot{a} pode ser positiva, desde que a variação temporal do campo $\frac{1}{2}\dot{\phi}^2$ seja pequena em comparação com o valor do potencial nesse ponto $V(\phi)$: isso é conhecido como *slow-roll*. Muitos, se não a maioria, dos modelos de inflação operam dentro desse limite.

Escrever um modelo de inflação é relativamente fácil, e é por isso que existem centenas deles. Implementá-lo em uma teoria de grande unificação é muito mais complicado. Portanto, somos

⁶Função (ou mais precisamente funcional) matemática, construída a partir das energias cinética e potencial, que permite obter as equações de movimento do sistema [4].

obrigados a aceitar essa unificação? Como podemos ver, a cosmologia primordial nos leva naturalmente a fazer perguntas profundas sobre a natureza das teorias físicas!⁷

De fato, na cosmologia, a grande unificação é alcançada por meio de transições de fase, conduzidas pelo campo de Higgs (um campo escalar, a propósito, e capaz de alcançar uma inflação perfeitamente aceitável...), ou melhor, em altas energias, por campos de Higgs hipotéticos.

Quando ocorrem essas transições de fase, elas podem produzir defeitos, assim como transições que nos são mais familiares, como a transformação de água em gelo. Pode-se demonstrar que durante estas transições devem ser produzidos defeitos do tipo “monopolo” magnético, ou seja, com propriedades de partículas muito massivas com carga magnética. A existência deles está intimamente ligada ao fato de que o fóton não tem massa. A densidade de monopolos calculada deve, no entanto, ser tão grande que o universo teria que se curvar sobre si mesmo e não poderia existir como é observado atualmente.

Em outras palavras, a física de partículas faz uma previsão que a cosmologia rejeita absolutamente! Este foi um dos argumentos a favor de uma fase de inflação: desde que ocorra após a produção dos monopolos, estes estarão tão diluídos que não será mais possível encontrar mais do que alguns em cada volume de Hubble.

Outros tipos de defeitos podem (deveriam?) aparecer durante as transições de fase do universo primitivo. A maioria não é compatível com os dados cosmológicos, o que novamente nos permite restringir possíveis teorias. Existe uma classe delas, as cordas cósmicas, que não só são permitidas, mas também quase obrigatórias em muitos casos.

Estas cordas podem ter consequências ao nível da formação de grandes estruturas, mas também gerar campos magnéticos primordiais porque são, em geral, supercondutoras. Por enquanto, nenhuma dessas consequências foi verificada, o que levou a vincular a escala de energia da formação delas. Podem também produzir um espectro

⁷Além dos argumentos de variação das constantes de acoplamento, verifica-se que as hipercargas das partículas da Figura 6 satisfazem as relações, necessárias para cancelar as anomalias, que não são nada naturais, mas se tornam se as partículas são unificadas.

estocástico de ondas gravitacionais que pode ser detectável no experimento LISA, um satélite planejado para ser lançado na década de 2030.

4.3 Além

Existe outra opção, a saber, sair da estrutura bem estabelecida da teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo. É obviamente perigoso, e as previsões que podem ser feitas a partir dessa opção estão, portanto, sujeitas a cautela.

A primeira ideia que podemos ter é questionar a relatividade geral, mesmo no nível clássico: de fato, ela foi verificada no sistema solar, em campo gravitacional fraco, portanto, ou em torno de estrelas compactas, até mesmo de buracos negros, em campo forte então, mas em ambos os casos em escalas pequenas em relação ao tamanho do universo. É, portanto, legítimo questionar-se sobre a validade desta escolha teórica.

No momento, essa abordagem é implementada apenas de maneira puramente fenomenológica e não mostrou nenhuma diferença quantificável com a relatividade geral, que continua sendo “o único mestre a bordo”.

Voltemos à nossa história das interações da Figura 7, e continuemos a aumentar a temperatura no passado, desde que a “verdadeira” teoria, ainda desconhecida, nos permita fazê-lo. Chegamos então necessariamente a um momento, improvavelmente próximo do *big bang*, onde a temperatura é aquela induzida pela massa de Planck M_P . Estamos entrando no reino da gravidade quântica...

De fato, a esta temperatura, a constante de interação gravitacional, que dissemos acima ser praticamente desprezível face às outras interações, passa a ter uma ordem de grandeza comparável às outras simplesmente porque varia com o quadrado da energia (lembre-se da energia potencial de Newton), enquanto as outras variam como um logaritmo. Deve haver, portanto, uma unificação entre a gravitação e as outras interações que são elas mesmas descritas pela mecânica quântica.

