

CADERNOS DE ASTRONOMIA

NÚCLEO DE ASTROFÍSICA E COSMOLOGIA DA UFES

UNIVERSO PRIMORDIAL

UM CURSO SOBRE RADIAÇÃO DE BURACOS NEGROS

Uma revisão sobre o efeito Unruh e sua relação com a temperatura Hawking

UM UNIVERSO FINITO OU INFINITO?

O debate histórico da cosmologia sobre o (não) início do Universo

O SOL ATRAVESSA NUVENS MOLECULARES

Como o clima na Terra é afetado enquanto vagamos pela galáxia



CADERNOS DE ASTRONOMIA

ISSN 2675-4754

www.periodicos.ufes.br/astrofisica

CORPO EDITORIAL

Prof. Dr. Alan M. Velasquez Toribio (UFES)
alan.toribio@ufes.br

Prof. Dr. Felipe Tovar Falciano (CBPF)
ftovar@cbpf.br

Prof. Dr. Hermano Velten (UFOP)
hermano.velten@ufop.edu.br

Prof. Dr. Júlio C. Fabris (UFES)
julio.fabris@cosmo.ufes.org

Prof. Dr. Júnior Diniz Toniato (UFES)
junior.toniato@ufes.br

CONSELHO CIENTÍFICO

Prof. Dr. Adriano Mesquita Oliveira (IFES)
adriano.oliveira@ifes.edu.br

Prof. Dr. José A. F. Pacheco (OCA, França)
pacheco@oca.eu

Prof. Dr. Sergio Mascarello Bisch (UFES)
sergiobisch@gmail.com

DESIGN E LAYOUT

Carolina Luzes Marcos (UFES)
carolina.marcos@edu.ufes.br

Paulo Henrique Lorenzoni Filho (UFV)
phlorenzoni@hotmail.com

Vitor Petri Silva (UFES)
vitor.p.silva@edu.ufes.br

ENDEREÇO

Núcleo de Astrofísica e Cosmologia - CCE.
Universidade Federal do Espírito Santo.
Av. Fernando Ferrari, 514, Goiabeiras.
Vitória - ES. CEP 29075-010

E-mail: cadernos@cosmo-ufes.org



Cosmo-ufes

SOBRE A REVISTA

A revista *Cadernos de Astronomia* é uma publicação semestral do Núcleo Cosmo-Ufes da Universidade Federal do Espírito Santo e que conta também com recursos humanos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e da Universidade Federal de Ouro Preto (vide o Corpo Editorial).

Propõe-se a publicar artigos destinados à divulgação científica, história da ciência, ensino e pesquisa em astronomia e áreas correlatas. O objetivo é tornar acessível a um amplo público, que inclui estudantes secundários, graduandos e simpatizantes da área, o conhecimento científico relacionado à astronomia, cosmologia e gravitação.

Possuindo acesso totalmente gratuito, cada número dedica uma seção inteira a um tema específico, onde especialistas nacionais e internacionais discutem em detalhes aspectos qualitativos e quantitativos do tópico em questão.

SUBMISSÕES

A revista *Cadernos de Astronomia* aceita artigos inéditos versando sobre temas de divulgação científica, história da ciência, ensino e pesquisa nas áreas de astronomia, cosmologia e disciplinas afins. Além de artigos que busquem traduzir para uma linguagem simples tópicos avançados de ciências, também se aceita a submissão de textos que introduzam aspectos técnicos de temas variados visando estudantes de graduação e início de pós-graduação. Espera-se assim contribuir para a ampliação de uma bibliografia qualificada para a formação de jovens cientistas.

Para mais informações acesse:

<https://periodicos.ufes.br/astrofisica/about/submissions>

ARTE DE FUNDO DA CAPA E CONTRACAPA

Cosmoparticle

Pintura em óleo sob exposição permanente na *University College London (UCL)*, Reino Unido.

Por Penelope Rose Cowley

www.peneloperosecowley.com

A imagem digital foi gentilmente cedida pela autora aos CdA, e captura as nuances da cosmologia e física de partículas em uma visão interconectadas com a arte.

Carta ao leitor

Em 2022, os Cadernos de Astronomia publicaram uma edição integralmente dedicada ao Universo em Expansão e o centenário do modelo cosmológico de Friedmann o qual serve de base para o modelo padrão da cosmologia. Um dos fatos observacionais inquestionáveis da cosmologia é que nosso universo está em expansão. Isto significa que, com o passar do tempo, a densidade e a energia média do universo diminuem. De maneira equivalente, se nos perguntar como era o universo no passado, devido a expansão, o universo era mais denso e quente. Extrapolando este raciocínio chegamos a configurações físicas que desafiam as teorias científicas atuais. É neste contexto que configura-se o universo primordial, um período longínquo no passado da evolução do universo.

Depois de ser inaugurada, com a publicação do artigo de Albert Einstein em 1917, a cosmologia relativística ganhou a duras penas uma série de avanços teóricos mas permanecia, ao longo de quase todo o século 20, carente de dados observacionais. Esta situação mudou drasticamente nas últimas décadas com dados precisos das anisotropias da radiação cósmica de fundo e do uso de supernova do tipo Ia como velas padrão na escala de distâncias cósmicas. No início deste século, os avanços técnicos e observacionais foram de tal ordem que cunhou-se a expressão cosmologia de precisão. De fato, hoje em dia, a cosmologia é uma ciência com uma quantidade de dados enorme e de alta qualidade, comparável com a física dos melhores laboratórios terrestres como os grandes aceleradores de partículas. Esses avanços permitiram a formulação e consolidação do modelo padrão da cosmologia. Como efeito natural, e com o avanço do conhecimento e a consolidação de novas classes de fenômenos, amplia-se a fronteira da pesquisa científica e gera-se novos problemas a serem estudados. É justamente no universo primordial que encontramos uma quantidade razoável de questões fundamentais da cosmologia moderna.

Nesta edição, o leitor será apresentado ao problema da quantização da gravitação, à formação dos primeiros elementos químicos do universo no processo denominado nucleossíntese primordial, à radiação cósmica de fundo, um verdadeiro fóssil com informações cruciais da composição e estado do universo a 13,7 bilhões de anos atrás. Antes disso, temos o período inflacionário caracterizado por uma fase de expansão acelerada e muito violenta do universo. Apesar deste paradigma inflacionário ser o mais popular, há outros cenários promissores como os modelos de ricochete. Um fato intrigante é a prevalência de matéria sobre a antimatéria no universo. O modelo padrão da física de partículas descreve ambos tipos de partículas a partir dos mesmos campos físicos, e com isso deveria haver um equilíbrio entre matéria e antimatéria. O processo capaz de produzir tal assimetria no universo primordial é conhecido como bariogênese. O leitor encontrará esses e outros assuntos nesta edição. Em uma edição dedicada aos estudos do universo primordial, nos parece particularmente oportuno incluir uma tradução do trabalho

do físico, matemático e padre belga Georges Lemaître (1894-1966) sobre a hipótese do átomo primordial. Este trabalho é um marco na história da cosmologia, e uma das primeiras hipóteses sobre o estado inicial do universo. As contribuições de Lemaître à física e à cosmologia são muitas, e estão sendo pouco a pouco reconhecidas no seu justo valor.

O artigo começa e termina com uma citação do filósofo francês René Descartes (1596-1650): *Mundus est fabula* (o mundo é uma fábula). Lemaître parece assim reconhecer que ele também está, nesta descrição do átomo primitivo e sua conexão com a dinâmica cósmica, realizando uma narrativa. Uma narrativa que estabelece o estado primordial do universo (não singular), o processo motor fundamental da evolução cósmica (a desintegração sucessiva dos elementos a partir do átomo primitivo), e as conexões possíveis com o universo observado hoje. O texto se distingue fortemente da literatura científica atual, possuindo um certo sabor de literatura clássica, sem dúvida reflexo da dupla formação do seu autor, ao mesmo tempo científica e teológica.

A edição atual é dedicada a descrever as teorias e os processos físicos mais relevantes deste período no passado remoto da evolução do universo. Como o leitor irá descobrir, o universo primordial desafia nosso entendimento da natureza e configura uma das frentes mais estimulantes da fronteira do conhecimento humano.

Completam esta edição artigos nas seções de Divulgação Científica, Ensino, e Pesquisa, com destaque para a publicação das notas de um curso de José Antônio de Freitas Pacheco sobre a radiação Hawking e o efeito Unruh. Por fim, uma Nota Científica abordando os importantes resultados recentes do projeto observacional NANOGrav, relativos a um fundo de ondas gravitacionais, completa esta edição.

Os editores

Sumário

Seção Temática

Apresentação

Os Editores 6

Cordel sobre universo primordial

Zowguifer Emílio Nolasco dos Anjos et al. 8

Cosmologia primordial

Patrick Peter 11

O Modelo de Inflação: progressos e desafios

Leila Lobato Graef 21

Inflação quente

Rudnei Ramos 32

Nucleossíntese primordial: primeiros instantes após o big bang

Marlete Assunção 39

Bariogênese

Chee Sheng Fong 46

A física da radiação cósmica de fundo em micro-ondas

Luiz Filipe Guimarães 62

Modelos de Ricochete

Nelson Pinto Neto 89

Introdução à cosmologia quântica

Paola Delgado 98

Divulgação Científica, Ciência & Sociedade

Com início? Ou eterno? Origens e controvérsias na cosmologia em meados do século passado

Antonio Augusto Passos Videira e Cássio Leite Vieira 112

Artigos

Impacto da passagem do Sistema Solar por nuvens moleculares escuras: um caso de habitabilidade local

Jurandi Leão et al. 120

O efeito Fulling-Davies-Unruh

José A. F. Pacheco 135

Uma Análise espectral da composição química do meteoro incidente no dia 02/01/2023

Matheus Agenor e Rodolfo Langhi 144

Ensino

Astronomia e Cosmologia em pesquisa - uma análise bibliométrica

Lucas Antonio Xavier et al. 152

Textos Clássicos

A hipótese do átomo primordial de Georges Lemaître

Felipe T. Falciano e Júlio C. Fabris 165

Notas

NANOGrav detecta o fundo de ondas gravitacionais

Jaziel G. Coelho, Valerio Marra e Jonas P. Pereira 176

O Universo Primordial

Os *Cadernos de Astronomia* trazem neste número uma série de artigos que descrevem o universo em um período distante da nossa história cosmológica. São temas na fronteira do conhecimento humano e cientificamente relevantes para o entendimento das características mais fundamentais da natureza. Os artigos da seção temática examinam o período que é conhecido como o universo primordial, o qual é anterior à última superfície de espalhamento quando os fótons desacoplam da matéria e passam a viajar livremente pelo cosmo até chegar hoje aqui na Terra. Este desacoplamento ocorreu há cerca de 13,7 bilhões de anos, de forma que o universo primordial constitui um cenário bem diferente do que observamos hoje em dia.

O leitor será apresentado à física da radiação cósmica de fundo, a qual guarda as propriedades dos fótons liberados na superfície de último espalhamento, e aos processos de formação dos primeiros elementos químicos do universo, a chamada nucleossíntese primordial. Anterior a estes processos temos um período de expansão brutal do universo, a inflação cósmica. Esta fase é responsável por alguns dos mecanismos físicos cruciais para entendimento do que observamos com nossos telescópios e satélites. Há dois possíveis cenários: os modelos de inflação fria que são comumente chamados de modelos inflacionários, e os modelos de inflação morna. Ademais, existem modelos alternativos a este paradigma inflacionário que são os modelos de ricochetes. Uma das vantagens deste último cenário é a ausência de singularidade inicial o que permite uma descrição completa da evolução cósmica. No universo, há um excesso de bárions em relação aos antibárions, por exemplo há mais prótons do que antiprótons no universo. Um dos artigos desta edição analisa a bariogênese e os possíveis mecanismos que teriam produzido esta assimetria entre matéria e antimatéria. Por fim, o artigo sobre cosmologia quântica aborda a questão de como incluir efeitos de gravitação quântica na evolução do universo. Ao nos aprofundar no universo primordial é esperado que a teoria da relatividade geral perca a sua validade e os efeitos de gravitação quântica sejam inevitáveis para uma descrição correta da evolução do universo.

Os artigos foram redigidos por pesquisadores e pesquisadoras da área de cosmologia e áreas afins com grande familiaridade aos temas. A cosmologia é uma área em plena expansão dentro da ciência a qual tem constantemente nos apresentados desafios e surpresas. A física dos processos do universo primordial ainda não está completamente estabelecida e já mostra indícios de ser capaz de abrir novos caminhos para a ciência. O objetivo desta seção especial dos *Cadernos de Astronomia* é apresentar o estado atual desta excitante nova fronteira do conhecimento científico.

Além disso, não sendo nenhuma novidade de que a ciência sempre teve grande influência sobre manifestações culturais em todo o mundo, a presente Seção Temática inicia-se com um trabalho criativo de alunos da Escola Estadual Bráulio Franco, em Muniz Freire - ES. Dentro de um projeto iniciado para a participação na Mostra de Astronomia do Espírito Santo, estudantes e professor exploraram a composição de cordéis como ferramenta de ensino e divulgação de astronomia. E para abrir a Seção Temática, eles nos presenteiam com um cordel sobre o universo primordial.

Os editores



Cordel sobre o Universo Primordial

É com muito prazer e alegria

Que venho preencher as páginas dos cadernos de astronomia

E com essa responsabilidade sem igual

Introduzir nessa edição, a importância do Universo Primordial

De maneira intensa, eu entro imerso

Em tentar falar com versos a origem do nosso universo

E para não deixar tudo ficar ilógico



Início falando do princípio cosmológico

E pra falar dos milhões de milênio

Começamos com o universo isotrópico e homogêneo

Que serve para dizer que em sua imensa dimensão e vastidão

Que a densidade e a aparência do universo é igual em toda a direção

Tentando construir um pensamento racional

Não podemos deixar de falar de Einstein e sua relatividade geral

Inicialmente o universo era estático em sua concepção

Até os trabalhos de Hubble e Lemaitre propor um universo em expansão

Da expansão fazendo um retrocesso

Do Big Bang falaremos para o início do universo

De um estado muito quente e denso, rimo sereno

Onde matéria e energia, confinados estavam num espaço infinitamente pequeno



Do Big Bang que imaginamos uma grande explosão

Temos que mudar a nossa idealização

Pois não foi de um ponto que surgiu uma grande explosão

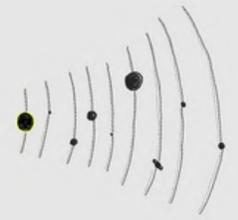
Mas sim de todos os pontos que do espaço houve uma geração



$$E = mc^2$$



E antes que a distração da minha cabeça arranque
O que sabemos sobre o universo parte do tempo de Planck
Onde tudo estava de uma maneira enroscada
E as quatro interações fundamentais estavam unificadas



E continuando sobre o tempo de Planck, falo com emoção
Neste momento começa a haver uma separação
Em um universo ainda quente com disparidade
A primeira interação a se separar, foi a gravidade

Passados nanossegundos em sua idade
A força nuclear forte se separa sem vaidade
Liberando muita energia, fazendo o universo inflar



Saindo do tamanho de um núcleo atômico para de um sistema solar

Em seu processo de expansão

A temperatura vai diminuindo de montão

Eletromagnetismo e força fraca se separam em modos finais

Formando assim, as quatro interações fundamentais

A esta altura a matéria ainda não existia não

E o universo era formado de intensa radiação

As partículas e antipartículas que a colisão de fótons produzia espontaneamente

Logo se aniquilavam virando energia novamente

Elétrons, pósitrons, neutrinos e quarks eram resultados da colisão



Partículas e antipartículas em sua concepção

A junção de Quarks produzia de forma cômica

Prótons e nêutrons partículas pesadas formando assim, a era hadrônica





Com a temperatura diminuindo, complicada é a situação
Prótons e Nêutrons, pelos fótons, não são mais formados pela colisão
Elétrons e pósitrons contra as pesadas, surgem de forma irônica

Leves por natureza, constituem a era leptônica

Passados três minutos do universo a sua formação

A temperatura em Kelvins já tinha baixado a um bilhão

Permitindo prótons e nêutrons se fundir de maneira fenomenal

Formando Hidrogênio, Deutério e outros em uma nucleossíntese primordial

Adiantando 380 mil anos no universo, 3000 K é a temperatura

Os núcleos de Hidrogênio e Hélio os elétrons promovem uma captura

Átomos neutros e estáveis, tem assim a sua criação

Em uma era assim chamada de recombinação

Com os elétrons presos, os fótons não tem espalhamento

Transparente o universo fica a partir deste evento

Espalhando a radiação pelo universo e mundo

Radiação esta que chamamos de Radiação cósmica de fundo

Após bilhões de anos, nuvens protogaláticas começam a se formar

E as estrelas e os elementos químicos, começam a se criar

E assim chegamos aos nossos dias e tudo o que há de conhecer

Com sistema solar e vida pra aproveitar e agradecer

O astronomia literária com extrema felicidade

Agradece a revista cadernos de astronomia pela grande oportunidade

Nessa nobre e grande missão

Da astronomia, fazer a sua divulgação.

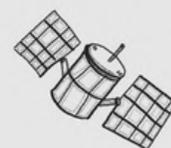
Projeto: Astronomia Literária

Participantes: Zowguifer Emílio Nolasco dos Anjos,

Maria Cristina de Souza Bossan, Kaio Rodrigues

Ribeiro e Sofia de Souza Machado

Escola : CEEFMTI BRÁULIO FRANCO



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 $c \simeq 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

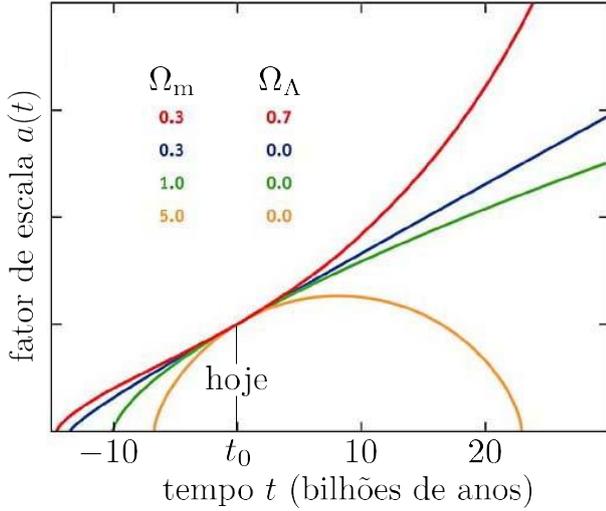


Figura 1: Fator de escala como função do tempo para alguns valores das densidades relativas de matéria Ω_m e devido à constante cosmológica Ω_Λ , assumindo o mesmo valor $a(t_0)$ hoje. Podemos ver que, seja qual for o comportamento no futuro, sempre há um momento t_{BB} no passado em que $a(t_{\text{BB}})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

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!

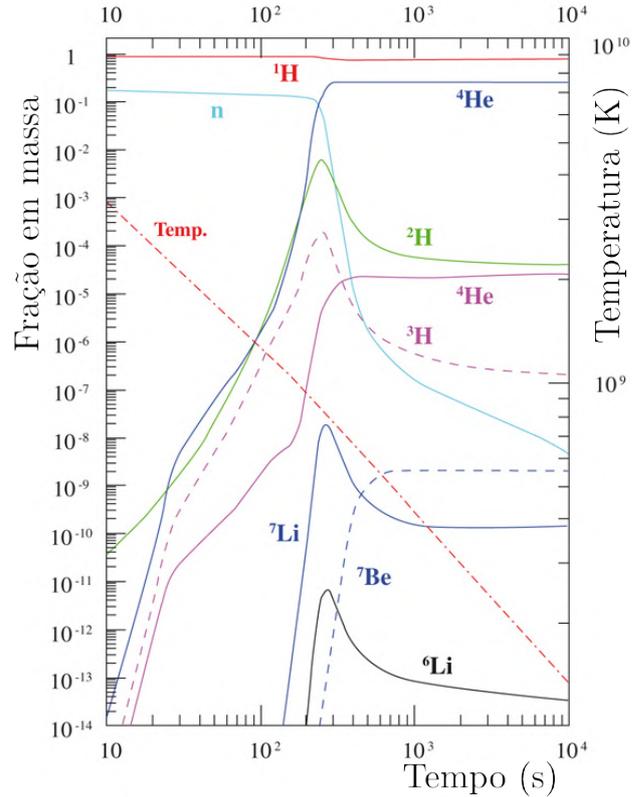


Figura 2: Evolução da temperatura e das frações de massa com o tempo: ao início, aqui 10 segundos depois do t_{BB} , o Universo contém só núcleos de hidrogênio (a curva chamada ${}^1\text{H}$ no gráfico), isto é prótons, e alguns nêutrons. Com temperaturas tão altas, se um núcleo consegue se formar, 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.

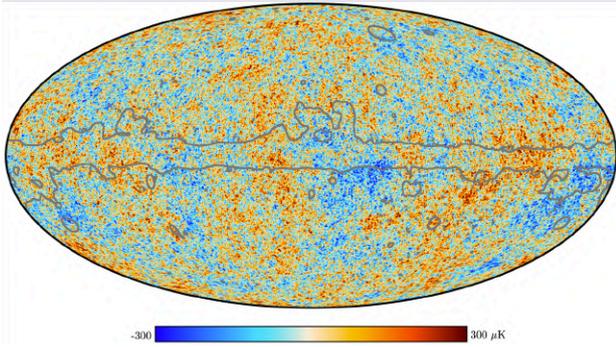


Figura 3: Mapa das flutuações de temperatura medidas pelo satélite Planck.

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.

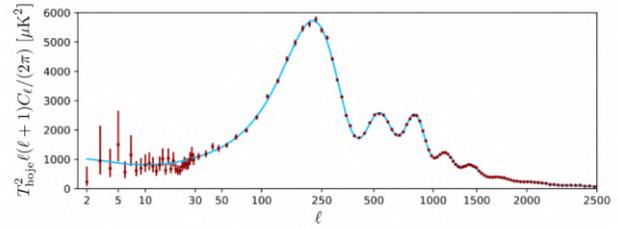


Figura 4: Espectro de flutuações primordiais C_{ℓ} em função do multipolo ℓ obtido pelos resultados do Planck e comparado com o melhor ajuste para um modelo de inflação.

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.

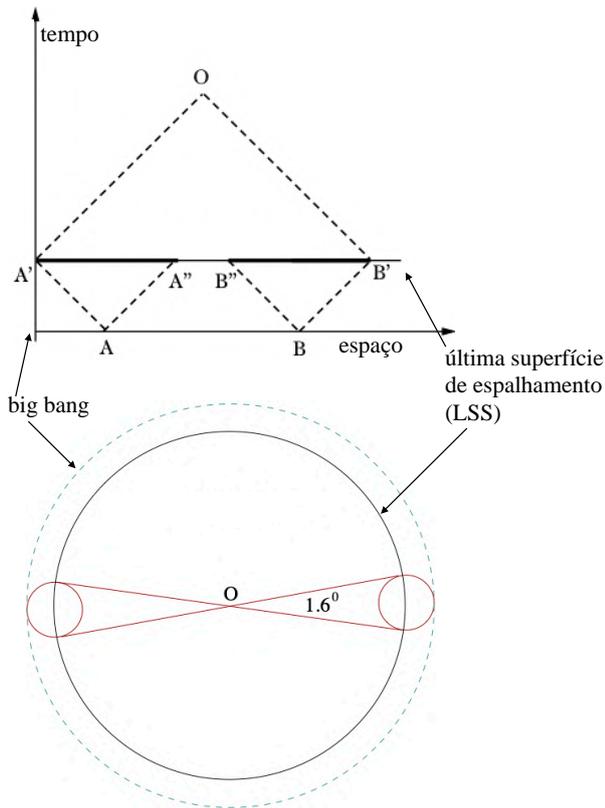


Figura 5: O problema do horizonte: no diagrama espaço-tempo (parte superior), duas regiões causalmente desconectadas (A' , A'') e (B' , B'') na última superfície de dispersão originada de A e B aparecem com a mesma temperatura. Do ponto de vista do observador O (parte inferior), a superfície entre o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

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

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 celestrial 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.

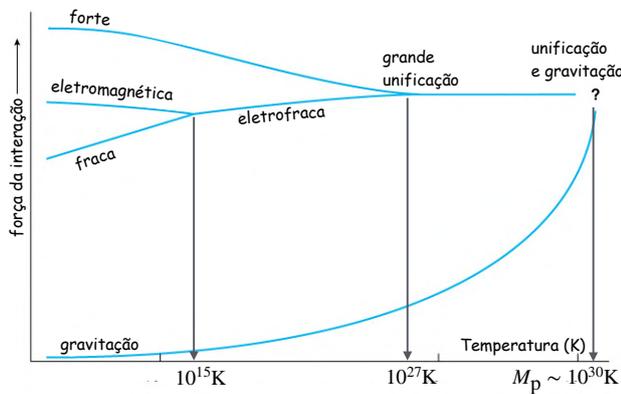


Figura 7: O grupo de renormalização implica que as interações mudam de força com a energia e, portanto, com a temperatura, no universo primordial: elas podem se unificar em altas energias.

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.

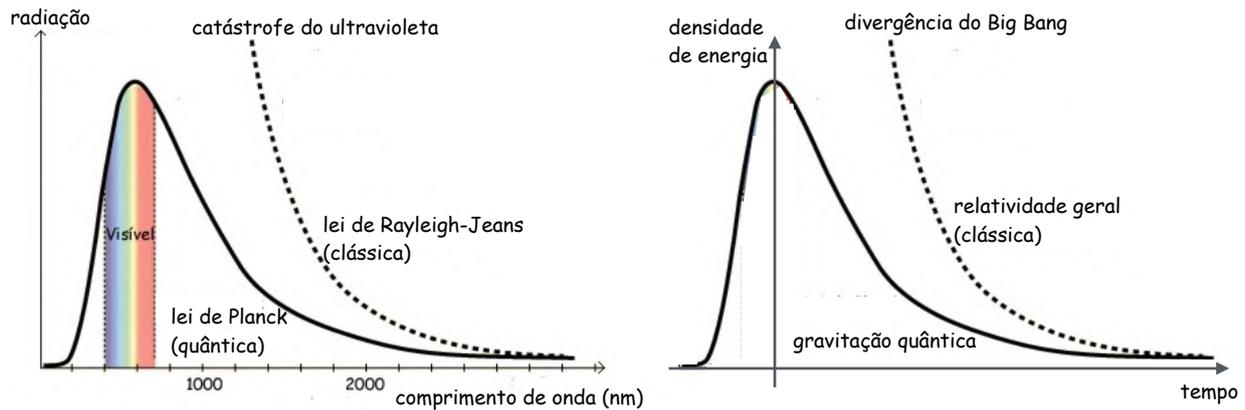


Figura 8: Assim como a teoria clássica do electromagnetismo prevê uma divergência de energia na radiação do corpo negro (lei de Rayleigh-Jeans), a relatividade geral prevê uma singularidade do *big bang*. Espera-se que essa singularidade seja resolvida em uma estrutura quântica, como a lei de Planck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

O modelo de Inflação: progressos e desafios.

Leila Lobato Graef

Universidade Federal Fluminense.

Resumo

Após o desenvolvimento do Modelo Padrão da Cosmologia, o Modelo do *Big Bang*, ao que tudo indicava, havia-se construído uma teoria satisfatória capaz de descrever a evolução do Universo a partir de um estado quente e denso inicial. No entanto, algumas questões em aberto levaram à proposta do modelo da Inflação Cosmológica, o qual descreve uma expansão acelerada no Universo antigo que teria durado uma fração de segundo, e após a qual o Universo teria seguido sua expansão conforme previsto pelo Modelo do *Big Bang*. Embora hoje existam alternativas à Inflação que são capazes de resolver as mesmas questões, a Inflação foi a primeira teoria com a qual foi possível se fazer previsões consistentes sobre a estrutura do Universo em larga escala, como a distribuição de galáxias, aglomerados etc., ao fornecer uma descrição para a origem das mesmas. Neste artigo será apresentado o Modelo Inflacionário, desde uma perspectiva histórica e também matemática. Serão abordadas as críticas e desafios que acercam este modelo atualmente e também as perspectivas futuras no que se refere a testes do modelo inflacionário com os novos experimentos.

Abstract

After the development of the Standard Model of Cosmology, the Big Bang Model, it seemed that a satisfactory theory capable of describing the evolution of the universe from an initial hot and dense state had been built. However, some open questions led to the proposal of the Cosmological Inflationary model, which describes an accelerating expansion in the very early universe that would have lasted a fraction of a second, after which the universe has followed its evolution as predicted by the Big Bang model. Although today there are alternatives to Inflation that are capable of resolving the same issues, Inflation was the first theory within which it was possible to make consistent predictions about the structure of the Universe on large scales, like the distribution of galaxies, clusters, etc., as it provided a description for their origin. In this article, the Inflationary Model will be introduced, from a historical and also mathematical perspective. The criticisms and challenges that surround this model nowadays will be addressed and the future perspectives for testing the inflationary model with new experiments will also be discussed.

Palavras-chave: cosmologia, universo primordial, radiação cósmica de fundo, inflação cosmológica.

Keywords: cosmology, primordial universe, cosmic microwave background, cosmological inflation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41170](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41170)

1 Introdução

Uma questão que tem se mostrado, em diferentes contextos, fundamental ao longo da história da humanidade refere-se à origem de tudo o que vemos no Universo. Dentro do contexto científico, a resposta para esta questão está intrinsecamente relacionada ao tema da Inflação Cosmológica.

A Inflação é o que chamamos de um modelo cosmológico, uma descrição matemática elaborada com a finalidade de descrever uma possível evolução para o Universo que seja consistente com o que observamos na natureza. As observações cosmológicas nos permitem então testar

continuamente a validade dos modelos cosmológicos, dentro dos limites da capacidade e precisão dos experimentos que desenvolvemos. Antes de descrever a Inflação e como ela está relacionada à esta pergunta fundamental, podemos começar lembrando um pouco da história do surgimento deste modelo.

Em 1915 Einstein postulou suas equações da Relatividade Geral, o que pode ser considerado um dos marcos para o reconhecimento da cosmologia como ciência. Em 1922, Friedmann descobriu a existência de soluções cosmológicas que descreviam um espaço dinâmico, em expansão ou

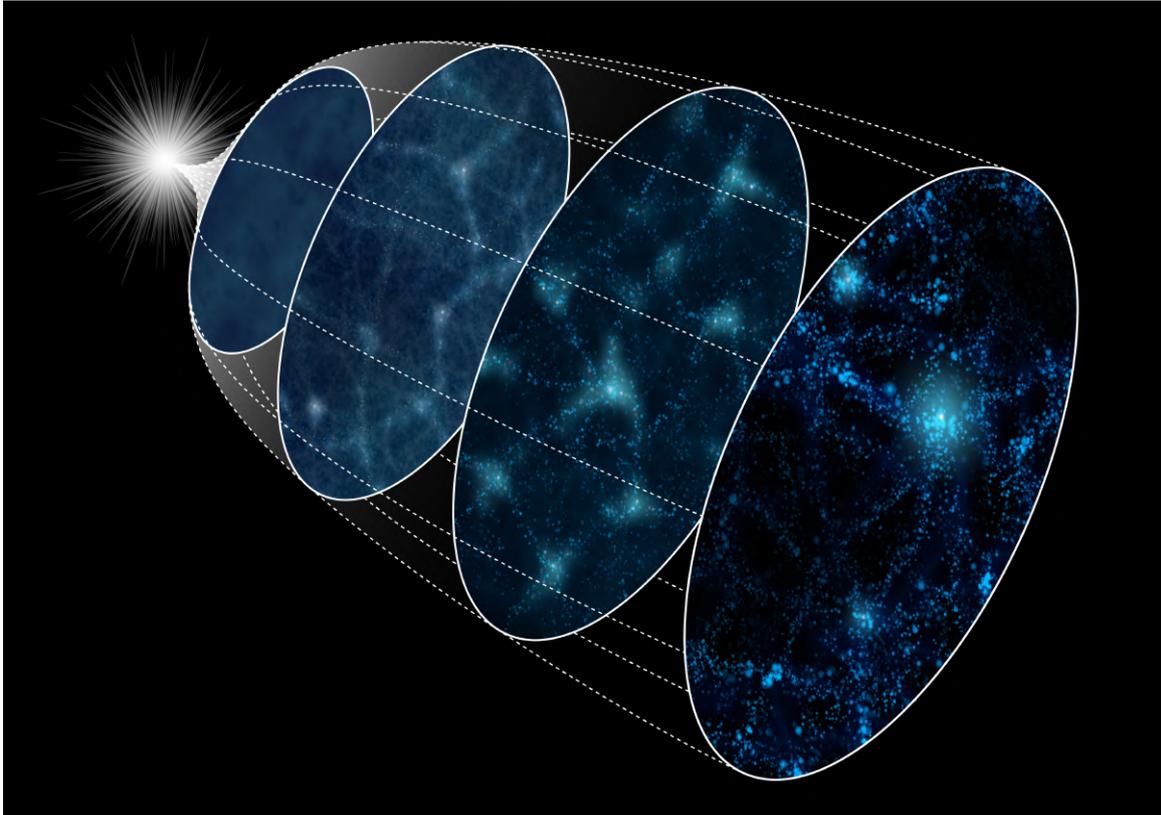


Figura 1: Diagrama esquemático da evolução do Universo desde a Inflação (à esquerda) até o presente (à direita). Estão ilustradas também as flutuações de densidade primordiais (à esquerda) evoluindo para a distribuição atual de galáxias (à direita). Créditos: Institute of Statistical Mathematics (ISN), via [NAOJ](#).

colapso, ao resolver as equações de Einstein. Le-maître, por sua vez, em 1927 derivou o que ficou posteriormente conhecido como a lei de Hubble, a qual descrevia um Universo em expansão, e a propôs como um fenômeno genérico na cosmologia relativística antes mesmo da descoberta da expansão do Universo. Em 1929, Edwin Hubble descobriu que o Universo deveria estar de fato em expansão. Hubble verificou que havia uma velocidade de afastamento das galáxias em relação à Terra que aumentava com a distância da galáxia. Tal comportamento seria explicado considerando um Universo dinâmico e em expansão, o que poderia ser descrito pelas equações de Einstein.

Em 1946, Gamov e seus colaboradores, a partir da chamada teoria da nucleossíntese primordial, previram que o Universo deveria ter começado em um estado muito quente e denso. Eles também previram que, de acordo com esta teoria, o Universo deveria hoje ser permeado por uma radiação na faixa de micro-ondas com espectro de corpo negro, a qual é hoje chamada Radiação Cósmica de Fundo (RCF). Em 1964, Penzias e

Wilson detectaram acidentalmente uma radiação em micro-ondas com características que coincidiavam bem com as previsões teóricas de Gamov e seus colaboradores, ao testarem uma antena. Posteriormente foi confirmado que eles haviam detectado a RCF. Essas observações juntamente com os progressos teóricos acima mencionados, levaram ao desenvolvimento do Modelo do *Big Bang*. Tal modelo descreve um Universo começando a partir de um estado quente e denso e a partir daí se expandindo (e conseqüentemente se esfriando) desde então [1] (Figura 1).¹ Na cosmologia padrão do *Big Bang*, o estado do Universo é caracterizado inicialmente por uma era cujo conteúdo energético era dominado pela radiação. Essa era teria sido seguida, devido ao resfriamento do Universo, por um estágio dominado pela matéria, ambas as fases associadas à uma expansão desacelerada do Universo. Esta evolução

¹Para uma discussão mais aprofundada sobre o Modelo do *Big Bang* recomendo ao leitor as referências [2–4] que pretendem ser acessíveis ao adotarem uma linguagem menos técnica.

descrita por uma contínua expansão desacelerada partindo de um estado quente e denso dominado pela radiação e depois pela matéria, foi por muito tempo a descrição padrão para o Universo.

Muito tempo depois, já na década de 90, foi descoberto que o Universo estaria atualmente em uma fase de expansão acelerada, o que foi então incorporado pelo Modelo Padrão da Cosmologia. No entanto, o que se sabia até então pelas equações de Einstein, era que enquanto o conteúdo energético do Universo fosse dominado pela matéria que conhecemos, o mesmo deveria expandir desaceleradamente. Para explicar a expansão acelerada foi proposto que deveria ser considerado um termo constante nas equações de Einstein, a chamada constante cosmológica. Este termo estava inicialmente presente nas equações originais de Einstein, tendo sido depois retirado pelo mesmo. Com o termo da constante cosmológica era possível descrever uma expansão acelerada do Universo, e esse termo constante poderia estar associado a um conteúdo desconhecido de energia do Universo.

No entanto, muito antes da descoberta da expansão acelerada atual do Universo, a ideia de que o Universo poderia sofrer expansão acelerada foi levantada pelos proponentes do Modelo Inflacionário. Isso se deu pela necessidade de se explicar certos problemas que apareciam na descrição do Universo pelo então Modelo do *Big Bang*. Após a previsão e a detecção da RCF na década de 60, os cientistas pensaram ter uma história satisfatória para a evolução cósmica, no entanto haviam diversas questões que os intrigavam. A maioria delas de alguma forma se relacionavam à questão do porquê o Universo teria começado com um conjunto bastante específico de propriedades e não com outras. A primeira questão fundamental era: Por que, de acordo com a Radiação Cósmica de Fundo observada, o Universo teria exatamente a mesma temperatura, com 99,997% de precisão, em todas as regiões, mesmo que não houvesse tido tempo suficiente para que todas as diferentes regiões estivessem tido contato e pudessem termalizar atingindo um estado de equilíbrio? Além desta, haviam outras questões que intrigavam. Uma delas é o que chamamos de problema da planicidade. Quantificamos a densidade de matéria/energia do Universo através da grandeza que chamamos parâmetro de densidade

$\Omega(t)$. De acordo com as equações de Einstein, a densidade de matéria e energia está relacionada com a geometria do Universo. Diversas observações, entre elas as da RCF, mostram que o parâmetro de densidade tem um valor tal que implica em um Universo com geometria plana, sendo este valor dado por aproximadamente $\Omega \approx 1$ [5]. A princípio, seriam plausíveis de acordo com o modelo padrão qualquer uma dentre as três possibilidades de curvatura: positiva (Universo fechado); negativa (Universo aberto) e nula (Universo plano). No entanto, este parâmetro $\Omega(t)$ (associado à densidade total de matéria/energia) evolui com a expansão do Universo. Quanto mais extrapolamos ao passado, mais próximo da unidade tem que estar este parâmetro para que ele mantenha o valor próximo de 1 hoje. Estima-se que no início do Universo, quando o mesmo tinha energias da ordem da energia de Planck, o desvio no valor de Ω com relação a 1 precisaria ser da ordem de 10^{-60} para permitir que o Universo atual possua a planicidade que observamos. O fato de o Universo primordial possuir uma geometria plana com tamanha precisão exige um ajuste fino muito grande em um parâmetro que, a princípio poderia ter um valor arbitrário. O modelo padrão sozinho não é capaz de fornecer uma explicação para um ajuste fino tão grande. Além destas questões haviam também questões ainda não compreendidas relacionadas à evolução da entropia no Universo e à ausência de relíquias do regime de alta energia no Universo (como monopolos magnéticos), as quais são previstas por extensões do Modelo Padrão da Física de Partículas no Universo antigo mas que nunca foram observadas.

Diante de tais questões, buscou-se desenvolver um mecanismo teórico que transformasse condições iniciais arbitrárias naquelas esperadas para se levar ao Universo que observamos. Este novo mecanismo, para ser um bom modelo científico, deveria ser capaz de reproduzir todos os sucessos do Modelo do *Big Bang* e gerar novas previsões adicionais que nos permitissem testar o novo mecanismo em comparação com o modelo original do *Big Bang*. Esse mecanismo é o que hoje conhecemos como Inflação Cósmica. Em 1979/80, Guth e Sato [6, 7] propuseram o primeiro modelo inflacionário, de acordo com o qual deveria ter havido uma fase no início do Universo em que o mesmo teria passado por uma expansão acelerada

conhecida como de Sitter. Nessa fase o Universo teria expandido bilhões de vezes o seu tamanho em uma fração de segundos, antes que a energia da componente responsável pela Inflação (o chamado campo ínflaton) se convertesse rapidamente em radiação comum. Este último processo de conversão rápida da energia do ínflaton para radiação é o que chamamos de reaquecimento. É no reaquecimento que o Universo atinge uma temperatura significativamente alta após a Inflação e faz a transição para o estado quente, denso, uniforme e em expansão desacelerada que associamos ao modelo do *Big Bang*.² Com a Inflação o Universo teria passado do seu estado de baixa entropia na Inflação para um estado de entropia muito maior, após o reaquecimento, conforme previsto pelo modelo do *Big Bang*. A Inflação também ajuda a explicar a temperatura uniforme da RCF e a homogeneidade observada em grandes escalas no Universo, já que o Universo, de acordo com este modelo, teria estado causalmente conectado no passado, tendo estado todas as regiões em contato à mesma temperatura. O modelo inflacionário era capaz de explicar também a planitude observada no Universo atual. Ao expandir o espaço em uma escala de tempo incrivelmente curta para um tamanho tão grande, sua geometria se tornaria indistinguível de plana para qualquer observador. Também a ausência de relíquias observadas que viriam do Universo antigo, como monopolos magnéticos, seria facilmente explicada visto que a Inflação as teria diluído à distâncias não observáveis.

A solução Inflacionária forneceria então uma explicação para as questões em aberto do modelo do *Big Bang*. No entanto, de acordo com as equações de Einstein, um Universo dominado por radiação ou matéria sempre estaria expandindo desaceleradamente. Isto implica que uma expansão acelerada deveria estar relacionada a um conteúdo energético não usual no Universo. Já se sabia naquela época que um campo escalar poderia possuir propriedades que levariam à uma expansão acelerada no Universo, no caso deste campo dominar o conteúdo energético do Universo. Embora o único campo escalar experimentalmente

conhecido seja atualmente o Higgs, muitos modelos de Física de Partículas preveem a existência de diversos campos escalares ainda não descobertos experimentalmente. Por esta razão os campos escalares foram usualmente considerados como conteúdo energético do Universo para explicar a expansão acelerada do mesmo. No caso da Inflação, este campo deveria ter dominado o conteúdo energético do Universo apenas durante uma pequena fração de segundo em que durou a Inflação.

A ideia básica de Inflação que foi originalmente proposta por Guth [6] e Sato [7] de forma independente, passou a ser denominada Inflação antiga. Esta correspondia à uma expansão exponencial do Universo antigo que seria causada por uma transição de primeira ordem do falso vácuo do campo ínflaton para o vácuo verdadeiro. No entanto, existem graves problemas com este modelo, relacionados ao fato de que neste cenário o Universo se tornaria não homogêneo após o fim da Inflação [9]. Uma nova versão do cenário inflacionário foi proposta por Linde [10], Albrecht e Steinhardt [11] em 1982, que é a chamada “Nova Inflação”. Neste modelo, o campo ínflaton possui uma energia cinética muito menor que a energia potencial e o campo se aproxima lentamente e suavemente do o vácuo verdadeiro. Apesar do sucesso que este modelo teve por muito tempo, o mesmo sofre de problemas de ajustes finos, como discutiremos posteriormente. Em 1983 Linde [12] considerou uma outra versão da Inflação denominada Inflação Caótica, na qual as condições iniciais dos campos escalares são caóticas. De acordo com este modelo, nosso Universo homogêneo e isotrópico poderia ter se originado nas regiões onde a Inflação teria ocorrido por tempo suficiente. Enquanto a velha e a nova Inflação necessitam da suposição de que o Universo estava em um estado de equilíbrio térmico desde o início, a Inflação Caótica não necessita tal suposição.

Voltamos agora ao nosso ponto de partida. O que a Inflação tem a ver com a pergunta fundamental “De onde veio tudo o que vemos no Universo?”. Explicar a formação das estruturas do Universo, como galáxias, aglomerados, etc., constitui um dos grandes objetivos da cosmologia atualmente. A ideia mais estudada é a de que flutuações quânticas teriam surgido no Universo primordial de altas energias e estas seriam

²É importante ressaltar que existe um modelo chamado de Inflação Morna [8] que propõe uma transição mais suave e lenta entre o domínio energético do ínflaton e o domínio da radiação usual no Universo antigo.

a origem das estruturas do Universo. Estas flutuações quânticas seriam regiões com uma pequena flutuação (variação) na densidade de energia em torno da densidade média do Universo, distribuídas pelo espaço em todas as escalas de tamanho. Sabemos pela RCF que o espaço é bastante homogêneo em largas escalas. No entanto, a mesma RCF nos mostra pequenas flutuações de densidade de energia sobre este *background* homogêneo e isotrópico. Sabemos, de acordo com a gravitação, que é necessário haverem regiões com concentração de matéria/energia para que haja aglomeração gravitacional em torno delas. Estas pequenas flutuações de densidade que vemos na RCF são da ordem de uma parte em 100.000, e teriam sido as responsáveis pela formação de regiões de inhomogeneidade (concentração de densidade de energia) em torno das quais teriam se formado as primeiras estruturas devido à atração gravitacional. No entanto, se estas flutuações tiveram origem quântica, de acordo com o princípio da incerteza da mecânica quântica elas teriam existido por um intervalo de tempo muito curto para que houvesse tempo de gerar aglomeração gravitacional. Portanto, para explicar a formação de estruturas, um modelo de Universo primordial deve ser capaz de transformar as flutuações em escalas quânticas para escalas clássicas. E a expansão acelerada do Universo proposta no modelo inflacionário faria exatamente este papel ao esticar tais regiões para tamanhos clássicos. Em resumo, o cenário da Inflação sugere que inicialmente flutuações de origem quântica teriam surgido nos primórdios do Universo, como esperado a partir do princípio da incerteza. As regiões das flutuações (assim como todo Universo) teriam sido “esticadas” durante a Inflação. Passando a ter então escalas clássicas, elas teriam evoluído gravitacionalmente formando as estruturas presentes no Universo.³

³Uma alternativa para a origem quântica das flutuações, poderia ser uma possível origem térmica, visto que flutuações térmicas randômicas poderiam ter surgido já há nível clássico no Universo antigo de altas energias (e altas temperaturas) devido à natureza estatística da física térmica. Conforme analisado no trabalho das Refs. [13, 14], por exemplo, essa possibilidade implica em diferentes previsões testáveis. Essas pequenas flutuações, em ambos os cenários, podem ser vistas na RCF, no entanto diferentes cenários preveem uma distribuição espacial diferente para estas flutuações, o que nos permite testar tais previsões com os dados observacionais.

Desta forma, o paradigma inflacionário não apenas fornece uma excelente maneira de resolver os problemas mencionados do modelo do *Big Bang*, mas também gera flutuações de densidade que foram o berço das estruturas em larga escala no Universo. Ter sido a primeira teoria capaz de fornecer uma explicação causal pra origem das estruturas do Universo é considerada por muitos como a principal característica da Inflação. Apesar de ter sido a primeira, hoje existem outros modelos capazes de explicar essa formação de estruturas, embora de forma menos intuitiva, como certos modelos de ricochete por exemplo.

A seção seguinte fornecerá uma apresentação da descrição matemática da expansão inflacionária. O leitor que não esteja interessado nesta descrição matemática pode seguir para a Seção 3 sem perda de continuidade no texto.

2 O mecanismo físico da inflação

Conforme discutido acima, a Inflação descreve um estágio da evolução do Universo primordial no qual a sua expansão ocorreu de maneira exponencial durante uma fração de segundo [6]. Para descrever esta expansão é preciso considerar uma forma apropriada para se definir distâncias no espaço-tempo da Relatividade Geral.

No espaço plano usual, onde efeitos da relatividade não precisam ser considerados, as distâncias, em geral, podem ser escritas a partir da expressão,

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (1)$$

onde a quantidade ds^2 representa uma distância infinitesimal (distância muito pequena) e as quantidades dx^2 , dy^2 e dz^2 representam distâncias infinitesimais em cada uma das 3 dimensões espaciais. No entanto, a relatividade nos ensina que espaço e tempo juntos compreendem um espaço-tempo quadridimensional. Assim, podemos calcular a distância quadridimensional entre dois eventos no espaço-tempo.

Considere dois eventos, um ocorrendo na localização espaço-temporal (t, x, y, z) , e outro ocorrendo na localização espaço-temporal $(t + dt, x + dx, y + dy, z + dz)$. De acordo com a relatividade especial, a separação espaço-temporal entre esses dois eventos em um espaço-tempo plano é

descrita por [15],

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (2)$$

onde c é a velocidade da luz e dt é o intervalo de tempo infinitesimal.

Relações como as apresentadas acima, que nos dão a distância entre dois pontos próximos no espaço-tempo, são funções da grandeza conhecida como métrica. Podemos calcular a distância quadridimensional entre dois eventos no espaço-tempo usando a métrica apropriada. A métrica associada à distância dada na equação acima é a chamada métrica de Minkowski, e a mesma aplica-se dentro do contexto da Relatividade Especial (em que o espaço-tempo não é curvado pela presença de massa e energia). Sem nenhum efeito gravitacional, o espaço-tempo de Minkowski é fixo e estático.

Quando a gravidade é adicionada os espaços permitidos são mais dinâmicos. Na década de 1930, os físicos Howard Robertson e Arthur Walker buscaram encontrar a forma que a métrica do espaço-tempo deveria assumir no caso de um Universo espacialmente homogêneo e isotrópico em que as distâncias pudessem se expandir (ou contrair) em função do tempo de acordo com a teoria da Relatividade Geral. A métrica que eles derivaram é chamada de métrica de Robertson-Walker. As distâncias neste espaço-tempo podem ser escritas na forma,

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (3)$$

O fator $a(t)$, chamado fator de escala, descreve como as distâncias, em um ambiente homogêneo e isotrópico, expandem ou contraem com o tempo. O mesmo é normalizado de modo que $a(t_0) = 1$ no presente momento. No contexto de homogeneidade e isotropia a taxa de expansão do Universo (ou seja a taxa de variação temporal do fator de escala) só depende do tempo, não dependendo, portanto, da posição no espaço. Neste contexto, tudo o que precisamos saber sobre a geometria do Universo está contido na função $a(t)$. Isto é o que se considera na cosmologia padrão, uma dinâmica de fundo do Universo que apenas depende do tempo à qual sobrepõe-se as flutuações cosmológicas, as pequenas perturbações em torno da densidade média do Universo que são função também da posição, ou seja, das coordenadas espaciais.

Durante a Inflação as distâncias espaciais teriam aumentado exponencialmente com o tempo, e portanto o fator de escala evolui no tempo da seguinte forma:

$$a(t) \propto e^{Ht}. \quad (4)$$

Acima, H é o chamado parâmetro de Hubble. O índice inferior indica que estamos considerando o valor deste parâmetro durante o período da Inflação. O parâmetro de Hubble é definido como a razão entre a taxa de variação temporal do fator de escala e o fator de escala ($H = \dot{a}/a$). Durante a Inflação, o parâmetro de Hubble é aproximadamente constante e a variação do fator de escala em um certo intervalo de tempo, de t_i (um certo instante inicial) a t_f (um certo instante final), pode ser calculada através da razão,

$$\frac{a(t_f)}{a(t_i)} = e^{H_i(t_f - t_i)}. \quad (5)$$

Para se ter uma ideia do efeito que uma expansão inflacionária pode ter sobre o tamanho do Universo, consideremos um modelo onde o expoente na equação acima é dado por $H_i(t_f - t_i) = 60$. Nesse caso, temos

$$\frac{a(t_f)}{a(t_i)} = e^{60} \approx 10^{26}. \quad (6)$$

O produto $H_i(t_f - t_i)$, geralmente representado pela letra N , mede a quantidade de Inflação dentro de um dado intervalo de tempo e é chamado de número de *e-folds*. Vemos pela equação acima que 60 *e-folds* fariam com que o Universo aumentasse em cerca de 10^{26} vezes o seu tamanho inicial. O exemplo com $N = 60$ não foi escolhido por acaso. Para resolver os problemas da planicidade e do horizonte no modelo inflacionário mais simples devemos considerar uma Inflação com $N \gtrsim 60$ [16–19].

Como discutido anteriormente, o problema do horizonte se refere ao fato de que no contexto do Modelo Padrão, retrocedendo no tempo de acordo com a dinâmica prevista pelo modelo, as regiões mais distantes que hoje vemos no mapa da RCF com a mesma temperatura não tinham tido tempo de terem estado em contato causal, dado a idade do Universo. Se agora retrocedemos no tempo novamente levando em conta uma fase de expansão acelerada exponencial no início

do Universo, podemos concluir que, considerando a mesma idade para o Universo, tais regiões poderiam ter estado em uma distância tal que haveria tido contato causal entre elas. Assim a Inflação resolve o problema do horizonte. O problema da ausência de relíquias, como monopolos magnéticos, também pode ser compreendida intuitivamente ao se pensar que no cenário da Inflação tais monopolos poderiam ter sido produzidos e em seguida “diluídos” pela expansão inflacionária, ou seja, eles estariam fora da região observável do Universo. Embora a Inflação forneça uma solução simples e intuitiva para estes problemas, existem cenários alternativos à Inflação, como alguns modelos de ricochete, que são capazes de resolver os mesmos problemas sem levar em conta uma expansão acelerada no Universo [20–24].

3 Desafios do cenário inflacionário

Apesar do enorme sucesso do modelo inflacionário em ter sido o primeiro modelo a dar uma explicação causal pra formação de estruturas do Universo, além de ter previsto inicialmente o espectro da radiação cósmica de fundo em boa concordância com as observações, os modelos inflacionários sofrem de sérios problemas conceituais.

Como discutido anteriormente, a Inflação foi inicialmente proposta como uma forma de fornecer uma explicação mais natural para as grandezas que observamos no Universo, evitando a necessidade de se aceitar valores finamente ajustados sem justificativa a priori para estes. No entanto, para que a Inflação ocorra com sucesso é necessário que diversos parâmetros do modelo sejam finamente ajustados, como os parâmetros do potencial do campo escalar inflaton, responsável pela Inflação, e suas condições iniciais. Outro ponto importante é que a Inflação não evita o problema da singularidade do *Big Bang*, o qual pode ser evitado em modelos alternativos [25].

Outro sério problema é o chamado problema trans-Planckiano [26, 27]. Em muitos modelos de Inflação, em particular na chamada Inflação caótica, o aumento das distâncias no Universo é grande o suficiente durante a Inflação para que escalas de tamanho que hoje observamos no Universo, tivessem um comprimento menor que o comprimento de Planck no início da Inflação. No

entanto, nestas escalas que estão no chamado regime de Planck (altas energias e pequenos comprimentos) espera-se que a Relatividade Geral não seja mais a teoria adequada para descrever o Universo. Espera-se que uma teoria de gravitação quântica deva ser importante para descrever esse regime, e atualmente ainda não existe um consenso sobre qual seria esta teoria. Qualquer modelo cosmológico, nos instantes iniciais da expansão do Universo, encontra o problema de como descrever esse regime de forma consistente.⁴ A diferença fundamental é que nos cenários de Inflação, devido à rápida expansão do Universo, essas pequenas escalas, inicialmente no regime de Planck, foram “esticadas” ao ponto de hoje terem uma escala de tamanho acessível às observações cosmológicas. Ocorre que o procedimento padrão na Cosmologia usualmente consiste em utilizar os dados da RCF para inferir as condições do Universo antigo, e a partir daí evoluir essas condições no tempo (usando as equações da Cosmologia) para prever o Universo hoje, permitindo assim comparar previsões de modelos cosmológicos com as observações do Universo recente. No entanto, o fato de estarmos usando as teorias clássicas da Cosmologia para evoluir grandezas inicialmente na escala de Planck, torna a consistência do procedimento adotado questionável. Por outro lado, o fato de a Inflação tornar as escalas inicialmente da ordem do comprimento de Planck acessíveis aos experimentos atuais, pode ser visto como uma janela de oportunidade para se estudar a física neste regime de altas energias. A Cosmologia, com a expansão do Universo, nos permite trazer ao regime observável escalas que de outra forma seriam impossíveis de serem acessadas em experimentos terrestres, como aceleradores de partículas.