Isso é um problema porque, na verdade, não sabemos como escrever uma teoria quântica da gravitação. Ou melhor, várias foram propostas, o que significa que nenhuma é unânime. E por um bom motivo: é praticamente impossível propor um experimento que poderia mostrar os efei-

tos dessa teoria. O que facilmente podemos imaginar por outro lado, e verifica-se em uma série de modelos propostos, em particular aqueles baseados no que se chama de quantização canônica da gravitação, conhecida como a equação de Wheeler-De Witt, é que esse procedimento resolverá o problema da singularidade primordial, da mesma forma que a quantização do electromagnetismo no início do século XX resolveu o problema da catástrofe do ultravioleta (Fig. 8).

Esperamos então que o Universo passe por uma densidade máxima e, portanto, por um fator de escala mínimo: é uma teoria de ricochete que se coloca naturalmente, com sua parcela de previsões. Ainda temos que comparar com os dados!

5 Conclusões

A cosmologia, fonte de várias mitologias e lendas, é um sonho desde os primórdios da humanidade, mas é também uma ciência que, pela genialidade das tecnologias modernas, se tornou precisa e permite compreender uma história com quase 14 bilhões de anos.

A cosmologia nos ensinou muito e certamente continuará a fazê-lo em áreas cada vez mais distantes de seus fundamentos. Por exemplo, o satélite Euclid, lançado em julho de 2023 para observar em grande detalhe a distribuição de galáxias ao longo do universo observável, também será usado para detectar planetas extrassolares por efeito de microlente.

Mas, do ponto de vista da cosmologia primordial, é do lado teórico que devemos esperar progressos: há inconsistências em nossa descrição atual, que certamente serão, como sempre foram tais inconsistências na história da ciência, o reflexo de um mal-entendido e fonte de novas descobertas.

A Revolução Copernicana gerou o método científico de Galileu e, portanto, o mundo como o conhecemos hoje. Talvez uma nova visão do mundo surgirá de experiências e teorias futuras nos darão acesso às origens do mundo...

Agradecimentos

Agradeço a Vitorio de Lorenci pela leitura crítica do texto.

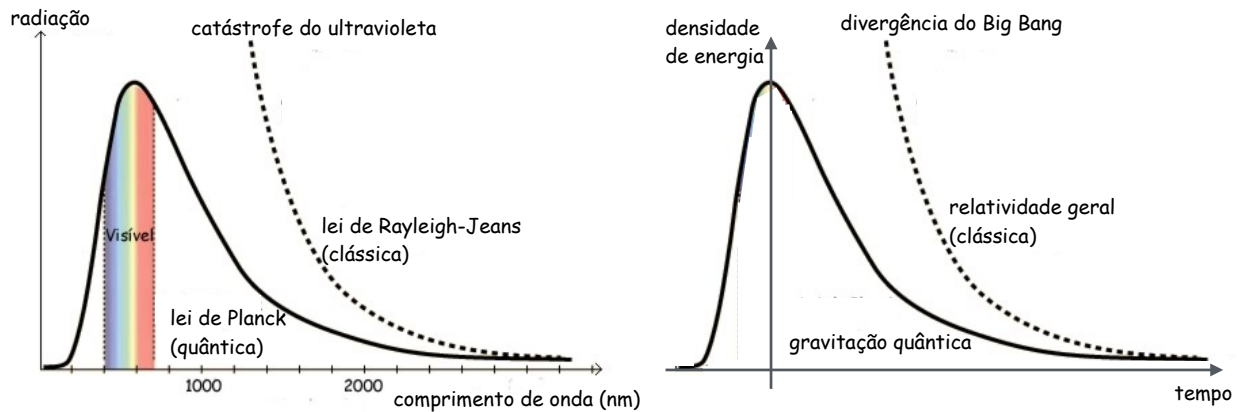


Figura 8: Assim como a teoria clássica do electromagnetismo prevê uma divergência de energia na radiação do corpo negro (lei de Rayleigh-Jeans), a relatividade geral prevê uma singularidade do *big bang*. Espera-se que essa singularidade seja resolvida em uma estrutura quântica, como a lei de Planck fez para o electromagnetismo.

Sobre o autor

Patrick Peter (peter@iap.fr) é pesquisador no *Institute d'Astrophysique de Paris*, França. É autor de quase 100 artigos científicos e do livro *Cosmologie Primordiale*, em coautoria com o Philippe Uzan.

Referências

- [1] H. Velten e W. Zimdahl, *O universo dinâmico de Friedmann*, *Cad. Astro.* **3**(1) (2022).
- [2] J. C. Fabris, J. D. Toniato e H. Velten, *Gravitação* (Livraria da Física, São Paulo, 2021).
- [3] J. Hovarth et al., *Cosmologia física do micro ao macro cosmos e vice-versa* (Livraria da Física, São Paulo, 2011).
- [4] R. P. Feynman, *Lições de física de Feynman* (Bookman, Porto alegre, 2008).