Outra questão pertinente na discussão que acerca a cosmologia inflacionária está relacionada à chamada “Inflação eterna”. A Inflação prevê que Universo primitivo teria passado por um breve período de expansão acelerada antes que a energia do campo inflaton se convertesse em radiação comum. Porém, em diversas classes de modelos inflacionários (não necessariamente todos),

⁴É importante, no entanto, mencionar que existem propostas de modelos de gravitação quântica integrados ao cenário da Inflação cósmica, como por exemplo, o modelo chamado *Loop Quantum Cosmology* [28–30]

a energia do inflaton se converteria em radiação em alguns lugares, mas em outros a Inflação continuaria. São as flutuações quânticas do campo que fazem com que esse processo continue acontecendo para sempre em alguns lugares, por isto o nome “Inflação eterna” [31]. Embora de acordo com este modelo o nosso Universo estivesse em uma região onde a Inflação de fato terminou, a grande questão é que este tipo de processo pode levar a um cenário de multiverso. Para algumas pessoas, a previsão da existência de multiversos não é necessariamente um problema e inclusive, pode gerar o contexto necessário pra explicar uma série de questões. A existência de um cenário de multiverso implica que existem condições físicas muito diferentes em diferentes partes do cosmos, o que implica que o princípio antrópico pode entrar em ação. As possíveis observações que poderíamos fazer do Universo são limitadas pelo fato de que as observações só poderiam acontecer em um Universo com condições para desenvolver vida inteligente, em primeiro lugar. Os proponentes do princípio antrópico argumentam que o mesmo explica por que este Universo tem a idade e as constantes físicas fundamentais necessárias para acomodar a vida consciente, pois se qualquer um destes valores fosse diferente, não estaríamos aqui para fazer observações. No cenário de multiverso é possível argumentar que todos os valores possíveis das grandezas físicas existem em diferentes Universos, e observamos um Universo com grandezas físicas finamente ajustadas pois, apenas neste Universo, dentre todos, poderíamos existir para observar. Para outros cientistas este mesmo cenário de multiverso é interpretado como sendo cientificamente um desastre. A existência de infinitas regiões do espaço-tempo, cada uma com condições locais potencialmente diferentes e todas as possibilidades se realizando em algum lugar, sugeriria que a Inflação não é capaz de fazer previsões e, portanto, teria seu status de teoria científica questionável. Além disto, é bastante controversa a questão de como se calcular probabilidades em um espaço onde tudo o que é possível acontece infinitas vezes, o que indica que nossa matemática pode ainda não ser muito adequada para lidar com esse tipo de cenário. Esta última perspectiva foi defendida, após o lançamento dos resultados do satélite Planck em 2013, pelos cientistas Anna Ijjas, Paul Steinhardt e Avi Loeb no

artigo da Ref. [32]. Eles argumentam que a existência de uma ampla variedade de modelos inflacionários e a previsão de multiversos em muitos deles implicam juntos que a Inflação “não pode ser avaliada usando o método científico”. Dentre as críticas à Inflação mencionadas por este grupo, também possui destaque as dificuldades de ajuste fino que tornam a Inflação difícil de se iniciar, em particular, a entropia extremamente baixa que é necessária.

Em resposta a este artigo, os cosmólogos Guth, Kaiser e Nomura escreveram outro artigo científico (Ref. [33]). Neste artigo eles afirmam que concordam com Ijjas, Steinhardt e Loeb que questões importantes permanecem em aberto. Uma teoria bem justificada acima da escala de Planck permanece indefinida, assim como uma compreensão completa do problema da singularidade do *Big Bang* e das condições que antecederam a fase final da Inflação. Da mesma forma, embora significativa progressos foram feitos nos últimos anos, uma teoria matemática adequada para lidar com probabilidades em um cenário de multiverso ainda não foi encontrada. Os autores afirmam, no entanto, que discordam de Ijjas, Steinhardt e Loeb que esses desafios representam qualquer tipo de deficiência da cosmologia inflacionária. De acordo com eles, o paradigma inflacionário, com seus muitos sucessos, fornece uma estrutura dentro da qual tais questões pode ser investigadas. Esta linha de pensamento também foi defendida por Andrei Linde no artigo da Ref. [34].

Ijjas, Steinhardt e Loeb também responderam à carta no artigo científico da Ref. [35]. Em sua resposta, entre outros argumentos, o grupo menciona que os modelos de Inflação capazes de resolver os problemas do Modelo Padrão e que ao mesmo tempo são favorecidos pelos últimos dados do Planck não correspondem aos modelos mais simples de Inflação, os quais eles chamam de Inflação clássica. E esse é um ponto relevante, de acordo com eles, tendo em vista que uma das vantagens reivindicada por muitos defensores da Inflação é a simplicidade do modelo.

A possibilidade de modelos alternativos à Inflação que resolvem os mesmos problemas e que também estão atualmente em acordo com as observações mantém vivo o debate. Nos próximos anos, com os próximos experimentos que estão previstos para serem lançados, uma quantidade

enorme de dados cosmológicos nos estarão acessíveis, trazendo informações sobre o Universo primitivo e sua evolução. Estes dados deverão reaquecer a discussão acerca da Inflação e modelos alternativos, trazendo novos capítulos para este interessante debate.

4 Discussão e perspectivas

Além de tudo o que já aprendemos com os dados da RCF até agora, ainda há muita informação para ser obtida com os próximos dados. Experimentos da próxima geração irão sondar este sinal com uma sensibilidade muito maior, nos permitindo aprender mais sobre os primórdios do Universo e sua evolução posterior. Para este próximo estágio, será necessário garantir uma infraestrutura de análise de dados que seja capaz de lidar com o dilúvio de dados aos quais teremos acesso. Certamente a inteligência artificial terá um papel importante no processamento de tamanha quantidade de dados.

Os recentes avanços observacionais permitiram que modelos do Universo primordial fossem testados com crescente precisão. Para irmos mais a fundo com o desenvolvimento e testes de modelos, seja de Inflação ou alternativas, será necessário que os novos experimentos explorem dados além da temperatura da RCF. Até agora, os mapas da RCF têm mostrado as flutuações mínimas de temperatura dos fótons da RCF, as quais estão associadas às flutuações de densidade de energia no Universo antigo, que foram as sementes das estruturas que hoje vemos no Universo. Para seguirmos avançando no entendimento do Universo primordial através dos dados da RCF, a partir de agora será necessário o uso de novas tecnologias para investigar também a polarização dos fótons da RCF. Ondas gravitacionais primordiais advindas dos primeiros instantes do Universo, as quais são previstas com diferentes características por modelos de Inflação e alternativas, polarizariam os fótons da RCF. Assim, a obtenção de sinais de polarização intrínsecos na RCF, os chamados modos B, confirmariam a previsão de ondas gravitacionais primordiais, as quais são o sinal mais antigo que podemos obter do Universo. O padrão previsto para a polarização destes fótons possui características bastante específicas de cada mo-

delo cosmológico. Detectar o padrão de polarização dos fótons da RCF nos forneceria uma nova forma de se testar modelos do Universo antigo. A não detecção desta polarização também seria uma informação importante, já que isto selecionaria aqueles modelos do Universo antigo que preveem uma amplitude indetectável de polarização nos fótons da RCF.

Novos experimentos de detecção da RCF que estão iniciando, ou perto de serem lançados, irão buscar estes sinais de polarização. Entre eles podemos mencionar experimentos terrestres como o *Simons Observatory* [36], construído no deserto do Atacama para medir temperatura e polarização da RCF e o CMB-S4 [37], conjunto de telescópios localizados no polo sul e no deserto do Atacama, previsto para iniciar em torno de 2030 com uma sensibilidade bem maior que o *Simons Observatory*. Entre as missões espaciais podemos mencionar o PICO (*The Probe of Inflation and Cosmic Origins*) [38], proposta de missão espacial que deverá varrer o céu por 5 anos, fornecendo mapas de temperatura e polarização com sensibilidade e performance extremamente superior ao Planck. Além destes, um outro experimento importante nesta área será o satélite LiteBIRD da Agência Espacial Japonesa (JAXA) [39]. Com seu lançamento previsto já para 2027, deverá observar todo o céu por três anos desde o espaço, com um nível de sensibilidade 30 vezes melhor do que os experimentos similares anteriores. Um objetivo comum destes experimentos será buscar na RCF sinais de ondas gravitacionais primordiais. Obviamente, detectar os modos B da RCF não será uma tarefa fácil. O principal problema será a identificação do sinal, o qual é facilmente confundido com sinais de “ruído” pelo experimento. Se o LiteBIRD ou futuros observatórios terrestres detectarem essa polarização, abriremos uma nova janela para o Universo, visto que as ondas gravitacionais primordiais, além de serem um sinal de natureza totalmente independente do eletromagnético, nos trariam as informações mais antigas que podemos ter do Universo.

A cosmologia possui a grande vantagem de, com a expansão do Universo, trazer ao regime observável fenômenos que seriam impensáveis de serem testados experimentalmente em outros contextos. É importante pensar nesta oportunidade como uma busca por uma compreensão mais

abrangente da natureza, que deverá trazer impacto nas mais diversas áreas da física. Será com certeza muito interessante acompanhar a continuidade das discussões aqui apresentadas à luz dos novos dados que estão por vir. Além de abrir novos caminhos para abordar as ideias aqui apresentadas, é interessante pensar quais as novas questões que estes dados poderão nos trazer nos próximos anos. Ter acesso aos sinais mais antigos do cosmos é algo que poderá abrir uma série de novas perguntas que estão hoje além do alcance da nossa imaginação. Ficaremos aguardando curiosamente pelos próximos capítulos da história da cosmologia, e pelo que ela nos dirá sobre a história do Universo.

Agradecimentos

Agradeço ao suporte do CNPq, processo No. 307052/2019-2, e à Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo a Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ), processo No. E-26/201.297/2021. Agradeço também ao IPMU - *Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (University of Tokyo)* - pela hospitalidade.

Sobre a autora

A autora Leila L. Graef (leilagraef@id.uff.br) é atualmente Professora Adjunta do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense (UFF), onde leciona, orienta estudantes de pós-graduação e desenvolve pesquisas científicas. Essas atividades se concentram na área de Cosmologia, especialmente nos temas: Universo primordial, ondas gravitacionais primordiais, radiação cósmica de fundo e energia escura.

Referências

- [1] S. Tsujikawa, *Introductory review of cosmic inflation*, in *2nd Tah Poe School on Cosmology: Modern Cosmology* (2003). [ArXiv: hep-ph/0304257](#).
- [2] H. Kragh, *Cosmology and Controversy* (Princeton University Press, Princeton, 1999).
- [3] H. Kragh, *The Big Bang* (W. H. Freeman & Co., New York, 2001).
- [4] S. Weinberg, *The First Three Minutes (revised edition)* (Perseus Books, New York, 1993).
- [5] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv: 1807.06209](#).
- [6] A. H. Guth, *The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems*, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981).
- [7] K. Sato, *First Order Phase Transition of a Vacuum and Expansion of the Universe*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **195**, 467 (1981).
- [8] A. Berera, I. G. Moss e R. O. Ramos, *Warm Inflation and its Microphysical Basis*, *Rept. Prog. Phys.* **72**, 026901 (2009). [ArXiv:0808.1855](#).
- [9] A. H. Guth e E. J. Weinberg, *Could the Universe Have Recovered from a Slow First Order Phase Transition?*, *Nucl. Phys. B* **212**, 321 (1983).
- [10] A. D. Linde, *A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems*, *Phys. Lett. B* **108**, 389 (1982).
- [11] A. Albrecht e P. J. Steinhardt, *Cosmology for Grand Unified Theories with Radiatively Induced Symmetry Breaking*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1220 (1982).
- [12] A. D. Linde, *Chaotic Inflation*, *Phys. Lett. B* **129**, 177 (1983).
- [13] T. Biswas et al., *Cosmological perturbations from statistical thermal fluctuations*, *Phys. Rev. D* **88**(2), 023517 (2013). [ArXiv:1302.6463](#).
- [14] L. L. Graef, *Constraining the spectrum of cosmological perturbations from statistical thermal fluctuations*, *Phys. Lett. B* **819**, 136418 (2021).

- [15] B. Ryden, *Introduction to Cosmology (second edition)* (Ohio State University, Ohio, 2016).
- [16] D. Baumann, *Cosmology* (Cambridge University Press, 2022).
- [17] V. Mukhanov, *Physical Foundations of Cosmology* (Cambridge University Press, Oxford, 2005).
- [18] S. Dodelson, *Modern Cosmology* (Academic Press, Amsterdam, 2003).
- [19] S. Weinberg, *Cosmology* (Oxford University Press, Oxford, 2008).
- [20] R. Brandenberger e P. Peter, *Bouncing Cosmologies: Progress and Problems*, *Found. Phys.* **47**(6), 797 (2017). [ArXiv:1603.05834](#).
- [21] N. Pinto Neto, *Perturbations in bouncing cosmological models*, *Int. J. Mod. Phys. D* **13**, 1419 (2004). [ArXiv:hep-th/0410225](#).
- [22] M. Novello e S. E. P. Bergliaffa, *Bouncing Cosmologies*, *Phys. Rept.* **463**, 127 (2008). [ArXiv:0802.1634](#).
- [23] L. L. Graef et al., *Dynamics of Cosmological Perturbations and Reheating in the Anamorphic Universe*, *JCAP* **04**, 004 (2017). [ArXiv:1701.02654](#).
- [24] J. Khoury et al., *The Ekpyrotic universe: Colliding branes and the origin of the hot big bang*, *Phys. Rev. D* **64**, 123522 (2001). [ArXiv:hep-th/0103239](#).
- [25] R. H. Brandenberger, *Principles, progress and problems in inflationary cosmology*, *AAPPS Bull.* **11**, 20 (2001). [ArXiv:astro-ph/0208103](#).
- [26] J. Martin e R. H. Brandenberger, *The Trans-Planckian problem of inflationary cosmology*, *Phys. Rev. D* **63**, 123501 (2001). [ArXiv:hep-th/0005209](#).
- [27] E. G. M. Ferreira e R. Brandenberger, *The Trans-Planckian Problem in the Healthy Extension of Horava-Lifshitz Gravity*, *Phys. Rev. D* **86**, 043514 (2012). [ArXiv:1204.5239](#).
- [28] A. Ashtekar e E. Bianchi, *A short review of loop quantum gravity*, *Rept. Prog. Phys.* **84**(4), 042001 (2021). [ArXiv:2104.04394](#).
- [29] I. Agullo e P. Singh, *Loop Quantum Cosmology* (WSP, 2017), 183–240. [ArXiv:1612.01236](#).
- [30] G. S. Vicente, R. O. Ramos e L. L. Graef, *Gravitational particle production and the validity of effective descriptions in loop quantum cosmology*, *Phys. Rev. D* **106**(4), 043518 (2022). [ArXiv:2207.00435](#).
- [31] A. H. Guth, *Eternal inflation and its implications*, *J. Phys. A* **40**, 6811 (2007). [ArXiv:hep-th/0702178](#).
- [32] A. Ijjas, P. J. Steinhardt e A. Loeb, *Inflationary paradigm in trouble after Planck2013*, *Phys. Lett. B* **723**, 261 (2013). [ArXiv:1304.2785](#).
- [33] A. H. Guth, D. I. Kaiser e Y. Nomura, *Inflationary paradigm after Planck 2013*, *Phys. Lett. B* **733**, 112 (2014). [ArXiv:1312.7619](#).
- [34] A. Linde, *Inflationary Cosmology after Planck*, in *Post-Planck Cosmology: Lecture Notes of the Les Houches Summer School: Volume 100, July 2013*, editado por C. Defayet et al. (2015), 230–316. [ArXiv:1402.0526](#).
- [35] A. Ijjas, P. J. Steinhardt e A. Loeb, *Inflationary schism*, *Phys. Lett. B* **736**, 142 (2014). [ArXiv:1402.6980](#).
- [36] P. Ade et al., *The Simons Observatory: Science goals and forecasts*, *JCAP* **02**, 056 (2019). [ArXiv:1808.07445](#).
- [37] K. N. Abazajian et al., *CMB-S4 Science Book, First Edition* (2016). [ArXiv:1610.02743](#).
- [38] S. Hanany et al., *PICO: Probe of Inflation and Cosmic Origins* (2019). [ArXiv:1902.10541](#).
- [39] D. Paoletti, *The LiteBIRD mission*, *PoS ICHEP2022*, 085 (2022).

Inflação quente

Rudnei O. Ramos

Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Resumo

A ideia original de inflação, também conhecida como inflação fria, surgiu para resolver uma série de problemas associados ao modelo do Big Bang. A inflação quente é uma reformulação da dinâmica inflacionária que faz uma ponte mais precisa com possíveis modelos microscópicos que podem levar a tal dinâmica e que possam ter ocorrido no Universo primordial. As conexões com a física da teoria quântica de campos, física estatística e termodinâmica se tornam mais transparentes na inflação quente, o que a torna uma formulação mais apropriada quando queremos comparar seus resultados e previsões com os dados observacionais. Neste artigo, eu revejo as motivações por trás da ideia da inflação quente, sua origem por meio de primeiros princípios e como ela fornece uma descrição que é mais consistente, tanto teórica como observacional, do que a inflação fria.

Abstract

The original idea of inflation, also known as cold inflation, arised to solve a number of problems associated with the Big Bang model. Warm inflation is a reformulation of the inflationary dynamics such as to make a more precise bridge with possible microscopic models that can be able to lead to such dynamics and which is believed to have happened in the primordial Universe. The connections with the physics of quantum field theory, statistical mechanics and thermodynamics become more transparent in warm inflation, which makes it a more appropriate formulation when we want to compare its results and predictions with the observational data. In this article, I review the motivations behind the idea of warm inflation, its origin from first principles and how it can provide a description which is more consistent, both from a theoretical and observational point of views, than cold inflation can give.

Palavras-chave: cosmologia, universo primordial, inflação quente.

Keywords: cosmology, primordial universe, warm inflation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41538](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41538)

1 Introdução

A formulação da teoria da inflação cosmológica se deu no começo da década de 1980 [1–3] como uma forma de explicar dois grandes problemas associados ao modelo do Big Bang quente. Um desses problemas é do Universo aparentar ser plano, com espaço tendo curvatura nula ou desprezível nas distâncias cosmológicas muito grandes. O segundo problema é do Universo ser tão homogêneo, muito embora a expansão do Universo impossibilitar que regiões distantes que hoje vemos muito semelhantes em temperatura e densidades, mas que no passado não poderiam estar em contato por tempo o suficiente para alcançar tais propriedades. Inflação, ou mais apropriadamente, uma fase de expansão acelerada que ocorreu por um período de tempo muito curto e quando o

Universo tinha apenas cerca de 10^{-35} segundos de idade e em que o volume do Universo cresce repentinamente por um fator de cerca de 10^{78} , fornece uma solução natural para tais problemas originais do Big Bang (para uma descrição detalhada da ideia de inflação fria, ver o artigo anterior a este neste volume da revista). Logo após também se mostrou que inflação provia mais uma previsão importante, que possibilitava explicar a origem das grandes estruturas em larga escala observadas no Universo atualmente. Flutuações quânticas do vácuo originadas durante a fase da inflação cosmológica seriam capazes de dar origem a pequenas flutuações de densidade e que funcionariam como as sementes para a formação das estruturas em largas escalas vistas no Universo atual. Adicionalmente, como tais variações de densidades formadas no Universo primordial

são acompanhadas também de variações de temperatura, elas são capazes de deixar uma assinatura de pequenas variações na radiação de fundo de micro-ondas cósmica (RFMC) cujas propriedades e características são largamente estudadas atualmente por meio de telescópios e satélites observacionais. As medições dessas pequenas variações na radiação de fundo de micro-ondas cósmica fornece uma das mais atraentes evidências em favor da teoria da inflação cósmica [4, 5].

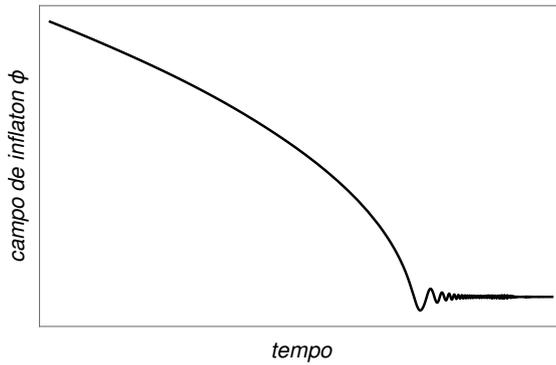
Todo esse sucesso com a teoria do Universo inflacionário levou a muitas construções de diferentes modelos teóricos capazes de realizar tal dinâmica, principalmente no contexto de modelos motivados por física de partículas [6]. Contrastar as predições desses diferentes modelos com os dados observacionais extraídos com extrema precisão das medições da RFMC se tornou uma área de pesquisa altamente ativa na cosmologia atualmente. Todos os modelos inflacionários são caracterizados por uma fase inicial onde a energia potencial associada a um campo denominado de inflaton domina sobre todas as demais formas de energia (por exemplo, energias cinética e de radiação). Sendo essa condição satisfeita, como resultado das equações de Einstein da relatividade geral, o volume do espaço pode sofrer uma expansão acelerada quase exponencial, que é o que denominamos de inflação cosmológica.

É a partir da descrição da dinâmica inflacionária resultante da dominância da energia potencial do campo de inflaton que a inflação fria acaba se diferenciando da inflação quente. Como durante inflação o volume do espaço rapidamente aumenta, qualquer forma de radiação que por ventura poderia estar presente inicialmente, é rapidamente diluída, levando, na ausência de qualquer forma de produção de radiação durante inflação, a um Universo frio ao final da fase inflacionária (onde a energia potencial do inflaton deixa de ser a forma dominante de energia no Universo). Nessa situação, ao final da inflação a energia armazenada no campo de inflaton deve ser dissipada na forma de radiação de tal forma a reaquecer o Universo e assim produzir o Big Bang quente e suas previsões de sucesso. Essa fase de decaimento da energia do inflaton em radiação é o que denominamos de fase de reaquecimento. A forma que essa fase é formulada teoricamente é tal que o campo de inflaton possui interações com outros

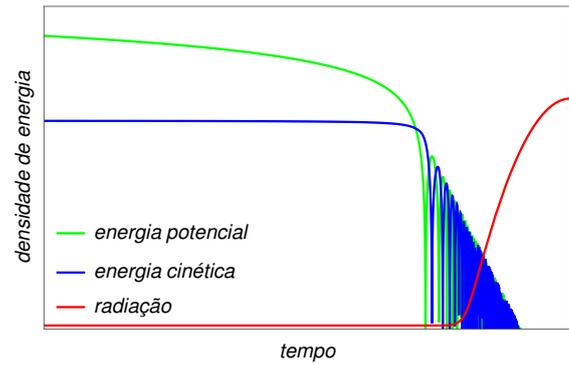
graus de liberdade, por exemplo, interações com outros campos previstos em física de partículas. Na inflação fria, é assumido que tais interações são somente importantes ao final da inflação e responsáveis por levar à fase de reaquecimento. Já na inflação quente, mostra-se que tais interações podem ser importantes mesmo na fase inflacionária, levando a uma produção constante de radiação durante toda a inflação que pode contrabalançar a diluição da mesma pela expansão acelerada do volume do Universo. Como consequência, na inflação quente não há necessidade de uma fase posterior de reaquecimento. Ao final da inflação quente, a dinâmica do Universo é suavemente conectada com aquela do Big Bang quente (ver a Figura 1 para a diferenciação entre as dinâmicas que ocorrem na inflação fria e na quente).

2 A ideia básica da inflação quente

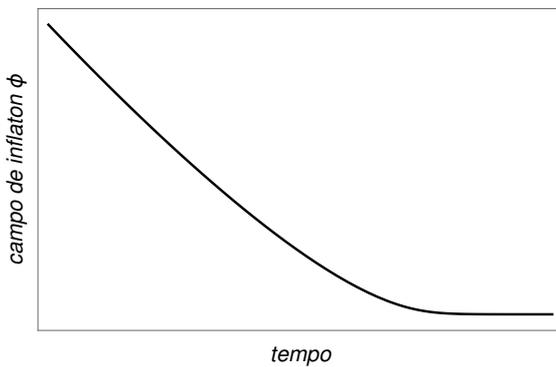
A ideia original da inflação quente [7] advém da observação básica que todo sistema na natureza necessariamente encontra-se em interação com algum meio. Tal interação naturalmente leva a efeitos de dissipação e flutuação sobre o sistema, muito similar como observado no Movimento Browniano em física estatística [8]. No Movimento Browniano, uma partícula imersa num meio (por exemplo um fluido) sofre constantemente interações com as moléculas do meio. Tais interações produzem flutuações aleatórias sobre a partícula e também efeitos dissipativos (por exemplo, devido a viscosidade do meio). Um exemplo em física clássica que modela tais efeitos é o de um oscilador harmônico sujeito a um termo de fricção e outro de flutuação aleatória. Na situação semelhante que acontece na inflação quente, o campo de inflaton faz o papel do sistema, enquanto suas interações com outros possíveis campos geram efeitos de dissipação e também flutuação. Tal descrição pode ser formulada dentro do contexto da teoria quântica de campos fora do equilíbrio (ver por exemplo [9]), o que motivou a extensão de tal formulação na descrição da dinâmica inflacionária em inflação quente por meio de primeiros princípios [10, 11]. Em particular, na inflação quente, o termo de fricção produzido como consequência das interações do campo de inflaton com outros campos leva a dissipação da



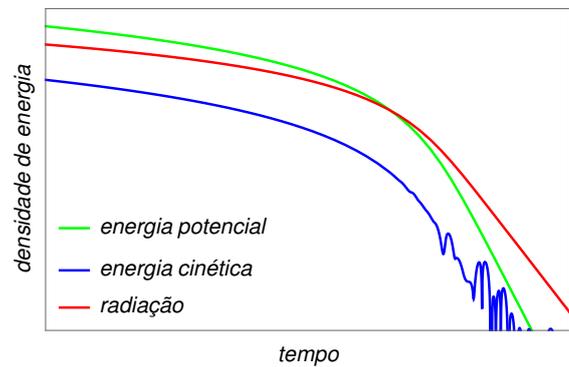
(a) Evolução do campo de inflaton na inflação fria.



(b) Evolução das densidades de energia na inflação fria.



(c) Evolução do campo de inflaton na inflação quente.



(d) Evolução das densidades de energia na inflação quente.

Figura 1: Na inflação fria, ao final da inflação o campo de inflaton ϕ realiza oscilações (painel a) em torno de um mínimo da energia potencial. Nesse momento é que radiação é produzida na inflação fria (curva vermelha no painel b). Na inflação quente, o campo de inflaton tem uma dinâmica amortecida, sem oscilações, durante e ao final da inflação (painel c). Radiação é continuamente produzida, até o momento onde a densidade de radiação se iguala a da energia potencial do inflaton e inflação termina, com a radiação passando a ser a forma de energia dominante (painel d).

energia do inflaton na forma de radiação. Tal produção de radiação ocorre concomitantemente com a fase de inflação do Universo de tal forma a compensar a diluição devido à taxa de aumento acelerado do volume do Universo. Com isso radiação não é diluída como ocorre na inflação fria e o Universo pode suavemente se conectar com a fase do Big Bang quente dominada por radiação.

3 Desenvolvendo modelos de inflação quente por meio de primeiros princípios

Como explicado na seção anterior, na inflação quente a descrição detalhada de como o campo de inflaton interage com outros campos passa ser extremamente relevante. A formulação original da inflação quente segue técnicas originalmente desenvolvidas para se estudar teoria quântica de

campos sob condições de não equilíbrio [9]. Nessa formulação, mostra-se que a dinâmica resultante é análoga àquela vista no Movimento Browniano, resultando numa equação do tipo Langevin da física estatística. Atualmente sabemos diferentes modelos bastante motivados do ponto de vista da física de partículas e que são capazes de levar a uma dinâmica de inflação quente para o Universo primordial [12]. Uma grande vantagem nesses modelos de inflação quente quando comparados com aqueles considerados na inflação fria é na forma do potencial requerido pelo campo de inflaton. Para inflação de fato ocorrer no Universo primordial e ser capaz de resolver os problemas originais do modelo do Big Bang quente, condições bem específicas têm que ser satisfeitas para a forma da energia potencial do campo de inflaton. Em especial, o potencial não pode ter

uma curvatura e inclinação muito grandes, caso contrário a fase inflacionária não seria capaz de iniciar e durar por tempo suficiente para solucionar os problemas já mencionados do modelo do Big Bang.

Muitos potenciais para o campo de inflaton, com as mais diversas formas, já foram considerados para inflação [6] e que são capazes de solucionar tais problemas. Entretanto, quando as previsões teóricas produzidas por esses potenciais são comparadas com os dados observacionais, observa-se que muitos desses potenciais não são consistentes com os dados obtidos através das medições da radiação de fundo de micro-ondas cósmica. No contexto da inflação fria, isso elimina os potenciais mais simples, exatamente aqueles motivados pela física de partículas e teoria quântica de campos (como por exemplo o potencial do campo de Higgs do modelo padrão da física de partículas). Nesse caso, é requerido na inflação fria potenciais mais complicados, em muitas vezes pouco motivados por uma física que temos bastante conhecimento, ou exige-se construções mais elaboradas da dinâmica inflacionária. Embora possível, tais descrições perdem muito o apelo se nos basearmos que a física por trás da ideia da inflação deveria ser bem explicada por uma física de partículas que temos confiança do ponto de vista do nosso conhecimento atual sobre teorias quânticas de campos.

No contexto da inflação quente, como resultado do termo de fricção que leva ao decaimento do campo de inflaton já durante a fase inflacionária e produção de radiação, a dinâmica inflacionária resultante acaba sendo bastante diferente daquela da inflação fria. Em particular, a radiação produzida na inflação quente produz flutuações térmicas, que diferentemente das flutuações de origem quântica da inflação fria, leva a previsões observacionais distintas. Em primeiro lugar, o termo de fricção devido às interações do campo de inflaton com outros campos durante a fase inflacionária afeta as condições de curvatura e inclinação requeridas pela energia potencial do inflaton. Em segundo lugar, tanto a dissipação como a presença de um banho de radiação a uma dada temperatura durante a inflação quente afetam as previsões observacionais que resultam da mesma. Isso alivia sensivelmente as restrições sobre esses potenciais, em particular permitindo que potenci-

ais mais simples e bastante motivados pela física de partículas que conhecemos bem possam agora ser compatíveis com os dados observacionais extraídos da radiação de fundo de micro-ondas cósmica [13–16].

4 Comparação das previsões da inflação quente com os dados observacionais

Como já mencionado na seção anterior, as flutuações originadas durante a inflação quente, as quais dão origem as sementes que vão resultar nas estruturas em larga escala observadas no Universo atualmente, são de origem térmica. Assim como no caso da inflação fria, onde as flutuações importantes são de origem quântica, essas flutuações térmicas também deixam marcas no espectro medido atualmente da RFMC. Em particular, o espectro da densidade de perturbações primordiais passa a depender tanto da magnitude da dissipação durante a inflação quente como também da temperatura do banho de radiação gerado. Com isso, uma quantidade fundamental associada à razão das perturbações de origem gravitacional pelas perturbações de densidade associadas ao campo do inflaton passa a ser menor do que aquela predita pela inflação fria. Essa é uma das razões pelas quais formas de potenciais do inflaton excluídas pelos dados observacionais na inflação fria, por predizerem uma razão de perturbações gravitacionais pela de perturbações de densidade originadas do inflaton maior que o limite observacional, tornam-se agora compatíveis com os resultados observacionais na inflação quente.

Quando olhamos por exemplo para o espectro da RFMC, fica evidente os efeitos dissipativos advindos da inflação quente nos dados observacionais, quando comparados com os resultados da inflação fria. O espectro da RFMC tem duas componentes principais: a componente escalar $\mathcal{P}_{\mathcal{R}}$ e a componente tensorial (associada às ondas gravitacionais de origem primordial) \mathcal{P}_t . Os dados observacionais da RFMC (como por exemplo os dados obtidos pelo satélite Planck [17]) expressam esses dois tipos de espectro na forma de uma lei de potência, tal que, por exemplo:

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_s - 1},$$

$$\mathcal{P}_t(k) = A_t \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_t},$$

onde nas expressões acima k denota a escala (número de onda), com k_* sendo uma escala de base, onde as amplitudes A_s e A_t das partes escalares e tensoriais, respectivamente, são medidas. Por exemplo, nos dados do Planck, essa escala (número de onda) é tipicamente escolhida como sendo $k_* = 0.05/\text{Mpc}$, ou seja, correspondendo a um comprimento de onda de aproximadamente 125 megaparsecs (Mpc). Também temos nas duas expressões acima os chamados índices espectrais, n_s para a parte escalar e n_t para a parte tensorial. Duas quantidades que são obtidas dos dados da RFMC são a razão entre as duas amplitudes, $r = A_t/A_s$, e o índice espectral da parte escalar, n_s . Enquanto na inflação fria tanto r quanto n_s são fixos e n_t se relaciona com r pela chamada relação de consistência, $n_t = -r/8$, na inflação quente a presença de dissipação afetam tanto r como n_s , além também de violar a relação entre n_t e r predita na inflação fria. O fato de ter presente na inflação quente um banho de radiação termalizado a uma dada temperatura e uma dissipação do inflaton, tanto r como n_s passam a depender dessas quantidades. Como r e n_s variam com a dissipação e a temperatura depende do modelo de inflação quente construída (ver por exemplo [12]).

Na Figura 2 exemplificamos esse efeito no caso de dois modelos de inflação quente quando aplicados a um potencial do inflaton da forma $V \propto \phi^4$. Potenciais desse tipo, em particular o potencial quártico para o inflaton, são excluídos pelos dados observacionais recentes no contexto da inflação fria, mas vê-se aqui que tal potencial pode ser perfeitamente de acordo com os dados observacionais (mostrados na figura para os dados mais recente do Planck [17]) no caso da inflação quente.

Deve-se notar que as perturbações do inflaton são tanto na inflação fria como na quente da forma Gaussiana. No entanto, é possível pequenos desvios da forma Gaussiana. Os dados obtidos por meio da RFMC provê, no entanto, limites nesse nível de desvios da gaussianidade preditos pelos diferentes modelos inflacionários. Além disso, esses desvios são caracterizados por formas específicas dependendo do modelo. No caso da

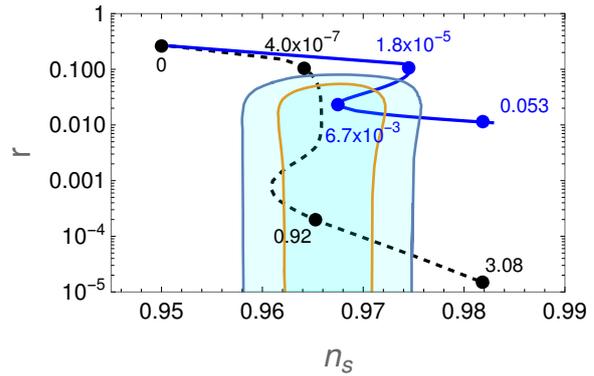


Figura 2: O índice espectral n_s e a razão entre as amplitudes tensorial e escalar, $r = A_t/A_s$, no plano (n_s, r) para diferentes valores da razão Q entre a dissipação Υ na inflação quente e o parâmetro de Hubble H , $Q = \Upsilon/(3H)$, o qual é calculada na escala de base k_* (os números próximos de cada ponto em cada curva indicam os valores correspondentes de Q) e no caso de um potencial de forma quártica para o inflaton. A linha sólida azul é o caso de um modelo de inflação quente cuja dissipação Υ tem uma dependência cúbica na temperatura [13], enquanto que a linha tracejada preta é para um modelo de inflação quente com dissipação com dependência linear na temperatura [15]. Os contornos são os dados observacionais obtidos da colaboração Planck, correspondendo aos níveis de confiança de 68% e 95%, respectivamente (ver a Ref. [17] para maiores detalhes). Note que o valor indicado com $Q = 0$, na parte de cima esquerda da figura, corresponde a previsão da inflação fria e, portanto, está excluído dos dados observacionais.

inflação quente, as formas preditas são distintas daquelas originárias na inflação fria (para detalhes ver por exemplo a Ref. [18]). Isso provê mais uma maneira de eventualmente distinguir a inflação quente da fria por meio de futuras medições mais precisas da RFMC [19,20] e em particular dos desvios da gaussianidade das perturbações primordiais.

5 Inflação quente e seu possível papel em teorias originárias de gravitação quântica

Sabemos que os modelos de física de partículas e teoria quântica de campos atuais devem ser, no máximo, modelos efetivos válidos em escalas de energia abaixo da chamada escala de energia de Planck ($E_{\text{Planck}} \sim 10^{18} \text{ GeV}$). Para energias próximas da escala de Planck espera-se que efeitos quânticos da gravitação sejam importantes o suficiente tal que uma descrição válida da física

de partículas necessariamente dever também incluir tais efeitos. Um dos grandes desafios da física teórica atualmente é exatamente a construção de uma teoria quântica consistente de campos de matéria e gravitação. Um dos mais promissores candidatos para tal teoria é a chamada teoria de cordas. A teoria de cordas é definida em várias dimensões do espaço-tempo, cerca de 10 a 11 dimensões, cujas dimensões extras precisam ser compatificadas de tal forma a teoria resultante ser consistente com nosso Universo de quatro dimensões de espaço-tempo. A forma que tais dimensões extras são compatificadas dão origem a diferentes teorias quântica de campos em quatro dimensões de espaço-tempo a baixas energias (entre as quais, deve surgir o modelo padrão de física de partículas, o modelo de Weinberg-Glashow-Salam). Entretanto, nem todas as teorias quântica de campos acabam caindo em uma dessas teorias de baixas energias advindas da teoria de cordas. As teorias quânticas de campos compatíveis com a teoria de cordas a baixas energias são ditas residirem na planície, enquanto que aquelas que não são compatíveis, são ditas residirem no pântano [21]. Uma das condições preconizadas para que uma dada teoria seja consistente com teoria de cordas (e então com uma teoria de gravitação quântica) é por exemplo que campos escalares não sofram variações maiores que a dada pela escala de Planck. Isso resulta em sérias implicações no contexto da inflação, onde em geral o campo de ínflaton pode ter variações maiores que a escala de Planck, em particular na inflação fria. Já na inflação quente, os efeitos adicionais de fricção causados pela dissipação do ínflaton permitem que essas variações do campo de ínflaton sejam compatíveis com as condições conjecturadas pela teoria de cordas [22]. A melhor compatibilidade da inflação quente como uma teoria efetiva que pode ser advinda de uma teoria de gravitação quântica é certamente um apelo adicional de sua consistência do ponto de vista formal quando comparada com a inflação fria.

6 Conclusões

Entre as diferentes propostas que tentam fazer uma implementação consistente da dinâmica inflacionária dentro do contexto de uma teoria

quântica de campos, a inflação quente é uma das propostas mais promissoras. A inflação quente explora o fato que a dinâmica inflacionária é intrinsecamente um problema de vários campos em interação. A descrição apropriada para tal situação se torna equivalente à encontrada em sistemas de física estatística onde efeitos de dissipação (ou seja, produção de radiação) e flutuações aleatórias estejam presentes. Os efeitos de dissipação e de produção de radiação durante a inflação quente afetam profundamente a dinâmica do campo de ínflaton e suas perturbações, levando a importantes diferenças em suas previsões quando comparadas com aquelas da inflação fria. Adicionalmente, uma série de desenvolvimentos recentes no cenário da inflação quente tem demonstrado como ela pode aliviar uma série de problemas que afetam modelos de inflação fria, mas que são ausentes na inflação quente.

Desde sua conceptualização a mais de 25 anos atrás, a ideia da inflação quente tem evoluído e tornado uma proposta madura de tal forma a prover uma forma de entender melhor e mais consistente, do que na inflação fria, alguns dos mais fundamentais problemas em cosmologia. As ideias no contexto da inflação quente têm se desenvolvido rapidamente nos últimos anos. Tais desenvolvimentos tem acontecido tanto da perspectiva de uma teoria quântica de campos fundamental, mas também de uma variedade de aplicações associadas à mesma, tornando a inflação quente uma área de pesquisa promissora, e com o potencial de fornecer um deslumbramento da física dominante no Universo primordial.

Agradecimentos

O autor tem sua pesquisa financiada por fundos advindos do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), processo No. 307286/2021-5, e da Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ), processo No. E-26/201.150/2021.

Sobre o autor

R. O. Ramos (rudnei@uerj.br) é professor titu-

lar do departamento de Física Teórica do Instituto de Física da Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ), onde leciona e orienta alunos em todos os níveis (graduação, mestrado e doutorado). Atua principalmente nos seguintes temas de pesquisa: teoria quântica de campos à temperatura finita, com ênfase em métodos não perturbativos e dinâmica de campos, com aplicações em inflação, cosmologia em geral, matéria condensada e em física hadrônica.

Referências

- [1] A. H. Guth, *Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems*, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981).
- [2] A. D. Linde, *A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems*, *Phys. Lett. B.* **108**(6), 389 (1982).
- [3] A. Albrecht e P. J. Steinhardt, *Cosmology for grand unified theories with radiatively induced symmetry breaking*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1220 (1982).
- [4] G. Hinshaw et al., *Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological parameter results*, *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 19 (2013).
- [5] Planck Collaboration, *Planck 2018 results I. Overview and the cosmological legacy of Planck*, *A&A* **641**, A1 (2020).
- [6] J. Martin, C. Ringeval e V. Vennin, *Encyclopaedia inflationaris*, *Phys.Dark Univ.* **5-6**, 75 (2014).
- [7] A. Berera, *Warm inflation*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3218 (1995). [ArXiv:astro-ph/9509049](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9509049).
- [8] *Brownian motion*, Wikipedia. Disponível em https://en.wikipedia.org/wiki/Brownian_motion, acesso em jul. 2023.
- [9] M. Gleiser e R. O. Ramos, *Microphysical approach to nonequilibrium dynamics of quantum fields*, *Phys.Rev. D* **50**, 2441 (1994). [ArXiv:hep-ph/9311278](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9311278).
- [10] A. Berera, *The warm inflationary universe*, *Contemp. Phys.* **47**, 33 (2006). [ArXiv:0809.4198](https://arxiv.org/abs/0809.4198).
- [11] A. Berera, I. G. Moss e R. O. Ramos, *Warm inflation and its microphysical basis*, *Rept. Prog. Phys.* **72**, 026901 (2009). [ArXiv:0808.1855](https://arxiv.org/abs/0808.1855).
- [12] V. Kamali, M. Motaharfar e R. O. Ramos, *Recent developments in warm inflation*, *Universe* **9**, 124 (2023).
- [13] S. Bartrum et al., *The importance of being warm (during inflation)*, *Phys. Lett. B* **732**, 116 (2014).
- [14] M. Benetti e R. O. Ramos, *Warm inflation dissipative effects: predictions and constraints from the Planck data*, *Phys. Rev. D* **95**, 023517 (2017). [ArXiv:1610.08758](https://arxiv.org/abs/1610.08758).
- [15] M. Bastero-Gil et al., *Warm little inflaton*, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 151301 (2016).
- [16] M. Bastero-Gil et al., *Towards a reliable effective field theory of inflation*, *Phys. Lett. B* **813**, 136055 (2021).
- [17] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. X. Constraints on inflation*, *A&A* **641**, A10 (2020). [ArXiv:1807.06211](https://arxiv.org/abs/1807.06211).
- [18] M. Bastero-Gil et al., *Theory of non-Gaussianity in warm inflation*, *JCAP* **12**, 008 (2014). [ArXiv:1408.4391](https://arxiv.org/abs/1408.4391).
- [19] The CMB-S4 Collaboration, *Snowmass 2021 CMB-S4 white paper* (2022). [ArXiv:2203.08024](https://arxiv.org/abs/2203.08024).
- [20] C. L. Chang, *Snowmass 2021 cosmic frontier: Cosmic microwave background measurements white paper* (2022). [ArXiv:2203.07638](https://arxiv.org/abs/2203.07638).
- [21] C. Vafa, *The string landscape and the swampland* (2005). [ArXiv:hep-th/0509212](https://arxiv.org/abs/hep-th/0509212).
- [22] M. Motaharfar, V. Kamali e R. O. Ramos, *Warm inflation as a way out of the swampland*, *Phys. Rev. D* **99**, 063513 (2019). [ArXiv:1810.02816](https://arxiv.org/abs/1810.02816).

Nucleossíntese primordial: primeiros instantes após o big bang

Marlete Assunção

Universidade Federal de São Paulo

Resumo

A nucleossíntese primordial é o tema central deste artigo que descreve a evolução do universo desde a sua origem até os 3 primeiros minutos após o *big bang*. O universo é caracterizado como um caldeirão de partículas. À medida em que o universo se expande e a temperatura diminui, ocorre uma competição entre a criação e a aniquilação das partículas, levando à formação dos primeiros núcleos leves, como hidrogênio, deutério, trítio, lítio, berílio e boro. A formação destes núcleos de massas leves é apresentada sob o ponto de vista da Física Nuclear.

Abstract

Primordial nucleosynthesis is the central theme of this article that describes the evolution of the universe from its origin to the first 3 minutes after the big bang. The universe is characterized as a cauldron of particles. As the universe expands and temperature decreases, a competition takes place between the creation and annihilation of particles, leading to the formation of the first light nuclei, such as hydrogen, deuterium, tritium, lithium, beryllium and boron. The formation of these nuclei is presented from the point of view of Nuclear Physics.

Palavras-chave: nucleossíntese, nucleossíntese primordial, *big bang*.

Keywords: nucleosynthesis, primordial nucleosynthesis, big bang.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.42306](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.42306)

1 Introdução

O Modelo Padrão da cosmologia descreve um universo em expansão no presente e um universo primordial extremamente denso e quente no passado. A delimitação desse modelo é obtida por meio de sua extrapolação, a qual se depara com uma singularidade matemática.¹ De maneira simples, o *big bang* pode ser visto como o próprio Modelo Padrão. Por isso, o entendimento do início do universo está além do que a ciência pode explicar hoje.

As estimativas baseadas nesse Modelo Padrão sugerem que o universo tem aproximadamente 14 bilhões de anos. Remontando um universo primordial com uma temperatura de cerca de 10^{32} K (aproximadamente 100.000 bilhões de bilhões de bilhões de Kelvin) nos pouquíssimos segundos logo após o *big bang*. Nesse curto intervalo de tempo, a matéria e a energia estavam concentra-

das num volume ínfimo, e se confundiam. A consequência disso foi um universo primordial muito denso e exageradamente quente. Essas condições extremas afetaram o espaço-tempo,² ou seja, as dimensões físicas expandiu-se exponencialmente em um curto período de tempo.

Os trabalhos de Albert Einstein, Alexander Friedmann, Georges Lemaître e Edwin Hubble (que dá nome ao Telescópio Espacial Hubble, em funcionamento há mais de 30 anos), entre outros cientistas, contribuíram sobremaneira para o entendimento da evolução do universo. Hubble, motivado por seu interesse em astronomia, dedicou-se intensamente à observação do comportamento das galáxias, utilizando o telescópio do Observatório Mount Wilson, nos Estados Unidos. O conjunto dessas observações confirmou que a luz emanada das nebulosas sofria um deslocamento

¹O termo “singularidade” é frequentemente utilizado para descrever pontos nos quais as equações físicas se tornam indefinidas, especialmente no contexto da Teoria da Relatividade e da cosmologia

²A Teoria da Relatividade introduziu a ideia de que o espaço e o tempo são interligados e inseparáveis, formando uma única entidade chamada espaço-tempo. Isso significa que eventos não acontecem apenas em um lugar no espaço, mas também em um momento no tempo, com as relações entre essas coordenadas sendo não triviais.

para o comprimento de onda do vermelho. Esse deslocamento para o vermelho é conhecido como *redshift* em astronomia.

Em 1929, Hubble publicou um artigo sobre o comportamento linear da distância (d), de nebulosas em relação à Terra, em função da sua velocidade (v), de afastamento. Essa relação é conhecida como Lei de Hubble ($v = H_0 \times d$), onde H_0 é a constante de Hubble. Alguns anos mais tarde, pôde-se compreender que o deslocamento para o vermelho é devido o afastamento das nebulosas em relação à Terra, causado por uma expansão do universo que Friedmann já havia demonstrado ser a solução possível da Teoria da Relatividade Geral. Neste ponto, recomenda-se uma leitura da seção temática do Cadernos de Astronomia intitulada Universo em Expansão: Centenário do Modelo Cosmológico de Friedmann, em especial, o artigo “Notas para uma história da cosmologia entre as décadas de 1910 a 1930” [1].

2 Os primeiros instantes

Os primeiros instantes do universo primordial continuam a desafiar a ciência contemporânea. A compreensão desses instantes requer ainda dados experimentais e observacionais para ser constituída como uma teoria amplamente aceita na comunidade científica. Para estes primeiros instantes, vamos mostrar uma trajetória térmica e temporal ainda especulativa sobre o universo primordial. Nesse cenário, a aplicabilidade da Teoria da Relatividade Geral de Albert Einstein ainda não se aplica devido à proeminência dos fenômenos quânticos. Além disso, do ponto de vista da Física das Partículas Elementares considera-se que as quatro forças fundamentais (gravitacional, eletromagnética e as duas forças nucleares, forte e fraca) poderiam estar unificadas [2] nesses primeiros instantes. Com essas ressalvas podemos dizer que logo no início, até 10^{-43} s, o universo encontrava-se na chamada Era de Planck. Nesses primeiros instantes, a temperatura era de 10^{32} K [3].

Entre 10^{-43} e 10^{-36} s, na era conhecida como *Grand Unification Epoch* (Era da Grande Unificação), o universo já estava mil vezes mais frio e se encontrava a uma temperatura de aproximadamente 10^{29} K. Nessa fase, embora ainda muito

quente, o universo já havia se resfriado suficientemente para que a força gravitacional se separasse das outras três forças fundamentais, evidenciando o aparecimento dos grávitons.³ A partir desse ponto, o modelo do universo passa a ser descrito pela Teoria Geral Unificada (GUT). Essa teoria ainda não possui evidências científicas sólidas para a sua comprovação. Muitos cientistas associam o surgimento das primeiras partículas elementares a essa fase [3].

Após o período da Grande Unificação, o universo entra na época da Inflação, que vai até 10^{-32} s. Nessa fase, o tamanho do universo aumenta rapidamente. O Modelo da Inflação admite que o universo se expande bruscamente, causando a distorção do espaço-tempo, tornando possível alcançar velocidades maiores que a da luz [3]. A expansão do universo ocorre de maneira homogênea em todas as direções, enquanto a temperatura passa de aproximadamente 10^{28} K para 10^{22} K [4].

Durante a época inflacionária há também o início da época eletrofraca, que se estende até 10^{-12} s. Nesse período, o universo em expansão experimenta uma temperatura de aproximadamente 10^{15} K o que leva à separação entre as forças forte e a eletrofraca. Em decorrência das alterações térmicas e energéticas do universo primitivo ocorre uma quebra espontânea de simetria, mediada pelo campo de Higgs [5]. Como resultado dessa quebra, além do bóson de Higgs,⁴ os bósons W e Z⁵ responsáveis pelas interações fracas, adquirem massa, enquanto o fóton, que é o mediador da interação eletromagnética, permanece sem massa. Simultaneamente, a intensidade da força forte começa a diminuir conforme o avanço do processo de expansão e de resfriamento do uni-

³Os grávitons são partículas elementares responsáveis pela interação gravitacional, previstas no contexto da teoria quântica. Essas partículas ainda não foram detectadas e continuam sendo apenas uma previsão teórica.

⁴O bóson de Higgs é uma partícula prevista teoricamente e que teria papel preponderante na criação das massas. Ela foi descoberta em 2012 por meio de um experimento realizado no *Large Hadron Collider* (LHC), o maior acelerador de partículas do mundo, localizado na fronteira entre a França e a Suíça.

⁵As partículas W e Z são conhecidas como bósons intermediários foram identificados, experimentalmente na década de 1980 no Acelerador de Partículas do CERN. Em 2008, a capacidade desse acelerador foi ampliada com a construção do LHC.

verso.

Após a época eletrofraca, segue-se a época dos Quarks, que dura até 10^{-5} s. Nesse período, o universo possui uma temperatura entre 10^{15} e 10^{12} K, permitindo que as quatro forças fundamentais atuem de forma independente. Os quarks e suas anti-partículas, os antiquarks (quarks e antiquarks possuem spin semi-inteiro),⁶ colidem e se aniquilam a taxas aproximadamente iguais. Isso tem relação com o processo que leva à predominância da matéria sobre antimatéria no universo (para compreender melhor esse assunto, veja o artigo sobre Bariogênese, publicado nesta mesma Seção Temática). Nesse período os chamados léptons, partículas leves, em comparação com os bósons (em grego, a palavra lépton significa pequeno e, até 2001, era usada para indicar um centavo da moeda local), como elétrons, múons e taus, passam a existir livremente.

Logo após o *big bang*, em questão de milissegundos, o universo passa a ter uma abundância de quarks preenchendo o espaço, criando um tipo de “sopa” densa de matéria, com temperaturas extremamente elevadas. Essa sopa primordial é composta por quarks, juntamente com glúons.⁷ Em condições extremas, quarks e glúons estão ligados fracamente, o que permite sua livre movimentação, formando o que chamamos de plasma de quarks e glúons [6]. Os quarks interagem com os glúons, sendo que os glúons, que carregam a força forte, mantêm os quarks unidos. Ao contrário dos fótons, os glúons possuem carga,⁸ o que explica sua interação com os quarks [6].

Entre o intervalo de 10^{-5} até 1 s, a época dos Hádrons, o universo atinge a temperatura de 10^{10} K. Sob essas condições, os quarks interagem entre eles e com suas antipartículas (os antiquarks), e se inicia a formação de hádrons. Existem dois tipos principais de hádrons: os bárions e os mésons.

⁶O conceito de spin é relativístico e está além do escopo deste artigo. Entretanto, ele pode ser compreendido como o análogo clássico do momento angular de uma esfera que gira em torno de um eixo que passa por seus polos - embora um quark não seja, de fato, uma esfera

⁷Os glúons são as partículas responsáveis pelas interações fortes, que mantêm os quarks unidos. Eles foram detectados pela primeira vez em 1979, no laboratório DESY, na Alemanha.

⁸Os fótons não possuem carga elétrica e nenhum outro tipo de carga. Por sua vez, os glúons possuem um tipo de carga só deles, que foi designada com nomes de cores, mas que não tem relação com as cores do espectro visível.

Quando três quarks se combinam, formam um bárion, e quando três antiquarks se combinam, formam um antibárion. Por exemplo, o próton é um bárion, e ele é composto por três quarks: dois quarks *up* e um quark *down*. Os mésons são formados por um quark e um antiquark que se mantêm ligados graças a força forte [5]. Os mésons mais leves têm uma vida da ordem de nanossegundos (10^{-9} s), enquanto os mais pesados, de picossegundos (10^{-12} s).

3 A criação dos elementos de massas leves

3.1 Nucleossíntese primordial: os ingredientes fundamentais

Ao observar as estrelas e sua composição química, as investigações científicas apontam que muitos dos elementos químicos presentes em tudo ao nosso redor, inclusive em nós mesmos, tiveram origem nos primeiros minutos após o *big bang*. O Cosmos encontrava-se repleto de partículas subatômicas e com uma intensa radiação. Neste cenário primitivo, as sub-partículas permaneciam estáveis por um curto período de tempo, mantendo-se em equilíbrio térmico momentâneo com os fótons de altas energias. À medida em que a temperatura diminuía para cerca de 10^{12} K, apenas neutrinos (ν),⁹ antineutrinos ($\bar{\nu}$), elétrons, pósitrons (e^+)¹⁰ e fótons continuavam a participar do processo de criação-aniquilação.

Neste ambiente, as interações dos prótons e nêutrons com os antineutrinos e neutrinos, respectivamente, estão representadas pelas reações

$$\bar{\nu} + p \rightleftharpoons e^+ + n, \quad (1)$$

$$\nu + n \rightleftharpoons e^- + p. \quad (2)$$

No universo primordial, à temperatura de 10^{12} K, a quantidade de prótons e nêutrons era quase igual. Porém, à temperatura de $T = 10^9$ K, a conversão de nêutrons em prótons se tornou mais eficiente do que a conversão de prótons em nêutrons. Isso ocorreu porque a maioria dos fótons não possuía energia suficiente para criar pares

⁹Os neutrinos são partículas de carga elétrica zero e de massa pequena ou nula.

¹⁰O pósitron é a antipartícula do elétron, que possui as mesmas massa e carga elétrica do elétron. O sinal da carga é positivo.

elétron-pósitron, desequilibrando a proporção entre fótons e essas partículas. A impossibilidade da reversão da reação levou ao consumo dos pósitrons, resultando em um excesso de elétrons. Essas mudanças afetaram a densidade e a dinâmica do universo, acelerando seu resfriamento.

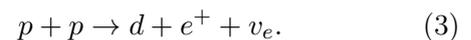
A medida em que o universo se expandia, a temperatura diminuía mais ainda. Para se ter uma ideia, em aproximadamente 380 mil anos após o *big bang*, a temperatura havia caído para aproximadamente 3.000 K, favorecendo energeticamente a formação de átomos de hidrogênio (um próton capturando um elétron). No que diz respeito aos fótons, eles frequentemente colidiam com os elétrons livres. Com a redução do número de elétrons livres no universo, os fótons passam a se propagar livremente dando origem a chamada radiação cósmica de fundo. Quando esses fótons foram liberados, o universo passou de um estado opaco a um estado transparente. Hoje, essa radiação é detectada pelo Cosmos na faixa das microondas, espalhada em todas as direções, com intrigante uniformidade, conhecida como radiação cósmica de fundo. Essa radiação foi prevista teoricamente por George Gamow, Ralph Alpher e Robert Herman em 1948. No entanto, somente em 1965, os radioastrônomos Arno Penzias e Robert Woodrow Wilson a detectaram enquanto trabalhavam para reduzir os ruídos das antenas do Laboratório Bell [7]. Eles perceberam que não importava para qual direção eles apontassem as antenas, o ruído estava sempre presente. Essa radiação é considerada uma relíquia do *big bang* [2]. Apesar da origem da matéria ter ocorrido nos primeiros instantes após o *big bang*, foi somente com a redução severa da densidade de radiação que a matéria começou a se agrupar sob a influência da gravidade, eventualmente formando estruturas observáveis no universo, tais como galáxias, planetas e estrelas [2, 7].

3.2 Cadeias de próton-próton

As reações nucleares desempenham um papel fundamental na produção de energia e na formação dos elementos químicos no universo. Com a redução da temperatura no universo primordial, e a radiação transitando mais livremente, a influência da gravitação tornou-se relevante. Assim, conforme o universo continuou a expandir

e resfriar, regiões de maior densidade de matéria começaram a se agrupar devido à atração gravitacional. Nas regiões mais densas, por sua vez, a matéria é atraída e comprimida pela gravidade. Isso ocorre porque a energia potencial gravitacional é convertida em energia cinética à medida que as partículas se movem mais rapidamente devido à atração gravitacional mútua. O resultado desse processo é um aumento na temperatura nesses locais específicos do universo. Ainda nessas regiões, as colisões entre as partículas tornam-se mais frequentes, e energéticas o suficiente para iniciar os processos de fusão nuclear. Esse fenômeno de fusão nuclear foi explicado graças à descoberta do efeito de tunelamento quântico [2, 8].¹¹ Também, é importante mencionar que o avanço no entendimento dos mecanismos de fusão nuclear foi impulsionado pelo forte interesse na aplicabilidade da elevada quantidade de energia gerada nesse tipo de reação.

Em 1929, Atkinson e Houtermans propuseram uma explicação para a queima do hidrogênio. Nesses primeiros instantes do universo, a queima de hidrogênio ocorreu principalmente seguindo a Cadeia Próton-Próton I (PP I). Durante uma colisão, dois prótons (núcleos de hidrogênio) se fundem para formar um núcleo de deutério (um próton e um nêutron), liberando um pósitron e um neutrino com uma energia acima de 0,22 MeV, representada pela reação



Esses neutrinos são identificados como neutrinos eletrônicos (ν_e), que estão associados ao decaimento beta em Física Nuclear.¹²

Quando um elétron e um pósitron colidem devido à atração de suas cargas opostas, ocorre o fenômeno conhecido como aniquilação elétron-pósitron. Nesse processo, a massa de ambos é convertida em energia, seguindo a famosa equação de Einstein, $E = mc^2$, onde E é chamada de

¹¹Numa colisão nuclear clássica, a energia cinética da partícula deve estar acima da energia potencial da barreira coulombiana. Na Mecânica Quântica, a função de onda se estende para dentro da barreira do potencial, e o resultado é que a partícula, mesmo sem energia cinética suficiente, pode penetrar na barreira.

¹²O decaimento beta é um processo em que um núcleo instável pode se transformar em outro núcleo, emitindo uma partícula beta (β), alterando o número de prótons e nêutrons, sem variar o número de massa. A partícula β pode ser um elétron ou um pósitron.

energia de repouso da partícula, m é sua massa, e c é a velocidade da luz no vácuo. A energia resultante de 1,02 MeV é liberada sob forma de fótons de alta energia, chamados de raios- γ ,¹³ conforme a reação

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma. \quad (4)$$

A reação de fusão (3) depende da conversão de um próton em um nêutron, o que é um processo nuclear bastante lento. Além disso, essa reação pode ser vista como o ponto de partida de três cadeias da reação próton-próton (I, II e III), fundamentais na formação dos elementos de massas leves do universo primitivo. O deutério produzido pode interagir com nêutrons,

$$d + n \rightarrow {}^3\text{H} + \gamma, \quad (5)$$

ou ainda com outro núcleo de deutério,

$$d + d \rightarrow {}^3\text{H} + p, \quad (6)$$

com ambas as reações acima resultando em um núcleo de trítio ${}^3\text{H}$.

Na cadeia de próton-próton I (PP I), o ambiente primitivo, inundado de prótons e com núcleos de deutério, possibilitou a interação de um núcleo de deutério com um próton, produzindo um núcleo de hélio-3 (dois prótons e um nêutron), com liberação de energia. A energia liberada está representada pelo chamado valor de Q da reação,

$$d + p \rightarrow {}^3\text{He} \quad (Q = 5,493 \text{ MeV}). \quad (7)$$

O aumento de hélio-3 deu lugar à fusão de dois núcleos de hélio-3 para formar o hélio-4 conforme a reação (8) abaixo. Este núcleo composto por 2 prótons e 2 nêutrons é conhecido como partícula alfa e desempenha um papel importante nas nucleossínteses primordial e estelar (síntese dos elementos químicos nas estrelas).

$${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p \quad (Q = 12,859 \text{ MeV}). \quad (8)$$

Nessa reação, são liberados 2 prótons e um excedente de energia. Esse processo é predominante a temperaturas em torno de 10 a 14 $\times 10^6$ K [2].

Às temperaturas de 14 a 23 $\times 10^6$ K, a fusão nuclear de dois núcleos de hélio-4 desencadeiam

¹³Um raio- γ é radiação eletromagnética altamente energética, com comprimentos de onda curtos e frequências altas. São extremamente penetrantes, e interagem fortemente com a matéria.

novas reações para a produção dos núcleos de berílio-7,

$${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma \quad (Q = 1,596 \text{ MeV}), \quad (9)$$

e de lítio-7 (resultado da captura de elétron pelo ${}^7\text{Be}$),

$${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e \quad (Q = 0,80 \text{ MeV}), \quad (10)$$

que produzem mais hélio-4,

$${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \quad (Q = 17,347 \text{ MeV}). \quad (11)$$

Essa sequência de reações é conhecida como cadeia PP II.

A formação do berílio-7 a partir da reação (9) pode seguir outro caminho, para compor a chamada cadeia próton-próton III (PP III), a temperaturas acima de 23 $\times 10^6$ K. A primeira reação dessa cadeia produz um núcleo de boro-8,

$${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma \quad (Q = 0,135 \text{ MeV}), \quad (12)$$

que é muito instável, liberando elétrons e neutrinos,

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^- + \nu_e \quad (Q = 7,200 \text{ MeV}), \quad (13)$$

para decair rapidamente em duas partículas alfa,

$${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \quad (Q = 0,095 \text{ MeV}). \quad (14)$$

A nucleossíntese primordial ocorreu nos primeiros instantes do *big bang*, criando núcleos leves, que são os elementos mais abundantes na natureza. Os mecanismos de formação e de consumo dos elementos de massas leves são investigados a partir dos cálculos das suas abundâncias e taxas de reação, considerando as temperaturas típicas da nucleossíntese primordial [2, 8].

Nas estrelas, a fusão nuclear passou a ter predominância na formação de elementos de massas intermediárias (carbono, nitrogênio e oxigênio, dentre outros) e na explicação da produção de energia. Quanto aos núcleos mais pesados (ferro, níquel e ouro, por exemplo), estes estão associados diretamente à evolução das estrelas massivas, que podem colapsar no estágio final da sua vida. Tal colapso é impulsionado pela exaustão do combustível nuclear no núcleo dessas estrelas.

Durante a maior parte de sua vida, uma estrela está em equilíbrio termodinâmico, mantendo seu

tamanho e temperatura através da fusão nuclear. No entanto, uma vez que o núcleo fique quase completamente composto de ferro, a fusão não poderá mais sustentar a pressão gravitacional. O equilíbrio é rompido, e a estrela começa a entrar em colapso. Tal colapso gera uma onda de choque, que se propaga para fora da estrela, atravessando suas camadas externas. A onda de choque comprime o material das camadas externas, e essa compressão gera calor e uma explosão violenta, conhecida como supernova. A explosão inunda o Cosmos com uma diversidade de elementos sintetizados ao longo da vida da estrela.

Próximo a uma supernova ou devido a uma perturbação gerada a partir de ondas de choque decorrentes de colisões entre supernovas, uma nuvem cósmica de gás e poeira, chamada nebulosa solar, teve sua densidade de matéria aumentada em sua região central, incorporando inclusive elementos pesados. O colapso subsequente dessa nebulosa, desencadeado por outros fenômenos bem conhecidos dos cientistas, esclarece a formação na Terra há cerca de 4,6 bilhões de anos, além da presença dos elementos pesados [9, 10].

4 Conclusões

Neste artigo, a história do universo foi relatada, seguindo escalas de tempo e temperatura. Grande parte dessa narrativa é conhecida e comprovada experimentalmente, enquanto outros aspectos estão em construção por meio de vários estudos em Astronomia e diversas áreas da Física, como Astrofísica, Cosmologia, Física de Partículas Elementares, Física Gravitacional e Física Nuclear.

A nucleossíntese primordial é apenas um dos muitos fenômenos que ocorreram ao longo da história do universo. Trata-se de um processo essencial na formação dos elementos que possibilitam e sustentam a vida na Terra. No que diz respeito às cadeias próton-próton, elas também ocorrem nas estrelas. Um exemplo é o Sol, que está experimentando a cadeia PP I neste exato instante. Essas cadeias permitiram a criação dos primeiros elementos de massas leves e atuam como catalisadores para outras reações que levam à formação dos elementos intermediários e pesados.

5 Agradecimentos

Agradeço a Nadja Simão Magalhães, do Departamento de Física da Universidade Federal de São Paulo (UNIFESP), e a Francisco Silveira, do Centro de Ciências Naturais e Humanas da Universidade Federal do ABC (UFABC), pelas sugestões sobre o conteúdo deste artigo. Ao Corpo Editorial dos Cadernos de Astronomia pelo convite e trabalho de revisão.

Sobre a autora

Marlete Assunção (massuncao@unifesp.br) é Doutora em Física pela Universidade de São Paulo (USP) com pós-doutorados em Astrofísica Nuclear no Centre de Spectrométrie Nucleaire et Spectrométrie de Masse (CSNSM-CNRS), em Orsay na França, e no Laboratório Pelletron-Linac do Instituto de Física da USP (IFUSP) em São Paulo. Atualmente é Professora Associada IV do Departamento de Física da Universidade Federal de São Paulo (UNIFESP), no Campus Diadema. Faz parte do grupo Núcleos Exóticos e Astrofísica Nuclear (NEAN), atuando como Professora Pesquisadora no Departamento de Física Geral do IFUSP. Possui experiência na área de Física Nuclear, particularmente, em reações nucleares de interesse astrofísico, tendo publicado mais de 50 artigos científicos ao longo de sua carreira.

Referências

- [1] A. A. P. Videira e C. L. Vieira, *Notas para uma história da cosmologia entre as décadas de 1910 e 1930*, *Cadernos de Astronomia* **3**(1), 10 (2022).
- [2] C. E. Rolfs e W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos* (University of Chicago Press, Chicago, 1988).
- [3] E. Harrison, *Cosmology: The Science of the Universe* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000), 2^a ed.
- [4] A. R. Liddle e D. H. Lyth, *Cosmological Inflation and Large Scale Structure* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).

- [5] F. Close, *Particle Physics: A very Short Introduction* (Oxford University Press, Oxford, 2004).
- [6] M. Y. Han, *Quarks and Gluons: A Century of Particle Charges* (World Scientific Publishing, Singapore, 1999).
- [7] P. D. Naselsky e D. I. Novikov, *The Physics of the Cosmic Microwave Background* (Cambridge University Press, Cambridge, 2016).
- [8] D. D. Clayton, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. (The University of Chicago Press, Chicago, 1988).
- [9] A. G. W. Cameron, *Origin of the Solar System*, [Annual Review of Astronomy and Astrophysics](#) **26**(1), 441 (1988).
- [10] M. M. Woolfson, *Origin of the Solar System*. (Imperial College Press, London, 2000).

Bariogênese

Chee Sheng Fong

Universidade Federal do ABC

Resumo

O modelo padrão da física de partículas descreve matéria e antimatéria como provenientes dos mesmos campos e esse fato foi confirmado em vários experimentos. Assim, é curioso que o universo observável seja feito de matéria e não de antimatéria. Primeiramente, vamos discutir a evidência de que vivemos em um Universo dominado por matéria ou possui uma assimetria entre matéria e antimatéria. Em seguida, vamos discutir se isso pode ser explicado de acordo com nossa compreensão atual da cosmologia e da física de partículas. Argumentaremos que um importante processo conhecido como bariogênese, responsável por criar uma assimetria entre matéria e antimatéria no Universo, deve ter ocorrido antes que o Universo tivesse alguns segundos de idade. A seguir, discutiremos os ingredientes necessários para uma bariogênese bem sucedida e apontaremos que o modelo atual contém todos os ingredientes, mas não em quantidade suficiente. Por fim, discutiremos possíveis extensões ao modelo atual que permitem uma bariogênese bem-sucedida e como elas podem ser testadas experimentalmente. Curiosamente, elas também podem estar conectadas a outros problemas em aberto na física fundamental, como a pequena massa de neutrinos.

Abstract

The standard model of particle physics describes matter and antimatter as coming from the same fields and this fact has been confirmed experimentally. It is then curious that the observable universe is made of matter and not antimatter. We will first discuss the evidence that we live in a matter-dominated (or matter-antimatter asymmetric) Universe and then proceed to discuss if this can be explained according to our current understanding of the cosmology and particle physics. We will argue that an important process known as baryogenesis to generate a cosmic matter-antimatter asymmetry had to occur before the Universe was a few second old. Then, we will discuss the necessary ingredients for a successful baryogenesis and point out that the current model contains all the ingredients but not in a sufficient amount. Finally, we will discuss possible extensions to the current model which allow successful baryogenesis and how they can be tested experimentally. Interestingly, they might also be connected to other open puzzles in the fundamental physics, like the tiny neutrino mass.

Palavras-chave: bariogênese, assimetria matéria e antimatéria, universo primordial.

Keywords: baryogenesis, matter and antimatter asymmetry, primordial universe.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41796](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41796)

1 Introdução

Tudo o que vemos ao nosso redor, incluindo nós mesmos, é feito de prótons e nêutrons, conhecidos coletivamente como bárions, e um número igual de elétrons e prótons. Como os elétrons são cerca de 2.000 vezes mais leves que os bárions, podemos dizer que nós, assim como tudo ao nosso redor, somos feitos principalmente de bárions.

Em 1928-1931, Paul Dirac descobriu a equação que descreve o comportamento de um elétron, denominada posteriormente de equação de Dirac, e que surpreendentemente vem com uma solução adicional que descreve uma partícula com

a mesma massa, mas de carga elétrica oposta à do elétron, e que ele chamou de antielétron [1, 2]. Dirac também apontou que quando o elétron e o antielétron se encontram, eles se aniquilam para se tornarem partículas de luz conhecidas como fótons. Inversamente, quando dois fótons suficientemente energéticos colidem, pares de elétrons e antielétrons podem ser criados. Ele também esperava que o antipróton (a antipartícula do próton) existisse. A subsequente descoberta do antielétron em 1932 por Carl Anderson (que ele chamou de pósitron) [3], confirmou a previsão de Dirac e abriu um novo capítulo na física fundamental.

Na teoria atual, chamada de teoria quântica de campos,¹ a partícula e a antipartícula de uma espécie são unificadas e descritas pelo mesmo campo quântico. Se um campo quântico é real em vez de complexo, partícula e antipartícula são idênticas, sendo o fóton um exemplo. Em uma teoria quântica de campos conhecida como Modelo Padrão (MP) da física de partículas, que revisaremos na Seção 2, todas as partículas fundamentais (além do bóson de Higgs, fóton, glúons e bóson Z) possuem suas respectivas antipartículas. Todas essas antipartículas foram descobertas, a partir de sua produção em experimentos em laboratórios ou observados como partículas secundárias quando os raios cósmicos atingem a atmosfera.

Além de carregar números quânticos opostos como carga elétrica, partículas e antipartículas são idênticas em massa e interações.² Por exemplo, um átomo de hidrogênio é feito de um próton e um elétron. Se usarmos um antipróton e um antielétron, podemos formar um átomo de anti-hidrogênio. Tudo ao nosso redor, incluindo nossos “antieus”, poderia ser construído a partir da antimatéria, e o antiuniverso resultante seria indistinguível do Universo em que vivemos. Tanto quanto podemos dizer, é puramente uma “convenção” que denotamos o Universo em que vivemos como feito de matéria. Como Dirac apontou pela primeira vez, quando a antimatéria encontra sua contraparte de matéria, elas se aniquilam e se tornam fótons. Assim, se parte do Universo fosse feita de matéria enquanto outra parte fosse feita de antimatéria, poderíamos observar fótons energéticos sendo produzidos *a partir do processo de aniquilação*.

O fato de nunca termos observado nenhum objeto sendo aniquilado e se transformando em fótons energéticos na Terra, mostra que a Terra e tudo nela são feitos inteiramente de matéria. O fato de a espaçonave Apollo que transportava Neil Armstrong e Buzz Aldrin, que pousou na Lua em 1969, não ter sido imediatamente aniquilada também mostra que a Lua é feita de matéria. Como a Lua não tem campo magnético para desviar o vento solar feito de partículas carregadas,

¹ Isso emerge do trabalho de muitos físicos desde 1920 e um bom livro introdutório ao assunto é a Ref. [4].

² Existe uma pequena diferença para matéria e antimatéria para interações envolvendo a força fraca, que discutiremos na Seção 2.

e não está sendo aniquilada pelo vento solar emitido pelo Sol, podemos ter certeza de que o Sol é feito de matéria.³ Aplicando o mesmo argumento até o Universo observável, uma vez que não observamos esses fótons energéticos produzidos a partir da aniquilação matéria-antimatéria, podemos concluir que o Universo observável é feito inteiramente de matéria [5].

Para contextualizar esta questão, devemos agora mencionar duas descobertas importantes: a descoberta da expansão do Universo por George Lemaître em 1927 [6] e Edward Hubble em 1929 [7], e a descoberta de fótons de micro-ondas⁴ vindo de todas as direções no céu, por Arno Penzias e Robert Wilson em 1965 [8]. Voltando no tempo, o volume do Universo observável deve ser menor, enquanto a temperatura desses fótons será maior (imagine um gás esquentando à medida que seu volume se contrai) e, em algum momento, os fótons serão energéticos o suficiente para produzir pares de matéria e antimatéria. Se a quantidade de matéria e antimatéria forem exatamente iguais, à medida que o Universo esfria, podemos enfrentar uma aniquilação completa e ficar com um Universo “vazio”, composto apenas de fótons.⁵ O fato de o Universo observado ser feito inteiramente de matéria sugere que deveríamos ter tido mais matéria no Universo primordial, para evitar essa catástrofe de aniquilação ou, em outras palavras, nosso Universo deveria ter uma assimetria entre matéria e antimatéria.

Podemos apenas supor que o Universo começa com mais matéria do que antimatéria? Discutiremos na Seção 3 que o atual modelo de cosmologia, apoiado por observações, desfavorece esta explicação. A alternativa seria partir de uma quantidade igual de matéria e antimatéria e, durante a evolução cósmica, admitir que o Universo passou por um processo, conhecido como bariogê-

³ Enquanto estamos protegidos do vento solar pelos campos magnéticos da Terra, se o Sol fosse feito de antimatéria, quando o vento solar atingir a atmosfera superior, além de erodir nossa atmosfera, fótons energéticos mortais da aniquilação matéria-antimatéria também seriam produzidos.

⁴ Esses fótons têm comprimento de onda de cerca de 1 cm não muito longe daquele que usamos em nossos fornos de micro-ondas.

⁵ Discutiremos na Seção 3 que devido à expansão cósmica, a aniquilação deixará de ser eficiente em algum momento e ficaremos com uma quantidade muito pequena de matéria e antimatéria.

nese, para gerar mais matéria do que antimatéria. Veremos na Seção 4 que os cientistas determinaram a quantidade de matéria cósmica (bárions) com alta precisão enquanto, até o momento, não há nenhuma evidência definitiva de antimatéria cósmica (antibárions).

Na Seção 5, discutiremos os ingredientes necessários, conhecidos como condições de Sakharov, para gerar um Universo assimétrico entre matéria e antimatéria [9]. Veremos que, embora o MP contenha todos os ingredientes, eles não conseguem gerar a assimetria observada.

Finalmente, na Seção 6, discutiremos algumas possíveis modificações das teorias conhecidas e que poderiam dar origem a uma bariogênese bem-sucedida, sua conexão com outros quebra-cabeças abertos na física fundamental e se podem ser testadas por experimentos.

2 Duplicação das partículas fundamentais: a antimatéria

Vamos primeiro descrever duas das descobertas mais importantes no início do século 20: a teoria da relatividade (especial [10] e geral [11]) de Albert Einstein e a mecânica quântica (desenvolvida por Max Planck, Albert Einstein, Niels Bohr, Louis de Broglie, Erwin Schrodinger, Werner Heisenberg, Max Born e muitos outros).

Pela teoria da relatividade especial de Einstein, a massa m faz parte da energia E de uma partícula conforme a expressão

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4, \quad (1)$$

onde p é a magnitude do momento da partícula e c é a velocidade da luz. Portanto, dada uma energia $E \geq mc^2$, é possível criar uma partícula com massa m e, da mesma forma, uma quantidade de massa m também pode ser convertida em energia. Da eq. (1), a energia total é conservada quando um par matéria-antimatéria se aniquila ou é criado a partir de fótons. A teoria da relatividade geral de Einstein é uma teoria da gravidade que pode ser aplicada para descrever a expansão do Universo que discutiremos na Seção 3.

Na mecânica quântica, a energia de um sistema ligado vem apenas em valores discretos relacionados à constante de Planck h e, em particular, para a luz, Einstein descobriu que ela pode ser descrita

como uma partícula conhecida como fóton, cada uma carregando uma energia

$$E = \hbar\omega, \quad (2)$$

onde $\hbar = h/(2\pi)$ e $\omega = 2\pi\nu$, com ν sendo a frequência do fóton.⁶ Na mecânica quântica, a luz e as partículas são unificadas: a luz, que é descrita pelas equações de Maxwell como uma onda eletromagnética [12], também se comporta como uma partícula (o fóton) enquanto que, para qualquer partícula (mesmo um objeto macroscópico) com uma magnitude de momento p , um comprimento de onda λ é associado, dado pela relação de Broglie $\lambda = h/p$ [13]. Com esse ponto de vista unificado, faz sentido que um par matéria-antimatéria possa se aniquilar ou ser criado a partir de fótons.

Em 1928, Paul Dirac derivou sua famosa equação para descrever um elétron, a qual é consistente tanto com a teoria da relatividade especial de Einstein quanto com a mecânica quântica,⁷

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - I_{4\times 4}mc)\psi = 0, \quad (3)$$

onde m é a massa do elétron, γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) são as quatro matrizes de Dirac 4×4 , que satisfazem $\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = I_{4\times 4}$, sendo $I_{4\times 4}$ a matriz identidade, e as derivadas parciais no tempo e no espaço são dadas por $\partial_0 = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}$, $\partial_1 = \frac{\partial}{\partial x}$, $\partial_2 = \frac{\partial}{\partial y}$, e $\partial_3 = \frac{\partial}{\partial z}$. O importante é que ψ é um vetor de 4 componentes que descreve um elétron e um pósitron, cada um com dois estados de spin.

Observe que a eq. (3), na verdade, vale para qualquer partícula de spin 1/2 (o elétron é um exemplo), também conhecidas como férmions.⁸ Podemos escrever na base quiral

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad (4)$$

onde $\psi_{L(R)}$ é um vetor de duas componentes que denota um férmion quiral de mão esquerda (direita). Para um férmion sem massa ou relativístico (viajando perto da velocidade da luz em relação a nós), se medirmos seu spin ao longo de sua direção de movimento, ele será antiparalelo

⁶No vácuo, o comprimento de onda da luz é $\lambda = c/\nu$.

⁷Observe a presença de \hbar e c na mesma equação, que são as constantes da mecânica quântica e da teoria da relatividade, respectivamente.

⁸Um férmion é uma partícula de spin semi-inteiro, enquanto um bóson é uma partícula com spin inteiro.

(paralelo) à direção do movimento, ou seja, spin “para baixo” (“para cima”) para um férmion quiral de mão esquerda (direita). Portanto, o $\psi_{L(R)}$ de duas componentes descreve um férmion com spin “para baixo” (“para cima”) e um antiférmion com spin “para cima” (“para baixo”).

Na teoria quântica de campos, $\psi_{L(R)}$ torna-se um campo que descreve tanto o férmion quanto o antiférmion: $\psi_{L(R)}$ destrói um férmion quiral de mão-esquerda (direita) e cria um antiférmion quiral de mão-esquerda (direita); $\psi_{L(R)}^\dagger$ cria um férmion quiral de mão esquerda (direita) e destrói um antiférmion quiral de mão esquerda (direita).

A partir de agora, adotaremos as unidades naturais comumente usadas em física de partículas e cosmologia, estabelecendo $c = \hbar = k_B = 1$. Aqui, k_B é a constante de Boltzmann que relaciona temperatura e energia para um sistema em equilíbrio térmico $E \propto k_B T$. Em unidades naturais, da eq. (1), energia, momento e massa terão a mesma unidade. Da eq. (2), o tempo (e também o comprimento) terá unidade de energia inversa. Finalmente, a temperatura também terá unidade de energia. Para a energia, é conveniente usar a unidade eV (elétron-volt), que é a energia necessária para acelerar uma partícula com uma unidade de carga elétrica sob um potencial elétrico de um volt. Por exemplo, a massa de um bárion (próton ou nêutron) é cerca de 1 GeV, enquanto a massa de um elétron é cerca de 0,5 MeV.

Desde a concepção grega antiga, de que toda matéria é feita de entidades indivisíveis muito pequenas chamadas “átomo”, até as descobertas, no final do século 19 e início do século 20, de que um átomo é composto de elétrons e um pequeno e pesado núcleo constituído de prótons e nêutrons, parece emergir uma imagem bastante simples do que o Universo é feito. Hoje, sabemos que a composição da matéria comum no Universo é descrita por uma teoria quântica de campos conhecida como MP, com seu conteúdo de partícula dado na Tabela 1. Carga elétrica, número bariônico e número leptônico são conhecidos como números quânticos que caracterizam uma partícula. Todos os quarks carregam o número de bárions, enquanto os neutrinos e os léptons carregados (conhecidos coletivamente como léptons) carregam o número de léptons. A Tabela 1 mostra quase metade do conteúdo de partículas: todos os férmions e o W vêm com suas respectivas an-

tipartículas de números quânticos opostos. Por exemplo, um anti (quiral esquerdo) quark up , \bar{u}_L , tem carga elétrica $-2/3$ e número bariônico $-1/3$, enquanto um antineutrino do elétron, $\bar{\nu}_{eL}$, possui número leptônico -1 , e assim por diante. Todas essas partículas (e suas antipartículas) já foram observadas em laboratório, com as últimas tendo sido os bósons de Higgs, que foram produzidos no Grande Colisor de Hádrons (LHC, do inglês *large hadrons collider*) em 2012 [14, 15].

No MP, todos os quarks e antiquarks vêm em três “cores”⁹ e eles sentem a força forte mediada por oito glúons (g), enquanto apenas as partículas eletricamente carregadas sentem a força eletromagnética mediada pelos fótons (γ). Embora os férmions e antiférmions quirais de mão esquerda e direita interagem de forma idêntica sob as forças forte e eletromagnética, em 1956, Tsung-Dao Lee e Chen-Ning Yang propuseram que essa paridade (\mathcal{P}) poderia ser violada pela força fraca [16]. Um ano depois foi confirmado experimentalmente, por Chien-Shiung Wu e seus colaboradores, que \mathcal{P} é de fato quebrada no decaimento do cobalto-60 através da força fraca [17]. Agora está estabelecido que apenas os férmions quirais de mão-esquerda experimentam a força fraca mediada pelos bósons Z e W , portanto \mathcal{P} é violada ao máximo no MP. Veremos mais adiante, na Seção 5, que isso faz parte dos ingredientes da bariogênese.

A seguir vamos mencionar as leis de conservação. Em qualquer processo, a soma total de cada um dos três números quânticos (carga elétrica, número bariônico e número leptônico) deve permanecer a mesma antes e depois de uma interação. Por exemplo, para o decaimento de um quark top , $t_L \rightarrow b_L + \bar{e}_L + \nu_{eL}$, o estado inicial t_L tem uma carga elétrica $2/3$, um número bariônico $1/3$ e um número leptônico 0 , enquanto o estado final também tem uma carga elétrica (total) $-1/3 + 1 = 2/3$, número bariônico $1/3$ (transportado por b_L) e um número leptônico (total) $-1 + 1 = 0$ (transportado por \bar{e}_L e ν_{eL}). Crucialmente, os processos de produção e aniquilação do par matéria-antimatéria conservam os núme-

⁹Eles são rotulados de vermelho, verde e azul para distingui-los sob a ação da força forte, mas essa nomenclatura não tem nada a ver com as cores reais que vemos. De qualquer forma, na realidade, o número de quarks na Tabela 1 deve ser multiplicado por três.

Tabela 1: Conteúdo de partícula do MP com três números quânticos carregados pelas partículas: carga elétrica, número bariônico e número leptônico. Todos os quarks possuem três “cores” e sentem a força forte mediada pelos oito glúons g enquanto apenas as partículas que possuem cargas elétricas diferentes de zero sentem a força eletromagnética mediada pelo fóton γ . Apenas os férmions quirais de mão esquerda (com o subscrito “L”) sentem a força fraca mediada pelos bósons Z e W . O bóson de Higgs h interage diretamente com todas as partículas além de neutrinos, glúons e fótons. Usamos parênteses para denotar pares de férmions que obtêm suas respectivas massas do mecanismo de Higgs. Todos os férmions e W vêm com suas respectivas antipartículas com números quânticos opostos.

Nome	Símbolo	Spin	Carga Elétrica	Báron #	Lépton #
quarks tipo <i>up</i>	$(u_L, u_R), (c_L, c_R), (t_L, t_R)$	1/2	2/3	1/3	0
quarks tipo <i>down</i>	$(d_L, d_R), (s_L, s_R), (b_L, b_R)$	1/2	1/3	1/3	0
neutrinos	$\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}$	1/2	0	0	1
léptons carregados	$(e_L, e_R), (\mu_L, \mu_R), (\tau_L, \tau_R)$	1/2	-1	0	1
portadores de força neutra	γ, Z, g	1	0	0	0
portadores de força carregada	W	1	1	0	0
bóson de Higgs	h	0	0	0	0

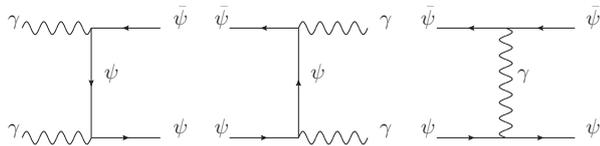


Figura 1: A criação (esquerda) e aniquilação (meio) de um par antiférmion-férmion eletricamente carregado. O diagrama à direita mostra a dispersão entre um $\bar{\psi}$ carregado e um ψ . Em todos esses processos, os números de bárions e léptons são conservados.

ros de bárions e léptons (além da carga elétrica)! Na Figura 1, o diagrama da esquerda mostra a criação de um par antiférmion-férmion eletricamente carregado, $\bar{\psi} - \psi$, a partir de dois fótons γ ; o diagrama do meio mostra a aniquilação de um par $\bar{\psi} - \psi$; e o diagrama à direita mostra a dispersão entre $\bar{\psi}$ e ψ carregados. Aqui ψ pode ser qualquer outro férmion eletricamente carregado da Tabela 1.¹⁰ Observe que em todos esses processos, os números totais de bárions e léptons não mudam do estado inicial para o final.

Podemos observar duas características interessantes na Tabela 1: 1) não há nenhum neutrino quiral de mão direita ν_R , e 2) os férmions podem ser agrupados em famílias de três, por exemplo, (u_L, c_L, t_L) , (e_R, μ_R, τ_R) e assim por diante.

A primeira característica leva a neutrinos sem massa no MP, o que está em contradição com o fenômeno de oscilação de neutrinos, descoberto em 1998 – 2002 e que indica massas de neutrinos

¹⁰Como os neutrinos são neutros, sua criação e aniquilação envolverão bósons Z em vez de fótons γ .

pequenas, da ordem de 0,1 eV (cerca de 10^{10} vezes mais leve que um bárion) [18–20] (veja também um artigo de revisão [21]). A origem da massa de neutrinos ainda é uma questão em aberto e, como veremos na Seção 6, pode estar conectado com o quebra-cabeça da assimetria matéria-antimatéria cósmica.

A segunda característica é conhecida como o enigma das famílias, ou sabores. O Universo é essencialmente constituído pela família mais leve: o elétron (e_L, e_R) e os quarks da primeira família (u_L, u_R, d_L, d_R) , que formam os prótons ($p \sim uud$) e os nêutrons ($n \sim udd$), onde usamos o símbolo \sim para denotar os quarks de composição e suprimimos o subscrito de quiralidade. A única diferença entre as famílias de férmions está em suas massas, com a segunda família sendo mais pesada que a primeira, e a terceira família sendo a mais pesada. Por exemplo, o férmion mais pesado é o quark *top*, com sua massa sendo cerca de 173 GeV (173 vezes mais pesado que um bárion). Os bósons Z e W , bem como todos os pares quirais de mão esquerda e direita de férmions (indicados entre colchetes na Tabela 1), exceto os neutrinos, obtêm suas respectivas massas do mecanismo de Brout–Englert–Higgs [22, 23].

O tempo de vida da segunda e terceira famílias de férmions é muito curto. Se produzidos em laboratório, ou a partir de fontes astrofísicas, eles decairão rapidamente em partículas mais leves. Por exemplo, o primo pesado do elétron, o múon μ decairá como $\mu_L \rightarrow e_L + \bar{\nu}_{eL} + \nu_{\mu L}$. Parece que não há razão para a existência desses

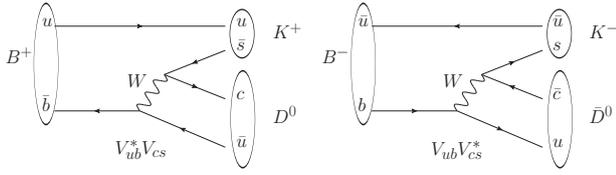


Figura 2: O processo $B^+ \rightarrow K^+ + D^0$ é diferenciado de $B^- \rightarrow K^- + \bar{D}^0$ devido ao número complexo $V_{ub}^*V_{cs}$ em fraco interação, levando à violação de \mathcal{CP} .

férmions mais pesados, mas em 1973, Makoto Kobayashi e Toshihide Maskawa estenderam o trabalho de Nicola Cabibbo com duas famílias [24] e descobriram que, com pelo menos três famílias, podemos diferenciar matéria e antimatéria através da força fraca, um efeito conhecido como violação de \mathcal{CP} [25]. Isso fornece uma explicação para o efeito de violação de \mathcal{CP} medido anteriormente, em 1964, no experimento liderado por James Cronin e Val Fitch [26]. Um exemplo de violação de \mathcal{CP} em decaimentos de mésons B^{11} é mostrado na Figura 2, onde surge uma diferença em $B^+ \rightarrow K^+ + D^0$ e o processo correspondente que envolve antipartículas, $B^- \rightarrow K^- + \bar{D}^0$, devido ao número complexo $V_{ub}^*V_{cs}$ que aparece na interação fraca.

A descoberta da violação de \mathcal{CP} nos dá esperanças para explicar a assimetria cósmica entre matéria e antimatéria. No entanto, como discutiremos na Seção 5, esse efeito no MP acaba sendo insuficiente para a bariogênese.

3 O universo em expansão

Em 1912, Henrietta Swan Leavitt descobriu que a distância de uma galáxia pode ser determinada com base na relação entre a luminosidade e o período das estrelas Cefeidas nas galáxias [27, 28]. Baseado na lei de Leavitt, Edward Hubble descobriu em 1929 que quanto mais longe uma galáxia está de nós, mais rápido ela está se afastando de nós [7]. (George Lemaître descobriu independentemente a expansão no início de 1927 [6].) Isso tem uma implicação muito importante: o Universo pode ter tido um começo. Se alguém retrocedesse a evolução do Universo no tempo, o volume do Universo diminuiria en-

¹¹Um méson é uma partícula composta por um quark e um antiquark, como aquelas representadas pelas linhas ovais na Figura 2.

quanto todo o material dentro dele se tornaria mais denso e mais quente e, eventualmente, poderíamos alcançar o início do Universo conhecido como *big bang*. Fazendo essa extrapolação, verifica-se que a idade do Universo é de cerca de 13,8 bilhões de anos [29].

Em qualquer direção do céu que observamos, a distribuição de galáxias parece a mesma, ou seja, isotrópica. Como não há razão para estarmos em qualquer posição especial no Universo, a distribuição das galáxias deve ser a mesma em todos os lugares, ou seja, homogênea. A observação da distribuição média de matéria para aglomerados de galáxias é consistente com um Universo homogêneo e isotrópico nesta escala [30]. A suposição de um Universo isotrópico e homogêneo em grande escala nos leva à solução da equação de Einstein (teoria da relatividade geral) conhecida como métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker,

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)d\vec{x}^2, \quad (5)$$

onde $a(t)$ é o fator de escala que descreve como o tamanho do Universo muda ao longo do tempo, e dt^2 e $d\vec{x}^2$ são respectivamente o quadrado do intervalo de tempo e a distância entre dois pontos próximos. A taxa de expansão do Universo, também conhecida como taxa de Hubble, é definida como

$$H \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt}. \quad (6)$$

A partir da equação de Einstein, a taxa de Hubble, assumindo um Universo plano, satisfaz a equação de Friedmann¹²

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho, \quad (7)$$

onde $G = 1/M_{\text{Pl}}^2$ é a constante gravitacional de Newton com, e $M_{\text{Pl}} = 1,22 \times 10^{19}$ GeV é a massa de Planck, enquanto ρ é a densidade de energia total do universo, que pode ser relacionada com a temperatura cósmica T . Para radiação (ou matéria relativística), a densidade de energia é proporcional a T^4 , enquanto que, para matéria não

¹²A observação atual é consistente com o fato de nosso Universo ser plano. No espaço bidimensional, um universo com curvatura zero será como uma superfície plana, um universo com curvatura negativa terá a forma de uma sela, enquanto que um universo com curvatura positiva será uma esfera. Apenas para uma curvatura positiva o volume do universo é finito.

relativística com massa m , sua densidade de energia é proporcional a T^3 . Conforme T aumenta, o fator T^3 vem do aumento da densidade numérica das partículas, enquanto que para a radiação um fator adicional de T vem de seu comprimento de onda sendo comprimido e, portanto, sua energia aumenta.

À medida que voltamos no tempo, a temperatura, a energia e as densidades numéricas das partículas aumentam. Voltando no tempo, quando o Universo tinha cerca de 380.000 anos, ele estava em uma temperatura na escala de eV. Nessa época, os átomos de hidrogênio estavam ionizados. Como os prótons e elétrons livres interagem com os fótons, os fótons não podiam viajar livremente, e o Universo era opaco. Durante a transição de hidrogênio ionizado para neutro, os fótons puderam viajar sem impedimentos, e o Universo tornou-se transparente. Hoje, esses fótons chegam à Terra através da radiação cósmica de fundo (CMB, sigla em inglês para *cosmic microwave background*), com seu comprimento de onda tendo sido desviado para o vermelho, devido à expansão cósmica, até a região de microondas, correspondente à temperatura de 2,7 K ou $2,3 \times 10^{-4}$ eV. (Essa radiação foi descoberta acidentalmente por Arno Penzias e Robert Wilson, em 1965 [8]).

Uma medição de precisão feita pelo satélite Planck revela que a temperatura desses fótons, em qualquer direção, é uniforme e com pequenas diferenças, da ordem de apenas 10^{-5} [29]. (Esta observação também é consistente com um Universo isotrópico e homogêneo.) Isso é surpreendente, pois os fótons de quaisquer dois pontos do céu, separados por um ângulo maior que 2° aproximadamente, não estiveram em contato causal na época da emissão da CMB e, por isso, não se espera que tenham a mesma temperatura. Isso é conhecido como “problema do horizonte”, pois regiões que não estão em contato causal (regiões fora do “horizonte” ou do alcance, mesmo com a velocidade da luz) não deveriam estar em equilíbrio térmico (tendo a mesma temperatura).

Uma solução elegante para o problema do horizonte, proposta independentemente por Alexei Starobinsky [31] e Alan Guth [32], é considerar que o Universo primordial passou por um período de expansão exponencial, conhecido como inflação cósmica. Portanto, nosso atual Universo ob-

servável começou dentro de um pequeno volume que estava em equilíbrio térmico e, em seguida, a região foi inflada por um fator de pelo menos e^{50} . A força motriz por trás da inflação é um campo escalar conhecido como ínflaton com uma densidade de energia quase constante na eq. (7) que junto com a eq. (6), resulta em uma solução na qual o tamanho do Universo está aumentando exponencialmente, $a(t) \propto e^{Ht}$. A inflação também explica dois outros enigmas cosmológicos: por que o Universo parece plano hoje¹³ e por que não vemos os monopolos que são previstos pelas Teorias da Grande Unificação.¹⁴ Após a inflação, os ínflatons decairão e gerarão um banho térmico de partículas do MP de certa temperatura, conhecida como temperatura de reaquecimento T_{RH} . A temperatura mais alta é fixada pela densidade de energia do campo ínflaton, enquanto T_{RH} pode ser muito menor se os ínflatons tiverem uma longa vida útil, ou seja, decaem muito lentamente. A seguir, discutiremos qual é o valor esperado para T_{RH} .

Desde o período em que a CMB se originou, se continuarmos voltando no tempo até quando o Universo tinha cerca de 10^{-2} s, com uma temperatura na escala de MeV, os elementos leves como o deutério (^2H), Hélio-3 (^3He), Hélio-4 (^4He) e Lítio-7 (^7Li) podem ser destruídos pelos fótons energéticos, retornando ao estado de prótons e nêutrons livres. Avançando no tempo, este é o período em que prótons e nêutrons se fundem para formar elementos leves, um período importante conhecido como *Big Bang Nucleosynthesis* (BBN), ou Nucleossíntese do *Big Bang* (veja o artigo sobre o tema nesta mesma Seção Temática dos Cadernos de Astronomia, ou o artigo de revisão [33]).

Em princípio, podemos continuar voltando no tempo até quando o Universo tinha cerca de 10^{-5} s de idade, com temperatura $T \sim \text{GeV}$, quente

¹³Mesmo se o Universo como um todo tivesse uma curvatura positiva ou negativa no início, depois da inflação, o Universo observável, que é uma pequena parte do todo, parecerá plano, análogo à Terra que parece plana para nós.

¹⁴Nas Teorias da Grande Unificação, as forças fortes, fracas e eletromagnéticas são unificadas em alta temperatura. Quando essas forças são diferenciadas (através da chamada quebra espontânea de simetria) à medida que o Universo esfria, objetos estáveis conhecidos como monopolos serão produzidos em abundância. Como não os vemos, uma explicação plausível é que a inflação os diluiu a um valor insignificante.

o suficiente para prótons e nêutrons se dissociarem em quarks livres. Um fenômeno interessante ocorre quando o Universo tem uma idade de 10^{-11} s com $T \sim 160$ GeV. Se a temperatura aumenta um pouco mais, a simetria eletrofraca seria restaurada e as forças eletromagnética e fraca seriam unificadas [34]. Neste momento, os quarks, léptons carregados, e os bósons Z e W perdem massa, assim como os fótons e glúons. Essa transição é conhecida como transição de fase eletrofraca e pode fazer parte dos ingredientes para a bariogênese que discutiremos na Seção 5.

Eventualmente, alcançamos um limite superior $T_{RH} \lesssim 10^{16}$ GeV resultante da não observação de ondas gravitacionais primordiais da inflação [35, 36]. E quanto ao limite inferior para T_{RH} ? Para ser consistente com a medição de elementos leves primordiais da BBN (veja a próxima seção), devemos ter $T \gtrsim$ MeV. Em resumo, após a inflação, a temperatura cósmica deve estar na faixa $1 \text{ MeV} \lesssim T_{RH} \lesssim 10^{16} \text{ GeV}$.

Voltando à questão do conteúdo de matéria e antimatéria do Universo. Após a inflação, o Universo fica momentaneamente vazio de partículas e qualquer assimetria inicial entre matéria e antimatéria deve ser diluída a uma quantidade insignificante. Em outras palavras, a inflação leva a um universo como uma lousa em branco. Como o Universo é aquecido até T_{RH} pelos decaimentos dos ínflatons, esperamos que matéria e antimatéria sejam produzidas e destruídas em pares de bárion-antibárions, e deve haver uma quantidade igual de bárions e antibárions a qualquer momento. À medida que a temperatura cai abaixo da massa do bárion, a produção do par será suprimida enquanto a aniquilação ainda poderá ocorrer.

Devido à expansão do Universo, quando a temperatura cósmica estiver em torno de $T \sim 20$ MeV, as densidades numéricas de bárions e antibárions serão tão baixas que nem mesmo a aniquilação poderá ocorrer. No final, obteremos um universo com uma quantidade igual de bárions e antibárions e, para cada par bárion-antibárion, teremos cerca de 10^{18} fótons. Veremos na próxima seção que isso está em total contradição com as observações, apontando para a necessidade de bariogênese após a inflação para gerar uma assimetria matéria-antimatéria.

4 Nosso Universo dominado por matéria

Como quantificamos quanto de matéria e antimatéria existe em um universo em expansão? Imaginemos uma caixa que se expande exatamente na mesma proporção que o Universo. Se houver N partículas do tipo i na caixa de volume a^3 e elas não se transformarem em outra coisa, apesar dessa densidade numérica $n = N/a^3$ diminuir conforme o volume da caixa a^3 aumenta, temos sempre $na^3 = N$ partículas do tipo i na caixa. Tal número também é conhecido como número “comóvel”. Agora, vamos definir a abundância da partícula i como

$$Y_i \equiv \frac{n_i}{s}, \quad (8)$$

onde n_i é a densidade numérica da partícula i e s é a densidade de entropia cósmica. Considerando uma caixa de volume a^3 , $n_i a^3$ é o número comóvel de i enquanto sa^3 é a entropia na caixa. Assumindo que a expansão seja adiabática, a entropia na caixa é constante e, se a partícula i não se transforma em outra coisa, então $n_i a^3$ também é constante, o que juntos implica que Y_i também é uma constante. Portanto, Y_i é uma quantidade muito útil que só mudará se a partícula i puder se transformar em outra coisa ou se a entropia não for conservada.

Como nosso interesse está na quantidade de matéria e antimatéria, vamos usar a eq. (8) para analisar as abundâncias de bárions b e antibárions \bar{b} ,¹⁵

$$Y_b = \frac{n_b}{s}, \quad Y_{\bar{b}} = \frac{n_{\bar{b}}}{s}, \quad (9)$$

Se bárions e antibárions estão se aniquilando em fótons, Y_b e $Y_{\bar{b}}$ diminuirão.

Outra maneira de avaliar a quantidade de matéria e antimatéria é compará-las com a densidade do número de fótons cósmicos,

$$\eta_b \equiv \frac{n_b}{n_\gamma}, \quad \eta_{\bar{b}} \equiv \frac{n_{\bar{b}}}{n_\gamma}. \quad (10)$$

No entanto, ao contrário da entropia, o número comóvel de fótons não é constante, pois pode aumentar, por exemplo, a partir da aniquilação da

¹⁵Como o Universo é observado como sendo eletricamente neutro, uma vez que saibamos a quantidade de bárions e antibárions, também saberemos a quantidade de elétrons e pósitrons. Mesmo neste caso, não podemos ter certeza sobre o número total de léptons e antiléptons, pois ainda não observamos neutrinos e antineutrinos remanescentes do *big bang*, o fundo cósmico de neutrinos.

matéria-antimatéria. Mesmo assim, para o valor medido hoje, pode-se converter a eq. (10) para a eq. (9), e vice-versa, usando a relação

$$\frac{s_0}{n_{\gamma 0}} = 7.039, \quad (11)$$

onde o subscrito “0” denota o valor hoje. Por exemplo, atualmente, $\eta_{b0} = Y_{b0} \times s_0/n_{\gamma 0}$.

Em seguida, vamos definir a assimetria bárion-antibárion, ou simplesmente assimetria bariônica, como

$$Y_{\Delta b} = Y_b - Y_{\bar{b}}. \quad (12)$$

Se começarmos com a mesma quantidade de bárions e antibárions $Y_{\Delta b} = 0$. Esta quantidade permanecerá zero se todos os processos conservarem o número de bárions: ou os estados inicial e final têm o mesmo número de bárions e/ou bárions e antibárions só podem ser criados ou destruídos em pares.

4.1 Nucleossíntese do big bang

A época mais antiga em que temos acesso experimental ao valor de Y_b está na medição da abundância primordial dos elementos leves (H, ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li) que foram produzidos a partir da BBN quando o Universo tinha cerca de 10^{-2} s de idade e com temperatura $T \sim \text{MeV}$ [33]. Durante este tempo, os únicos bárions disponíveis são prótons p e nêutrons n , ao mesmo tempo que eles podem ser convertidos entre si através de interações fracas: $n + \nu_e \leftrightarrow p + e$, $n + \bar{e} \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e$ e $n \leftrightarrow p + e + \bar{\nu}_e$. Eventualmente, todos os nêutrons serão capturados para formar os elementos leves. A densidade dos bárions é tão baixa que apenas reações de dois corpos podem competir com a taxa de expansão do Universo, como: $p + n \rightarrow ^2\text{H} + \gamma$, $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{H} + p$, $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + n$, $^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n$, $^2\text{H} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$, $\text{H}^3 \rightarrow ^3\text{He} + \bar{e} + \nu_e$ e assim por diante.

Aumentando a quantidade de bárions Y_b , há mais nêutrons para formar ^4He e menos ^2H . Como ^2H tem uma energia de ligação baixa e pode ser facilmente destruído, a medida da sua abundância fornece um limite superior para Y_b . O mesmo não vale para o ^3He , pois ele pode ser tanto destruído como produzido pelas estrelas. O ^7Li é mais complicado porque tem produção direta: $^3\text{H} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma$, e produção indireta:

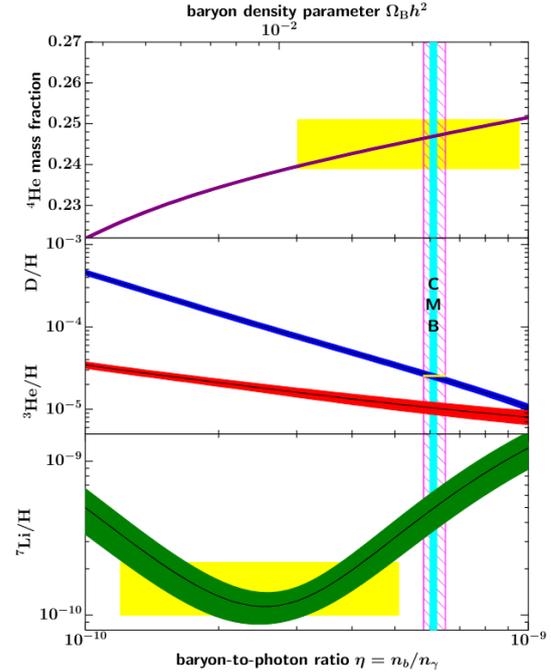


Figura 3: Previsão teórica da BBN comparada com medições. Figura de [38].

$^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ e, muito tempo depois, $^7\text{Be} + e \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$. Conforme Y_b aumenta, a produção de ^7Li aumenta através da produção direta, depois diminui através de $^7\text{Li} + p \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$ e, eventualmente, aumenta novamente através da produção indireta. Na teoria da BBN, a dependência da abundância primordial dos elementos leves com a quantidade de bárions é mostrada na Figura 3, onde as faixas amarelas indicam a quantidade observada de elementos leves. As medições indicam que [37]

$$Y_b^{\text{BBN}} = (8.72 \pm 0.27) \times 10^{-11}, \quad (13)$$

conforme mostrado pela faixa magenta sombreada na Figura 3. Da eq. (10), isso significa que para cada 10^9 fótons, temos cerca de um bárion. Na Figura 3, podemos ver uma tensão a ser resolvida, pois a quantidade de ^7Li observada é menor que o valor observado para o ^2H (D) e o ^4He .

4.2 Fundo cósmico de micro-ondas (CMB)

Os fótons da CMB que se originaram do período em que o Universo, com 380.000 anos, se tornou transparente, são observados em todas as direções com uma temperatura quase uniforme de 2.3×10^{-4} eV, onde as pequenas diferenças

de temperatura estão na ordem de 10^{-5} . Antes desse período, o plasma cosmológico é descrito como um fluido fóton-bárion onde os fótons fornecem a pressão e os bárions (e matéria escura)¹⁶ fornecem a gravidade, resultando em repetidas compressões e rarefações do plasma (como as oscilações de uma onda sonora). O principal efeito dos bárions adicionais é fornecer gravidade extra para aumentar as fases de compressão, resultando em maiores diferenças de temperatura em comparação com as fases de rarefação. A medição mais precisa deste efeito vem do satélite Planck em 2018, que dá [29]

$$Y_b^{\text{CMB}} = (8.70 \pm 0.06) \times 10^{-11}. \quad (14)$$

Este valor é indicado pela linha ciano na Figura 3. Aliás, a supressão da diferença de temperatura em escala menor também fornece a evidência de matéria escura, que equivale a cerca de cinco vezes a densidade de energia de bárions, $m_{\text{bárion}} Y_B^{\text{CMB}}$, onde $m_{\text{bárion}} \sim 1 \text{ GeV}$. (Nesta Seção Temática dos Cadernos de Astronomia há um artigo discutindo a CMB. Para um artigo de revisão mais técnica sobre a CMB, consulte [39].)

4.3 Antimatéria ausente

A concordância entre as determinações de Y_b nas eqs. (13) e (14) até o nível percentual, vindos de duas épocas diferentes do Universo (separadas por seis ordens de grandeza em temperatura) e de diferentes fenômenos, representa um dos maiores triunfos do modelo cosmológico padrão e do MP.

Na seção anterior, discutimos que, se o Universo começasse com uma quantidade igual de bárions e antibárions após a inflação, em torno de $T \sim 20 \text{ MeV}$, quando a aniquilação se tornaria ineficaz, acabaríamos com $Y_b = Y_{\bar{b}} \sim 10^{-19}$, devido à expansão cósmica. Isso é cerca de nove ordens de magnitude menor do que os valores medidos nas eqs. (13) e (14)! Além disso, onde estão os antibárions (antimatéria)?

Conforme mencionado na introdução, estamos confiantes de que a Terra, a Lua e o Sol são feitos de matéria. Como o vento solar não aniquilou nenhum outro planeta, podemos concluir

¹⁶Até agora as evidências para a existência de matéria escura são de origem puramente gravitacional, e não há evidências de que ela sinta as forças do MP e que deve ser distinguida dos bárions ou antibárions que estamos discutindo aqui.

que todo o sistema solar é feito de matéria. Em uma escala maior, vemos alguma antimatéria? Dentro de nossa galáxia, detectamos apenas uma pequena quantidade de antiprótons e pósitrons em raios cósmicos consistentes com sua origem secundária (por exemplo, $p + p \rightarrow 3p + \bar{p}$ e $p + p \rightarrow \bar{e} + p + \nu_e$). Até o momento, nenhum antinúcleo tão leve quanto partículas anti-²D, anti-³He ou anti-⁴He foram detectados.¹⁷ A não observação de fótons de alta energia produzidos a partir da aniquilação de próton-antipróton exclui objetos com misturas de matéria-antimatéria até a escala de aglomerados de galáxias. Limites observacionais em contribuições anômalas ao fundo cósmico difuso de raio gama e à CMB implicam em nenhuma quantidade significativa de antimatéria, excluindo uma quantidade igual de matéria e antimatéria em nosso Universo observável [5].

Em resumo, todas as evidências até agora dizem que hoje $Y_{b0} \sim 10^{-10}$ enquanto $Y_{\bar{b}0} \ll Y_{b0}$. Portanto, vivemos em um Universo dominado por matéria (bárions) e há uma assimetria de bárions cósmica. Se não houver nenhum processo que viole o número de bárions ($Y_{\Delta b}$ é conservado) até a temperatura $T \gg \text{GeV}$, quando o Universo estava quente o suficiente para deixar de produzir bárions e antibárions em abundância, deveríamos ter

$$Y_{\Delta b}(T \gg \text{GeV}) = Y_{\Delta b0} \sim 10^{-10}. \quad (15)$$

Neste momento, bárions e antibárions são tão abundantes quanto os fótons $n_b \sim n_{\bar{b}} \sim n_\gamma$ o que significa que para cada 6×10^7 pares bárion-antibárion, temos cerca de um excesso de bárion. Este excesso “minúsculo” é tudo o que é necessário para evitar que a catástrofe de aniquilação termine num Universo dominado por matéria.

Como argumentamos na Seção 3, com a inflação, definir uma assimetria bariônica como uma condição inicial não é viável, pois o Universo é uma lousa em branco após a inflação. A consistência com as observações da BBN e CMB requer que o Universo tenha um limite inferior na temperatura de reaquecimento $T_{\text{RH}} \gtrsim 5 \text{ MeV}$ [41]. Por outro lado, temos um limite superior $T_{\text{RH}} \lesssim 10^{16}$

¹⁷O Espectrômetro Magnético Alfa na Estação Espacial Internacional parece detectar algum anti-³He e, se for verdade, será difícil explicar tal medida com fontes astrofísicas, o que leva a algumas explicações mais exóticas [40].

GeV oriundo da não observação de ondas gravitacionais primordiais da inflação [35, 36].

Em resumo, após a inflação, começamos com um ambiente dominado por radiação e o Universo, em alguma temperatura inicial T_{RH} com assimetria bariônica inicial zero $Y_{\Delta b}(T_{RH}) = 0$. Então a bariogênese deve ocorrer para gerar $Y_{\Delta b} \sim 10^{-10}$ na janela

$$5 \text{ GeV} \lesssim T \lesssim 10^{16} \text{ GeV}. \quad (16)$$

Há muito espaço para a bariogênese ocorrer!

5 Como cozinhar um Universo dominado por matéria?

Em 1967, Andrei Sakharov apontou os três ingredientes necessários para a bariogênese [9]:

1. *Violação do número de Bárions.* Gerar $Y_{\Delta b} \neq 0$ a partir de $Y_{\Delta b} = 0$, processo que altera o número bariônico, é claramente necessário.
2. *Violação de \mathcal{C} e \mathcal{CP} .* Existe uma sutileza de que \mathcal{C} muda uma partícula para sua antipartícula (com os números quânticos opostos e, para um férmion, também sua quiralidade) enquanto a combinação \mathcal{CP} mudará a quiralidade de um férmion de volta devido à ação de \mathcal{P} . Para ilustrar isso, vejamos o exemplo a seguir. Assumindo que X é uma partícula real $X = \bar{X}$ (como o bóson Z) que pode decair em bárions e antibárions quirais de mão esquerda e direita. Para obter uma assimetria de bárions, a taxa de decaimento para bárions e antibárions deve ser diferente:

$$\begin{aligned} & \Gamma(X \rightarrow b_L b_L) + \Gamma(X \rightarrow b_R b_R) \\ & \neq \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_L \bar{b}_L) + \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_R \bar{b}_R). \end{aligned} \quad (17)$$

Por um lado, se \mathcal{C} é conservado, $\Gamma(X \rightarrow b_L b_L) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_R \bar{b}_R)$ e $\Gamma(X \rightarrow b_R b_R) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_L \bar{b}_L)$ e não produziremos excesso de bárions sobre antibárions. Por outro lado, se \mathcal{CP} é conservado, $\Gamma(X \rightarrow b_L b_L) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_L \bar{b}_L)$ e $\Gamma(X \rightarrow b_R b_R) = \Gamma(X \rightarrow \bar{b}_R \bar{b}_R)$ e, novamente, não produziremos tal excesso.

3. *Condição fora de equilíbrio.* Se bárions e antibárions estiverem em equilíbrio a uma temperatura T , eles seguirão uma distribuição de espaço de fase de equilíbrio dada por

$$f_{b, \bar{b}} = \frac{1}{e^{-\frac{\sqrt{p^2 + m_b^2} \mp \mu_b}{T}} + \xi}, \quad (18)$$

onde consideramos as massas de bárion e antibárion iguais, $m_b = m_{\bar{b}}$, para uma teoria quântica de campos consistente [42], e os potenciais químicos para bárion e antibárion têm sinais opostos, $\mu_{\bar{b}} = -\mu_b$, devido ao rápido processo de aniquilação e criação $b\bar{b} \leftrightarrow \gamma\gamma$. Para férmions, $\xi = 1$, temos a conhecida distribuição de Fermi-Dirac e para bósons, $\xi = -1$, a distribuição de Bose-Einstein. Agora, se as interações que violam o número de bárions (a primeira condição de Sakharov) também estão em equilíbrio, então o equilíbrio químico entre bárions e antibárions resultará em $\mu_b = 0$. Nesse caso, bárions e antibárions têm exatamente a mesma distribuição de espaço de fase e, portanto, a mesma densidade numérica, ou seja, nenhum excesso de bárions sobre antibárions.

Em seguida, vamos ver como o MP e o modelo cosmológico padrão se saem na bariogênese. Em 1976, Gerald 't Hooft mostrou que o MP quebra os números de bárions e léptons devido à característica não trivial da força fraca, onde o seguinte tipo de processo se torna possível [43]

$$\begin{aligned} (u_L u_L d_L) + e_L & \rightarrow (\bar{c}_L \bar{c}_L \bar{s}_L) + \bar{\mu}_L \\ & + (\bar{t}_L \bar{t}_L \bar{b}_L) + \bar{\tau}_L, \end{aligned} \quad (19)$$

onde, para facilitar a leitura, agrupamos os quarks. Comparando os estados inicial e final, vemos que há uma mudança de números de bárions e léptons em três unidades. Ele mostrou ainda que este processo é suprimido por 10^{-160} , ou seja, muito pequeno para ser observado hoje [43]. Então, em 1985, Valentin Kuzmin, Valery Rubakov e Mikhail Shaposhnikov descobriram que se a temperatura for alta, $T \gtrsim 100$ GeV, esse processo se torna muito eficiente [44]. Essas duas importantes descobertas teóricas abrem um novo caminho para a bariogênese dentro do MP, que deve ocorrer na temperatura $T \gtrsim 100$ GeV.

Como discutimos na Seção 2, apenas os férmions quirais de mão esquerda, mas não os férmions quirais de mão direita, sentem a força fraca e, portanto, a paridade \mathcal{P} é violada ao máximo. Como a ação de \mathcal{C} muda um férmion para um antiférmion junto com sua quiralidade, ela também é violada ao máximo pela interação fraca. A violação de \mathcal{CP} no MP, que surge devido aos quarks de três famílias, depende apenas de uma única fase de Kobayashi-Maskawa [25] e acaba sendo suprimida demais (por pelo menos nove ordens de magnitude) para a bariogênese, devido as pequenas massas dos quarks [45, 46].

Dentro do MP, um afastamento do equilíbrio térmico pode ocorrer durante a transição de fase eletrofraca (quando os férmions carregados e os bósons de calibre fracos se tornam massivos) por volta de $T \sim 160$ GeV [34]. Para uma condição fora de equilíbrio, a transição de fase deve ser de primeira ordem (como condensação de vapor para formar água líquida ou formação de gelo dentro de água líquida), o que requer que a massa do bóson de Higgs seja menor que 70 GeV [47, 48]. Esta possibilidade foi descartada pela descoberta em 2012 do bóson de Higgs h com massa de 125 GeV [14, 15].

No modelo cosmológico padrão, existe outra possibilidade interessante devido à expansão cósmica. Se a taxa de um processo for lenta em comparação com a taxa de expansão cósmica (Hubble), ela estará fora de equilíbrio. Essa será uma consideração importante para a próxima seção, quando discutirmos a nova física da bariogênese.

Em resumo, o MP contém todos os três ingredientes para a bariogênese. Pode-se fazer uso do primeiro ingrediente da violação do número bariônico (e leptônico) se a bariogênese ocorrer na temperatura $T \gtrsim 100$ GeV. Quanto ao segundo ingrediente, a violação de \mathcal{C} e \mathcal{CP} , isso exigirá modificação ou extensão do MP para aumentar a violação de \mathcal{CP} . Finalmente, pode-se estender o MP para alcançar a transição de fase eletrofraca de primeira ordem ou introduzir novos processos físicos que não atinjam o equilíbrio térmico devido à expansão cósmica.

6 Nova física para a bariogênese

Lendo até aqui, devemos estar bastante convencidos de que o MP e/ou o modelo cosmoló-

gico padrão devem ser estendidos pela nova física para uma bariogênese bem-sucedida. Para se ter uma bariogênese eletrofraca bem sucedida, com base na transição de fase eletrofraca, é necessária uma nova fonte de violação de \mathcal{CP} e uma modificação no setor de Higgs para obter uma transição de fase eletrofraca de primeira ordem (veja o artigo de revisão [49]). Essas modificações são interessantes, pois: 1) uma nova fonte de violação de \mathcal{CP} pode dar origem a um momento de dipolo elétrico potencialmente mensurável para elétrons, prótons, nêutrons e outros núcleos mais pesados.¹⁸ 2) Ao medir as propriedades do bóson de Higgs com precisão pode-se descobrir desvios das previsões do MP ou mesmo descobrir novos bósons leves!

Além da bariogênese eletrofraca, existem muitas outras ideias fantásticas [51]. Não vamos tocar nelas, mas vamos nos concentrar em uma ideia atraente que conecta elegantemente os quebra-cabeças da assimetria cósmica de bárions e da minúscula massa do neutrino. Em 1986, Masataka Fukugita e Tsutomu Yanagida propuseram um cenário conhecido como leptogênese que permite uma bariogênese viável e a geração de uma minúscula massa de neutrinos [52].

Como vimos na Tabela 1, está faltando um ν_R . Acontece que, ao introduzir pelo menos duas famílias de ν_R , alguns dos neutrinos do MP podem adquirir uma massa minúscula de escala 0,1 eV (consistente com experimentos de oscilação de neutrinos), enquanto a bariogênese, através da leptogênese, pode ocorrer através dos decaimentos de ν_R , mais comumente denotado como N . Esta adição não é apenas “esteticamente” atraente, mas sua existência também é apoiada por uma teoria mais fundamental: três famílias de N são necessárias na Teoria da Grande Unificação (GUT, do inglês *Grand Unified Theory*) SO(10).¹⁹

¹⁸Para ter um momento de dipolo elétrico diferente de zero, \mathcal{CP} deve ser violado. A violação de \mathcal{CP} no MP dá origem a um efeito muito pequeno, por exemplo, a previsão do MP para o momento de dipolo elétrico do elétron ainda é várias ordens de magnitude menor do que mostra o experimento mais sensível já realizado até 2022 [50].

¹⁹Curiosamente, o título do artigo seminal [52] é “Bariogênese sem Grande Unificação” que se refere a uma GUT SU(5) onde há uma dificuldade para a bariogênese. A GUT SO(10) foi mencionada posteriormente na conclusão.

Ao introduzir N com massa M , agora temos os seguintes novos processos:

$$N \rightarrow \nu_{\ell L} + h, \quad N \rightarrow \ell_L + h^+, \quad (20)$$

e os processos conjugados \mathcal{CP}

$$N \rightarrow \bar{\nu}_{\ell L} + \bar{h}^0, \quad N \rightarrow \bar{\ell}_L + h^-, \quad (21)$$

onde $\ell = \{e, \mu, \tau\}$ pode denotar qualquer uma das famílias leptônicas enquanto em $T \gtrsim 100$ GeV, o bóson de Higgs do MP consiste em dois campos complexos: o h^0 neutro e h^\pm carregado. Observe que não escrevemos uma barra sobre N , pois ela tem uma massa Majorana, o que torna sua identidade indistinguível entre partícula e antipartícula quando a temperatura não é muito maior que sua massa.²⁰

Para que as forças fortes, fracas e eletromagnéticas se unam na GUT SO(10), a massa M de N deve estar em torno de 10^{14} GeV. Isso explica muito bem a minúscula massa do neutrino através do mecanismo de gangorra [53–56],

$$m_\nu \sim \lambda \frac{v^2}{M}, \quad (22)$$

onde $v = 174$ GeV é o valor esperado do campo de Higgs no vácuo, enquanto λ é uma matriz complexa²¹ que controla a força dos novos processos mostrados nas eqs. (20) e (21).

Vamos agora descrever como a bariogênese ocorre. Das eqs. (20) e (21), já que apenas $\nu_{\ell L}$ e ℓ_L carregam o número leptônico, os processos de decaimento violam o número leptônico. Como λ é complexo, os processos eqs. (20) e (21) não ocorrerão no mesmo ritmo, violando \mathcal{CP} (a segunda condição de Sakharov). Se a magnitude $|\lambda|$ for suficientemente pequena para que a taxa de decaimento N seja lenta em comparação com a taxa de expansão cósmica, o decaimento fora do equilíbrio ocorrerá em $T \ll M$, quando processos inversos (como $\ell_L + h^+ \rightarrow N$) forem suprimidos, e uma assimetria líquida de léptons sobreviverá

²⁰A massa Majorana é proibida para todos os férmions do MP além dos neutrinos para não violar a conservação de carga elétrica. Ao introduzir N com massa de Majorana, os neutrinos do MP irão adquirir uma pequena massa de Majorana, como veremos em breve.

²¹Com três famílias de neutrinos, esta é uma matriz complexa 3×3 que foi medida pelos experimentos até a escala geral e as fases dos números complexos.

(a terceira condição de Sakharov).²² Se todos esses processos ocorrerem em $T \gtrsim 100$ GeV, o processo de violação do número de bárions e léptons na eq. (19) será eficiente para converter a assimetria leptônica em uma assimetria bariônica (a primeira condição de Sakharov). Curiosamente, combinando a eq. (22) com a escala de massa de neutrinos medida nos experimentos de oscilação de neutrinos [57,58], a taxa de decaimento N está quase no ponto ideal para leptogênese.

Dois importantes descobertas experimentais fornecerão um forte suporte para a leptogênese: 1) Se a fase que viola \mathcal{CP} for medida como sendo diferente de zero em experimentos de oscilação de neutrinos; 2) se for observado o decaimento beta duplo sem neutrinos, onde um núcleon decai emitindo dois elétrons sem nenhum neutrino, o que implica em uma violação do número leptônico [59]. Embora haja algum indício de violação de \mathcal{CP} no experimento T2K [60], fenômenos de decaimento beta duplo sem neutrinos não têm sido observados.

Com o avanço nas frentes experimental e teórica, é bastante esperançoso que possamos determinar em um futuro próximo a razão pela qual o nosso Universo é dominado por matéria.

Agradecimentos

O autor agradece o apoio financeiro parcial da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) por meio dos projetos de número 2019/11197-6 e 2022/00404-3, e Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq) por meio do projeto de número 407149/2021-0. Ele também agradece o apoio do ICTP-Trieste Associates Programme (2023-2028) onde o artigo foi escrito. Finalmente, ele agradece a Gabriel de Oliveira Aragão por sua leitura cuidadosa e seus comentários deste manuscrito.

Sobre o autor

Chee Sheng Fong (sheng.fong@ufabc.edu.br) possui graduação em Física e Matemática pela

²²Se tivermos mais ℓ_L de $N \rightarrow \ell_L + h^+$ então, se o processo inverso $\ell_L + h^+ \rightarrow N$ for permitido, o excesso será apagado.

Michigan Technological University (2005), mestrado (2007) e doutorado (2011) em Física pela Stony Brook University, EUA. Foi pesquisador de Pós-doutorado no Laboratori Nazionali di Frascati - INFN, Itália (2011 - 2013) e no Departamento de Física Matemática da Universidade de São Paulo (2013-2017). Atualmente é Professor Adjunto da Universidade Federal do ABC (UFABC). Tem experiência na área de física de partículas com ênfase em física do universo primitivo (bariogênese, leptogênese e matéria escura), física além do modelo padrão e física de neutrinos.

Referências

- [1] P. A. M. Dirac, *The quantum theory of the electron*, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **117**, 610 (1928).
- [2] P. A. M. Dirac, *Quantised singularities in the electromagnetic field*, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **133**(821), 60 (1931).
- [3] C. D. Anderson, *The positive electron*, *Phys. Rev.* **43**, 491 (1933).
- [4] M. E. Peskin e D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory* (Addison-Wesley, Reading, USA, 1995).
- [5] A. G. Cohen, A. De Rujula e S. L. Glashow, *A matter - antimatter universe?*, *Astrophys. J.* **495**, 539 (1998). [ArXiv:astro-ph/9707087](#).
- [6] G. Lemaitre, *A homogeneous universe of constant mass and growing radius accounting for the radial velocity of extragalactic nebulae*, *Annales Soc. Sci. Bruxelles A* **47**, 49 (1927).
- [7] E. Hubble, *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **15**, 168 (1929).
- [8] A. A. Penzias e R. W. Wilson, *A measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s*, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
- [9] A. D. Sakharov, *Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5**, 32 (1967).
- [10] A. Einstein, *On the electrodynamics of moving bodies*, *Annalen Phys.* **17**, 891 (1905).
- [11] A. Einstein, *The foundation of the general theory of relativity*, *Annalen Phys.* **49**(7), 769 (1916).
- [12] J. C. Maxwell, *A dynamical theory of the electromagnetic field*, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.* **155**, 459 (1865).
- [13] L. V. P. R. de Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, *Annals Phys.* **2**, 22 (1925).
- [14] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716**, 1 (2012). [ArXiv:1207.7214](#).
- [15] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716**, 30 (2012). [ArXiv:1207.7235](#).
- [16] T. D. Lee e C.-N. Yang, *Question of parity conservation in weak interactions*, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [17] C. S. Wu et al., *Experimental test of parity conservation in β decay*, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [18] Super-Kamiokande Collaboration, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998). [ArXiv:hep-ex/9807003](#).
- [19] SNO Collaboration, *Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001). [ArXiv:nuc1-ex/0106015](#).
- [20] SNO Collaboration, *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002). [ArXiv:nuc1-ex/0204008](#).

- [21] M. C. Gonzalez-Garcia e M. Maltoni, *Phenomenology with massive neutrinos*, *Phys. Rept.* **460**, 1 (2008). [ArXiv:0704.1800](#).
- [22] F. Englert e R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964).
- [23] P. W. Higgs, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [24] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays*, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [25] M. Kobayashi e T. Maskawa, *CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction*, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [26] J. H. Christenson et al., *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [27] H. S. Leavitt, *1777 variables in the magellanic clouds*, *Harvard Obs. Annals* **60**, 87 (1908).
- [28] H. S. Leavitt e E. C. Pickering, *Periods of 25 variable stars in the small magellanic cloud*, *Harvard Obs. Circ.* **173**, 1 (1912).
- [29] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [30] J. Yadav et al., *Testing homogeneity on large scales in the Sloan Digital Sky Survey Data Release One*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **364**, 601 (2005). [ArXiv:astro-ph/0504315](#).
- [31] A. A. Starobinsky, *Spectrum of relict gravitational radiation and the early state of the universe*, *JETP Lett.* **30**, 682 (1979).
- [32] A. H. Guth, *Inflationary universe: a possible solution to the horizon and flatness problems*, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981).
- [33] G. Steigman, *Primordial nucleosynthesis: successes and challenges*, *Int. J. Mod. Phys. E* **15**, 1 (2006). [ArXiv:astro-ph/0511534](#).
- [34] M. D'Onofrio, K. Rummukainen e A. Tranberg, *Sphaleron rate in the minimal standard model*, *Phys. Rev. Lett.* **113**(14), 141602 (2014). [ArXiv:1404.3565](#).
- [35] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. X. Constraints on inflation*, *Astron. Astrophys.* **641**, A10 (2020). [ArXiv:1807.06211](#).
- [36] BICEP/Keck Collaboration, *Improved constraints on primordial gravitational waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck observations through the 2018 observing season*, *Phys. Rev. Lett.* **127**(15), 151301 (2021). [ArXiv:2110.00483](#).
- [37] B. D. Fields et al., *Big-Bang nucleosynthesis after Planck*, *JCAP* **03**, 010 (2020), [Erratum: *JCAP* 11, E02 (2020)]. [ArXiv:1912.01132](#).
- [38] Particle Data Group, *Review of particle physics*, *PTEP* **2020**(8), 083C01 (2020).
- [39] W. Hu e S. Dodelson, *Cosmic microwave background anisotropies*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **40**, 171 (2002). [ArXiv:astro-ph/0110414](#).
- [40] V. Poulin et al., *Where do the AMS-02 antihelium events come from?*, *Phys. Rev. D* **99**(2), 023016 (2019). [ArXiv:1808.08961](#).
- [41] P. F. de Salas et al., *Bounds on very low reheating scenarios after Planck*, *Phys. Rev. D* **92**(12), 123534 (2015). [ArXiv:1511.00672](#).
- [42] O. W. Greenberg, *CPT violation implies violation of Lorentz invariance*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 231602 (2002). [ArXiv:hep-ph/0201258](#).
- [43] G. 't Hooft, *Symmetry breaking through Bell-Jackiw anomalies*, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8 (1976).
- [44] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov e M. E. Shaposhnikov, *On the anomalous electroweak baryon number nonconservation in the early universe*, *Phys. Lett. B* **155**, 36 (1985).

- [45] M. B. Gavela et al., *Standard model CP violation and baryon asymmetry*, *Mod. Phys. Lett. A* **9**, 795 (1994). [ArXiv:hep-ph/9312215](#).
- [46] P. Huet e E. Sather, *Electroweak baryogenesis and standard model CP violation*, *Phys. Rev. D* **51**, 379 (1995). [ArXiv:hep-ph/9404302](#).
- [47] K. Kajantie et al., *A non-perturbative analysis of the finite- T phase transition in $SU(2) \times U(1)$ electroweak theory*, *Nucl. Phys. B* **493**, 413 (1997). [ArXiv:hep-lat/9612006](#).
- [48] M. Laine e K. Rummukainen, *What's new with the electroweak phase transition?*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **73**, 180 (1999). [ArXiv:hep-lat/9809045](#).
- [49] D. E. Morrissey e M. J. Ramsey-Musolf, *Electroweak baryogenesis*, *New J. Phys.* **14**, 125003 (2012). [ArXiv:1206.2942](#).
- [50] T. S. Roussy et al., *A new bound on the electron's electric dipole moment* (2022). [ArXiv:2212.11841](#).
- [51] G. Elor et al., *New ideas in baryogenesis: a snowmass white paper*, in *Snowmass 2021* (2022). [ArXiv:2203.05010](#).
- [52] M. Fukugita e T. Yanagida, *Baryogenesis without grand unification*, *Phys. Lett. B* **174**, 45 (1986).
- [53] P. Minkowski, $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 10^9 Muon Decays?, *Phys. Lett. B* **67**, 421 (1977).
- [54] R. N. Mohapatra e G. Senjanovic, *Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation*, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 912 (1980).
- [55] S. L. Glashow, *The future of elementary particle physics*, *NATO Sci. Ser. B* **61**, 687 (1980).
- [56] M. Gell-Mann, P. Ramond e R. Slansky, *Complex spinors and unified theories*, *Conf. Proc. C* **790927**, 315 (1979). [ArXiv:1306.4669](#).
- [57] I. Esteban et al., *The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations*, *JHEP* **09**, 178 (2020). [ArXiv:2007.14792](#).
- [58] *NuFIT 5.2: Three-neutrino fit based on data available in November 2022*. Disponível em <http://www.nu-fit.org/?q=node/12>, acesso em ago. 2023.
- [59] V. Cirigliano et al., *Neutrinoless double-beta decay: a roadmap for matching theory to experiment* (2022). [ArXiv:2203.12169](#).
- [60] The T2K Collaboration, *Constraint on the matter-antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations*, *Nature* **580**(7803), 339 (2020), [Erratum: *Nature* 583, E16 (2020)]. [ArXiv:1910.03887](#).

A física da radiação cósmica de fundo em micro-ondas

Luiz Filipe Guimarães

Universidade Federal do Espírito Santo

Resumo

A radiação cósmica de fundo em micro-ondas é um dos principais observáveis da cosmologia desde a sua descoberta. Ela permite a investigação do cosmos desde seus primeiros instantes: do universo primordial, passando pela época de sua formação, e até os dias atuais. Conseguimos extrair de suas propriedades estatísticas traços deixados por todas as épocas do universo. Neste artigo, iremos detalhar como a radiação de fundo foi prevista, detectada, e como sua análise fornece as melhores descrições do universo no passado e no presente.

Abstract

The cosmic microwave background radiation is one of the main observables of cosmology since its discovery. It allows the investigation of the cosmos from its first moments: from the primordial universe, through the epoch of its formation, and to the present time. We can extract, from its statistical properties, traces from all epochs of the universe. In this review, we detail how the background radiation was predicted, detected, and how its analysis provides the best descriptions of the past and present universe.

Palavras-chave: cosmologia, universo primordial, radiação cósmica de fundo.

Keywords: cosmology, primordial universe, cosmic microwave background.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41639](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41639)

1 Introdução

A radiação cósmica de fundo em micro-ondas (RCFM, também referida no inglês, *cosmic microwave background radiation*, CMB)¹ é a luz mais antiga que conseguimos observar no universo. Hoje detectada em maior potência na faixa do espectro em micro-ondas [1, 2], a CMB surgiu quando o universo deixou de ser opaco, como resultado dos fótons se libertando da interação com elétrons e bárions extremamente quentes do universo primordial. Àquele momento, os fótons encontravam-se principalmente na frequência do infravermelho.

A observação da CMB permite a análise sobre como o universo surgiu e também como evoluiu. Conseguimos extrair informações sobre os primeiros instantes do universo, antes mesmo da formação da CMB, passando pelas diferentes fases de evolução do universo até os dias atuais. Sua descoberta em 1964, por Arno Penzias e Robert Wilson [1], fortaleceu e, ao mesmo passo, instaurou

dúvidas à respeito do modelo de *big bang* quente para o universo primordial. Recentemente, através de colaborações e satélites recentes, como o Planck [3], a análise da CMB inaugurou a nova era da cosmologia de alta precisão, permitindo obter os valores de parâmetros cosmológicos à precisões nunca antes alcançadas [4].

Neste artigo de revisão, primeiramente introduzimos a história da descoberta da CMB, começando pela evolução da cosmologia após o advento da Teoria da Relatividade Geral. Destacamos a criação do modelo de *big bang* quente, que levou às previsões a respeito da existência da CMB. A fim de entendermos tais previsões, e o porquê da CMB ser observada na faixa de micro-ondas, precisamos entender alguns conceitos. Primeiramente, apresentamos a chamada radiação de corpo negro. Em seguida, demonstramos o porquê de fótons não se propagarem livremente no começo do universo, e a física por detrás do desvio para o vermelho cosmológico, que modifica a frequência dessa luz até os dias de hoje. Por fim, fechamos a Seção 2 com as previsões feitas ao longo da década de 40 utilizando os conceitos

¹A partir de agora, usaremos o acrônimo CMB para nos referirmos à radiação cósmica de fundo em micro-ondas

apresentados.

Na sequência, na Seção 3, discorremos sobre a descoberta da CMB por Penzias e Wilson, e sobre os subsequentes avanços nas observações utilizando satélites em órbita da Terra: as missões COBE [5], WMAP [6] e Planck [3,7]. Concluímos essa seção do texto com as perspectivas futuras, e com são as missões e telescópios em desenvolvimento, sejam na superfície ou em órbita.

Por fim, na Seção 4, detalhamos a física do que vemos na CMB: como os fótons se propagam no universo, como carregam informações a respeito de suas condições iniciais (os detalhes do universo primordial), e como essa propagação pelo cosmos é modificada devido às características do universo (os parâmetros cosmológicos). É através da evolução do espectro primordial da CMB que conseguimos calcular a abundância (ou seja, a quantidade) de matéria bariônica, matéria escura e energia escura presentes no universo.

2 Teoria e previsão

2.1 Histórico

Antes de detalharmos os cálculos necessários para entendermos a produção da CMB, apresentemos o contexto da cosmologia nas primeiras décadas do século XIX. Em 1915, Albert Einstein publicou a Teoria da Relatividade Geral (RG) [8–10], unindo sua Teoria da Relatividade Restrita à Gravitação, e demonstrando que o espaço-tempo é uma entidade única e que pode ser deformada. Einstein mostrou que a gravidade é justamente o resultado da deformação do espaço-tempo por corpos massivos e energia (ou seja, devido a curvatura do espaço-tempo). Dentre suas previsões estavam diversos efeitos que fugiam à gravitação newtoniana, como a precessão do periélio de Mercúrio, já observada por séculos, mas cujo valor correto só pôde ser obtido com o advento da RG. De forma semelhante, a RG permitiu o cálculo correto para a deflexão da luz devido a corpos massivos, também já prevista por Newton e calculada (no contexto da Gravitação Newtoniana) por Johann Soldner. Esse efeito foi confirmado [11] poucos anos após a publicação da RG, em 1919, através do eclipse solar de 29 de maio ocorrido naquele ano. Duas expedições para observação do eclipse foram capitaneadas

por Arthur Eddington: uma para a Ilha do Príncipe, na costa ocidental da África, e uma para Sobral, no Ceará, onde obteve-se os melhores resultados para o desvio da luz devido ao Sol [12].

Do ponto de vista teórico, os anos subsequentes à publicação da RG foram igualmente prolíficos. Já em 1916, a primeira solução das equações de campo da RG foram obtidas por Karl Schwarzschild [13]. A solução de Schwarzschild é válida apenas para o vácuo, externo a uma distribuição de massa estática e esfericamente simétrica.

Nesse período, a avanço da Cosmologia também foi marcante, e acompanhou suas primeiras previsões matematicamente fundamentadas. Até então, muito se discutia a respeito de como o universo se comportava. A descrição mais aceita à época era a de um universo estático: tudo nele presente sempre existiu, da forma como observado. O espaço-tempo, portanto, não deveria crescer, contrair ou evoluir de qualquer forma. O próprio Albert Einstein era preponente de tal modelo. Em 1917, ele desenvolveu seu modelo de universo estático baseado na RG [14], com a necessidade de adição um certo termo às equações de campo, denominado constante cosmológica, graficamente representada pela letra grega Λ .² Esta adição era necessária para que o universo estático fosse solução das equações de Einstein.

Entretanto, em 1922, Alexander Friedmann [15] obteve corretamente como deveria ser o espaço-tempo de um universo dotado de matéria com densidade de energia e pressão. Friedmann demonstrou que o universo evolui, expande, indo de encontro ao que previa a teoria do universo estático. Poucos anos depois, em 1927, Georges Lemaître, sem conhecimento dos trabalhos de Friedmann, chegou às mesmas conclusões [16]. De forma similar, nos Estados Unidos, Howard Robertson em 1928 [17] e Arthur G. Walker em 1936 [18] também calcularam qual deveria ser o comportamento do espaço-tempo do universo. Hoje, conhecemos a métrica (descrição do espaço-tempo) do universo como a métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker,

²Veremos adiante que a constante cosmológica, na verdade, não torna o universo estático, mas acelera seu crescimento. Ela é peça fundamental no modelo cosmológico padrão atual, o modelo Λ CDM, onde CDM significa *cold dark matter*, ou matéria escura fria.

FLRW.³

O modelo do universo de Friedmann é um universo que expande, e as primeiras observações desse fenômeno foram obtidas por Lemaître em 1927, e logo depois por Edwin Hubble, em 1929. Ambos constataram que nebulosas extragaláticas distantes afastavam-se de nós de tal maneira que, quanto mais distante a estrela, maior a sua velocidade de afastamento.⁴ A matéria no universo (em larguíssima escala, ou seja, grandes distâncias) seria distribuída de forma homogênea (mesma densidade) e isotrópica (independente de direção). A lei de Hubble-Lemaître, que descreve a velocidade de expansão do universo, é imediatamente recuperada admitindo-se homogeneidade e isotropia. Essas condições sobre o universo em largas escalas, exigindo-se homogeneidade e isotropia, configuram o chamado Princípio Cosmológico [20, 21].

Se o universo hoje está crescendo, com os objetos nele presentes afastando-se um dos outros de forma isotrópica, o modelo de Friedmann então prevê que o universo jovem era muito pequeno, denso e quente. Ademais, prevê um início singular para o tempo, em $t = 0$, quando o tamanho do universo seria zero e diversas de suas características, como temperatura e curvatura, seriam infinitas. Esse comportamento, com a presença de uma singularidade, era severamente questionado, em especial por adeptos de outra teoria desenvolvida ao longo da metade do século, a do universo de estado estacionário (do inglês, *steady state*). Dentre seus principais preponentes estava o físico inglês Fred Hoyle. Em abril de 1949, em um programa de rádio da BBC, Hoyle cunhou, de forma irônica, o comportamento do universo de Friedmann como um *big bang* (uma grande explosão) [22], termo esse que vingou e é como muitos, até os dias de hoje, conhecem o modelo proveniente da solução de Friedmann.⁵

³Em 2022 comemorou-se o centenário das descobertas de Friedmann, motivo pelo qual ao volume 3, número 1 do *Cadernos de Astronomia* de 2022, foi dedicado à data comemorativa e às pesquisas sobre a evolução do universo. Uma tradução do artigo seminal de Friedmann também foi publicada nessa referida edição [19]. E, nesta presente edição do *Cadernos de Astronomia*, o artigo original de Lemaître foi traduzido para o português pela primeira vez.

⁴Na época, ainda não se havia estabelecido o conceito de galáxias além da Via Láctea, e as demais galáxias no universo eram conhecidas como nebulosas, com dimensões muito diferentes de uma galáxia padrão.

⁵Infelizmente, no imaginário coloquial, o termo *big*

Desta forma, o universo de Friedmann passou a ser conhecido como modelo de *big bang* quente. Apesar das críticas de Hoyle e demais preponentes do universo em *steady state*, o modelo era amplamente analisado pela comunidade científica da época, tendo diversos defensores. Entre seus principais nomes e responsáveis pela previsão da existência da radiação cósmica de fundo devido ao modelo de *big bang*, destacam-se o físico russo George Gamow, os físicos norte-americanos Ralph A. Alpher, Robert C. Hermann e Robert H. Dicke. Os três primeiros, ao final da década de 1940, publicaram, independentemente e em colaboração, diversos trabalhos [23–27] a respeito da síntese dos núcleos atômicos pelo universo primordial e suas consequências.

Nas próximas seções, explicamos mais profundamente os fenômenos físicos que, em conjunto, baseiam as previsões feitas a respeito da existência da radiação cósmica de fundo em micro-ondas, a CMB.

2.2 Radiação de corpo negro

Os períodos de criação de matéria bariônica (Bariogênese) e a subsequente produção dos núcleos atômicos mais leves (Nucleossíntese) resultaram em fótons remanescentes, que seriam detectáveis até os dias atuais.⁶ Como veremos a seguir, esses fótons estiveram em constante interação com elétrons e bárions, portanto o universo era opaco. Dizemos assim que essa radiação teria um espectro de corpo negro.

Denomina-se “corpo negro” um objeto que reemite toda a luz que ele recebe, de forma não reflexiva – e por isso negro, por não refletir a luz. No começo do século XIX, Max Planck resolveu um dos principais problemas da física clássica,⁷ que

bang é levado ao pé da letra, e muitos acreditam que este evento foi, de fato, uma explosão. Apesar de ser um período muito quente e com partículas extremamente energéticas, o que hoje chamamos de *big bang* não foi uma fase explosiva.

⁶A Seção Temática deste mesmo número dos CdA contém com artigos que se dedicam à explicação desses dois importantes fenômenos do universo primordial.

⁷Anos antes, Wilhelm Wien já havia desenvolvido, por argumentos termodinâmicos, uma lei que descrevia razoavelmente bem a radiação de corpo negro [28]. Era uma boa descrição qualitativa do espectro de corpo negro, mas encontrava uma pequena diferença numérica para os valores experimentais.

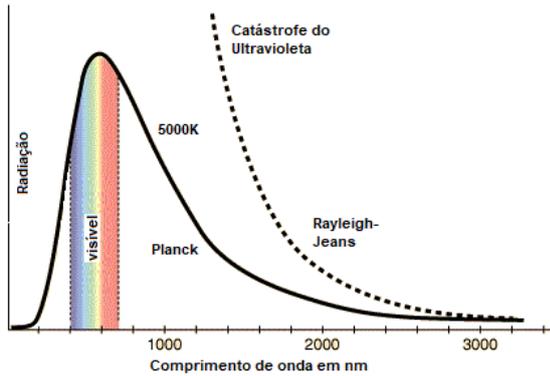


Figura 1: Espectro de corpo negro determinado pela Lei de Planck, em comparação com previsão da Lei de Rayleigh-Jeans, para um corpo negro a 5000 K. Observamos que um corpo negro a essa temperatura emite mais luz na faixa do visível. Modificado, créditos à [Dmitri Pogorian](#).

era o denominado catástrofe do ultravioleta [29].⁸ Seguindo a lei de Rayleigh-Jeans, prevalente até então, um corpo negro deveria reemitir cada vez mais luz para comprimentos de onda cada vez menores (em direção ao ultravioleta), em um comportamento divergente. Planck introduziu o conceito de “quantização” da energia que poderia ser emitida em radiação eletromagnética, ou seja, a energia só poderia ser emitida com certos valores específicos. A lei de Planck, então, demonstra que o espectro da luz de corpo negro não é divergente para comprimentos de onda pequenos, apresentando um valor máximo, e com isso uma grande equivalência com resultados de laboratório. Para grandes comprimentos de onda, a lei de Rayleigh-Jeans ainda é válida, no entanto, para pequenos comprimentos de onda, o espectro se comporta conforme a Lei de Planck,

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (1)$$

onde $B_\nu(T)$ é a densidade de radiação do objeto a uma frequência ν dada uma temperatura do corpo T , h é a constante de Planck, c a velocidade da luz e k a constante de Boltzmann. Vemos um exemplo da radiação de um corpo negro a 5000 K na Fig. 1, comparando com a Lei de Rayleigh-Jeans.

É possível encontrar diversos exemplos de radiação de corpo negro na natureza. O brilho

⁸Uma tradução do artigo original encontra-se disponível no volume 4, n° 1 (2023) do *Cadernos de Astronomia* [30].

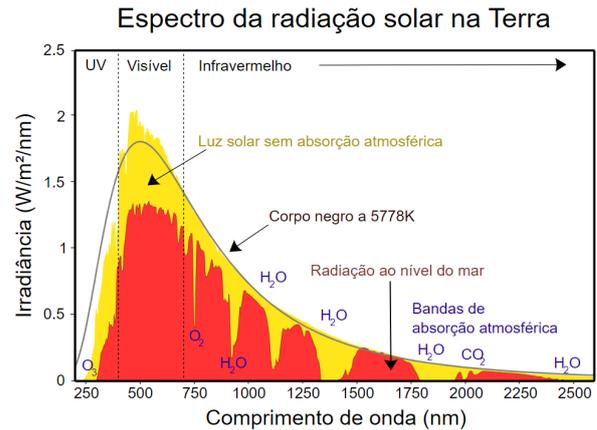


Figura 2: Espectro da luz solar, em amarelo, e o espectro que atinge a superfície, em vermelho, após absorção pela atmosfera. O espectro segue a Lei de Planck para uma temperatura de $T = 5778$ K. Créditos: Robert A. Rohde, via [Wikimedia Commons](#).

de uma barra de metal aquecida, o espectro de uma estrela, ambos seguem a distribuição esperada da lei de Planck. O espectro da luz solar, Fig. 2, a menos da absorção pela atmosfera, é aproximadamente um espectro de corpo negro com frequência máxima na faixa do verde/verde-azulado, $\lambda \approx 500$ nm.

2.3 Recombinação e último espalhamento

O universo primordial, muito quente e denso, não permitia que fótons se propagassem livremente: sempre interagiam com prótons e, em especial, com elétrons, no chamado Espalhamento Thomson [21]. Em outras palavras, comportava-se como um corpo negro, porque todos os fótons nele presentes eram absorvidos e então reemitidos. Por milhares de anos, no entanto, tal reemissão era logo seguida de absorções e reemissões subsequentes.

Inclusive, muitos desses elétrons não estavam isolados no universo: faziam parte de átomos de hidrogênio. Os fótons primordiais superavam em número os bárions em aproximadamente dois bilhões para um. Ou seja, tais átomos de hidrogênio mantinham-se neutros por pouco tempo, porque que eram constantemente ionizados por fótons a 13,6 eV, extremamente numerosos.⁹

Podemos calcular o livre caminho médio dos fótons $\lambda_{l.c.m.}$, e por consequência sua taxa de es-

⁹Um elétron-Volt é uma medida de energia, onde $1 \text{ eV} = 1,60218 \times 10^{-19} \text{ J}$

palhamento Γ , em função do *redshift* observado,¹⁰

$$\lambda_{l.c.m.} = \frac{1}{X_e n_b \sigma_T a} \quad (2)$$

$$\Gamma = \frac{c}{\lambda_{l.c.m.}} = X_e n_b \sigma_T a c, \quad (3)$$

onde X_e é a fração de ionização do universo e n_b a densidade numérica de bárions. σ_T é a seção de choque do espalhamento Thomson, avaliada em $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$. Quando o universo está totalmente ionizado, que era o caso na época, temos que $X_e = 1$ e $n_b = n_e = n_{b,0}/a(t)^3$, onde $n_{b,0}$ é a densidade numérica de bárions hoje, avaliada em $n_{b,0} = 0,22 \text{ m}^3$, e $a(t)$ é o fator de escala do universo no tempo t .

À medida que o universo se expandiu, sua densidade diminuiu, permitindo que esses fótons remanescentes colidissem cada vez menos com elétrons, ao mesmo tempo permitindo que cada vez mais átomos de hidrogênio neutro sobrevivessem. Consideramos os fótons propagando livremente quando sua taxa de espalhamento Γ se torna inferior taxa de expansão do universo, $H(t)$. Ou seja, quando o espaço-tempo estiver crescendo mais rápido do que fótons e elétrons podem espalhar – o universo cresce tanto que os fótons não alcançam outros elétrons. A partir desse momento, átomos de hidrogênio deixam de ser ionizados, mantendo-se neutros. Chamamos esse período de recombinação.¹¹

Como podemos ver através de (3), a taxa de espalhamento dos fótons Γ depende de quão ionizado estava o hidrogênio no universo X_e . Conforme mencionado, havia muito mais fótons do que hidrogênio/bárions no universo, em número. Portanto, mesmo com a temperatura média dos fótons abaixo da energia de ionização do hidrogênio, muitos fótons com 13,6 eV de energia persistiam. A temperatura média do universo precisou reduzir consideravelmente para chegar-se a época da recombinação.

Podemos calcular o tempo de último espalhamento dos fótons através da equiparação entre função de Hubble-Lemaître, que descreve a expansão do universo. Os detalhes precisos fogem

¹⁰O *redshift* z é definido através do fator de escala, (4).

¹¹Esse período recebeu esse nome, um pouco controverso, por ser quando elétrons e prótons finalmente puderam se combinar novamente, sem sofrer de quase imediata ionização subsequente, para enfim formar hidrogênio neutro.

ao objetivo deste artigo, porém recomendamos ao leitor mais interessado as referências [20, 21]. A conclusão desses cálculos fornece o valor de tempo aproximado de 350.000 anos. O universo, nessa época, tinha uma temperatura aproximada de 3.000 K, correspondente a uma energia média dos fótons de 0,323 eV e, como visto anteriormente, a emissão desses fótons seguiu um espectro de corpo negro. Portanto, seu máximo de emissão aconteceu por volta de um comprimento de onda de $\lambda \approx 1.000 \text{ nm} = 1 \mu\text{m}$, i.e. na faixa do infravermelho.

Os fótons, então livres, formam a chamada superfície de último espalhamento.¹² Essa é a “imagem” da radiação de fundo como observamos. Os fótons propagaram livremente até serem detectados por nossas antenas, satélites e telescópios (veja Fig. 9 para o imageamento mais recente, do Planck [2]).

2.4 Redshift cosmológico

A radiação de fundo é observada principalmente na faixa de micro-ondas, ou seja, a uma frequência muito diferente da qual tinha em seu último espalhamento. É justamente a expansão do universo a responsável por essa mudança.

Podemos entender esse fenômeno partindo de um exemplo cotidiano. O movimento relativo entre objeto emissor e observador ocasiona na discrepância entre frequência de som emitida e a frequência observada. Por exemplo, quando um carro se movimenta em nossa direção, ouvimos seu som em um tom mais agudo. À medida que o carro aproxima-se de nós, ele também está mais próximo do som recém-emitido. Ou seja, comprimento de onda é reduzido (observador B, parte inferior da Fig. 3). De forma contrária, quando o carro afasta-se de nós, também afasta-se das ondas sonoras emitidas em nossa direção, o que aumenta o comprimento de onda e torna o som mais grave (observador A, parte inferior da Fig. 3). Para o motorista do carro, no entanto, a frequência sonora se mantém inalterada (caso estacionário, caso superior da Fig. 3). Esse é o chamado Efeito Doppler.

A luz também sofre desse efeito. Fontes emis-

¹²Na verdade, eles formam uma camada, porque os fótons não sofreram seus últimos espalhamentos exatamente ao mesmo tempo.

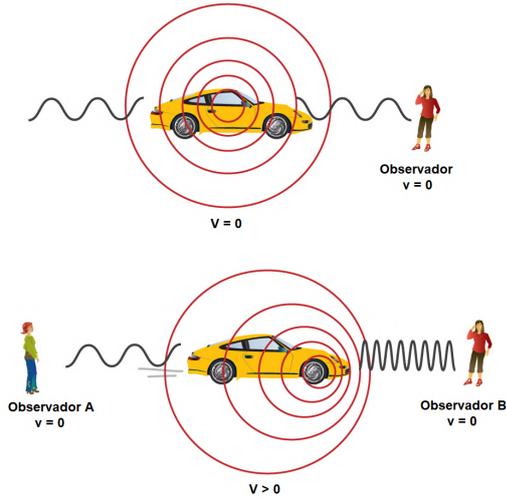


Figura 3: Esquemática do Efeito Doppler para ondas sonoras. *Superior:* fonte estacionária, observador à direita. *Inferior:* Movimento do carro em direção ao observador B, à direita, aproximando-se, enquanto afasta-se do observador A. Créditos: NASA/SSU/Aurore Simonnet.

sonoras de luz que se aproximam de um observador são então observadas à uma frequência maior, ou seja, sua luz é medida com comprimento de onda menor do que o emitido. Similarmente, se uma fonte luminosa afasta-se do observador, a luz é medida com comprimento de onda maior. Utilizando a faixa do espectro visível, dizemos que a luz sofre um desvio para o azul (menores comprimentos de onda) quando a distância relativa entre emissor e observador reduz, e sofre um desvio para o vermelho (maiores comprimentos de onda) quando a distância relativa aumenta.

O universo está crescendo, e objetos distantes de nós estão afastando-se cada vez mais. Portanto, pelo efeito Doppler, o comprimento de onda emitido será esticado. O desvio para o vermelho cosmológico é, então, nada mais que o efeito Doppler devido à expansão do universo. Por isso a alcunha de “cosmológico”, pela origem desse afastamento.

A expressão do desvio para o vermelho cosmológico z é dada por [20]

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} = 1 + \frac{a(t_0)}{a(t_e)} = \frac{1}{a(t_e)}, \quad (4)$$

λ_0 é o comprimento de onda observado hoje, $a(t_0) = 1$ o fator de escala hoje, $a(t_e)$ o fator de escala do universo quando a luz foi emitida e λ_e o comprimento de onda na emissão. Vemos en-

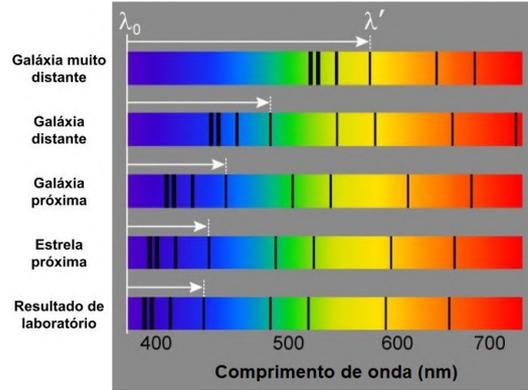


Figura 4: Exemplo de espectro de emissão observado para diferentes fontes. De cima para baixo, partindo desde distâncias maiores, e portanto maior velocidade de recessão em comparação a observação na Terra: galáxias muito distantes, galáxias distantes, galáxias próximas, estrelas próximas, e o resultado da emissão pelo átomo em questão em um laboratório. O comprimento de onda da linha de referência, do resultado de laboratório, é modificado até λ' , devido à recessão da galáxia muito distante. Vemos que as linhas movem-se em direção aos comprimentos de onda referentes à cor vermelha. Modificado, créditos: Jet Propulsion Laboratory / California Institute of Technology.

tão que o comprimento de onda da luz aumenta conforme o fator de escala aumenta, de forma praticamente proporcional. À época do último espalhamento, o fator de escala do universo era aproximadamente 1100 vezes menor do que ele é hoje, ou seja, $z \simeq 1100$ e por consequência o comprimento de onda da luz foi esticado em 1100 vezes. De fato, observamos isso: a luz saiu do infravermelho, $\lambda_e \simeq 1 \mu\text{m}$, para o micro-ondas, $\lambda_0 \simeq 1 \text{ mm}$.

Como mencionado anteriormente, Lemaître e Hubble detectaram esse comportamento para estrelas fora de nossa galáxia. Essas medidas puderam ser feitas justamente por causa do chamado desvio para o vermelho cosmológico: a luz das estrelas em questão foi observada com um comprimento de onda maior do que o original (de emissão). Podemos inferir esse desvio através da movimentação das linhas de absorção no espectro da luz dessas estrelas. Quanto mais rápida a velocidade de afastamento, maior é o desvio para o vermelho, ou seja, as linhas de emissão/absorção são deslocadas para comprimentos de onda maiores (frequências menores), como indicado na Fig. 4.

Salientamos que a expansão das distâncias en-

tre corpos celestes é válida apenas para objetos no chamado fluxo de Hubble, em grandes escalas. Para objetos próximos em escalas cosmológicas, a expansão do universo não se faz presente: a distância entre Terra e Sol não é modificada por este motivo, assim como distâncias dentro da Via Láctea ou até mesmo dentro do Aglomerado de Virgem, onde nossa galáxia está situada.

2.5 Previsão

Resumindo: o universo jovem, em seus primeiros 350 mil anos, era muito denso e quente. Os fótons ainda eram energéticos o suficiente para constantemente ionizarem átomos de hidrogênio e não conseguiam propagar livremente para regiões mais distantes, pois logo interagiam com elétrons próximos. Quando a taxa de expansão do universo venceu a taxa de espalhamento Thomson entre fótons e elétrons, houve a recombinação do hidrogênio neutro, e os fótons passaram a propagar livremente. O universo deixou de ser opaco, e por esse motivo a luz foi emitida com espectro de corpo negro. Conforme o universo expandiu, a luz, que foi emitida principalmente na faixa do infravermelho (temperatura do universo na faixa de 3000 K), sofreu desvio para o vermelho cosmológico, tendo seu comprimento de onda esticado.

Alpher, Gamow e Hermann publicaram diversos artigos sobre o tema, contendo diferentes previsões para a temperatura presente de tal radiação. As estimativas variavam entre $T = 4,8$ K e $T = 50$ K [24, 26, 27, 31–33]. Vale lembrar que a temperatura da CMB é a mesma temperatura do universo atual.

Os valores previstos já indicavam que essa radiação emitida pelo universo jovem, nos dias de hoje, deveria ser observada em maior amplitude na faixa de micro-ondas. No entanto, apesar de conhecidos e debatidos na época, tais resultados ficaram “dormentes” na comunidade científica da época, devido à pouca confiança na detecção de tal sinal de radiação de fundo. Apenas na década de 60 que os resultados de Gamow e colaboradores foram recuperados, justamente com a descoberta da CMB.

3 Observações

3.1 Histórico - Penzias & Wilson

A antena corneta de Holmdel,¹³ cidade situada no estado de Nova Jérsei, EUA, foi construída pelo Bells Labs para atuar em conjunto com os satélites Echo, com o objetivo de amplificar a transmissão de sinais de rádio [34, 35]. Devido ao lançamento do satélite Telstar, que tornou o Echo obsoleto, decidiu-se pela reutilização da antena por outros cientistas. Uma das propostas, capitaneada por Robert Wilson e Arno Penzias, ambos cientistas do Bell Labs, tinha como objetivo a detecção de sinais de rádio de origem extragaláctica

Em 1964, com a antena em funcionamento, resultados inesperados foram obtidos. Um ruído, na faixa de comprimento de onda de $\lambda \sim 7,35$ cm, estava sendo detectado e não era possível reduzi-lo de nenhuma forma [1]. Penzias e Wilson redirecionavam a antena para outras direções, mas o ruído mantinha-se presente. Até mesmo um ninho de pombos, que haviam alojado-se na antena, foi retirado.¹⁴ A antena foi devidamente sanitizada mas o ruído persistia.¹⁵

Na tentativa de entender o porquê dessa radiação de fundo estar sendo captada, Penzias e Wilson entraram em contato com o grupo de cosmologia de Princeton, liderado por Robert H. Dicke. Nessa época, Dicke e colaboradores estavam investigando o universo à época da recombinação [36]. Sem ciência dos resultados do grupo de Gamow de anos anteriores, também concluíram que radiação na faixa de micro-ondas deveria existir como fundo cosmológico nos dias atuais.

Desta forma, Penzias, Wilson e Dicke chegaram em acordo de que o ruído detectado pela antena era nada mais nada menos do que a CMB, apresentando uma temperatura de aproximadamente 3,5 K [1]. As previsões de Gamow et al. mostraram-se corretas, dentro da margem de erro

¹³Em inglês é conhecida como *Holmdell Horn Antenna* e leva esse nome devido ao seu formato. Em português também é conhecida como antena do tipo corneta piramidal.

¹⁴Em uma nota triste, tais pombos foram mortos pelos cientistas, em uma tentativa de evitar que o problema se repetisse.

¹⁵Curiosamente, as antenas de TV analógicas também conseguem captar parte dessa radiação de fundo: Cerca de 1% da estática dessas TVs é oriunda da CMB.

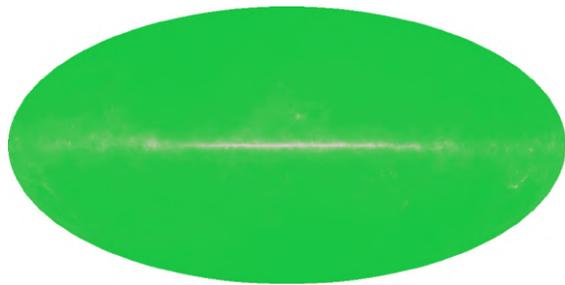


Figura 5: Reconstrução do mapa da CMB, a partir de dados originais obtidos por Penzias e Wilson. Mapa feito pela colaboração WMAP [6]. O disco galáctico, no dentro da imagem, emite radiação em micro-ondas, que contamina o mapa total. Em verde, tem-se a temperatura uniforme medida em 1964.

deste experimento. O universo de hoje é repleto de fótons que sofreram seu último espalhamento na época da recombinação, tendo sofrido desvio para o vermelho de origem cosmológica deste então até sua observação.

As medidas de Penzias e Wilson podem ser vistas na Fig. 5. O comprimento de onda dessa luz, como pode ser visto, foi detectado como sendo totalmente isotrópico, ou seja, independente de direção no céu. Claro, este resultado é válido quando ignoramos a contaminação pelo centro da galáxia (a tênue faixa cinza presente ao longo do equador de Fig. 5, que está em coordenadas galácticas). A descoberta da CMB rendeu a Penzias e Wilson o Prêmio Nobel em Física de 1978.¹⁶

3.2 Primeiras missões - COBE e WMAP

A partir da descoberta da CMB, missões desenhadas especificamente para observação dessa radiação de fundo foram desenvolvidas. A primeira delas, de 1989, foi o COBE (do inglês *COsmic Background Explorer* – Explorador do Fundo Cósmico) [5, 37], em funcionamento até 1993. Montado em satélite em órbita do planeta, assim como experimentos mais recentes, o COBE consistia de três instrumentos.

O DMR (do inglês *Differential Microwave Radiometer* – Radiômetro Diferencial de Micro-ondas), era o responsável pela detecção da CMB [38]. Tinha como objetivo as medições de flutuações do brilho da CMB, ou seja, detecção das

¹⁶Mais precisamente, metade do prêmio foi para os dois, enquanto a outra metade foi para o físico russo Pyotr Leonidovich Kapitsa, da área de matéria condensada de baixas temperaturas.

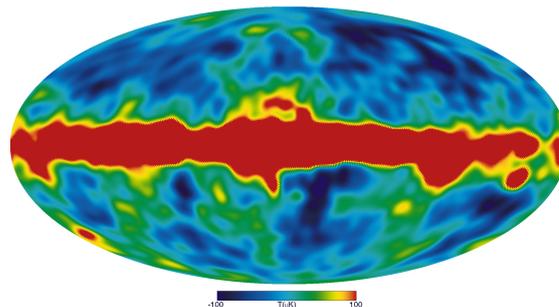


Figura 6: Mapa da CMB medido pelo COBE [37]. Nota-se as primeiras flutuações de temperatura, da ordem de 10^{-3} K. No centro da imagem, em vermelho, vemos a contaminação devido ao disco galáctico da Via Láctea.

flutuações na temperatura da radiação. Já o DIRBE (do inglês *Diffuse Infrared Background Experiment* – Experimento do Fundo Difuso de Infravermelho) tinha como objetivo a detecção da radiação cósmica de fundo no infravermelho, produzida pelas primeiras estrelas do universo [39].

Além do desses, o COBE continha também um instrumento para medição completa do espectro da CMB, o FIRAS (do inglês *Far Infrared Absolute Spectrophotometer* – Espectrofotômetro absoluto no Infravermelho distante). O aparato consistia em um interferômetro de Michelson, dotado de uma referência de espectro de corpo negro [40]. Sua sensibilidade era na faixa de comprimento de onda do infravermelho (como seu nome sugere), de 0,1 mm a 10 mm.

Os resultados do COBE foram de extrema importância para o entendimento do universo primordial. Pela primeira vez, foram vistas anisotropias da temperatura da CMB. Verificou-se que ela não é completamente homogênea, ao contrário do previsto na teoria do *big bang* quente (veja Fig. 6).¹⁷ Tais anisotropias na temperatura medidas pelo DRM/COBE foram da ordem de 1 parte por 10^5 Kelvin.

O FIRAS também foi bem sucedido, confirmando o espectro de corpo negro da CMB, de temperatura $2,725 \pm 0,002$ K, e com um desvio do corpo negro inferior a 0,03% [40], Fig. 7. No tocante ao espectro, o modelo de *big bang* quente provou-se correto.

Proposto em 1995 e lançado em 2001, o WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* – Prova

¹⁷Uma análise mais detalhada dos problemas associados ao modelo de *big bang* quente será feita na seção 4.1.

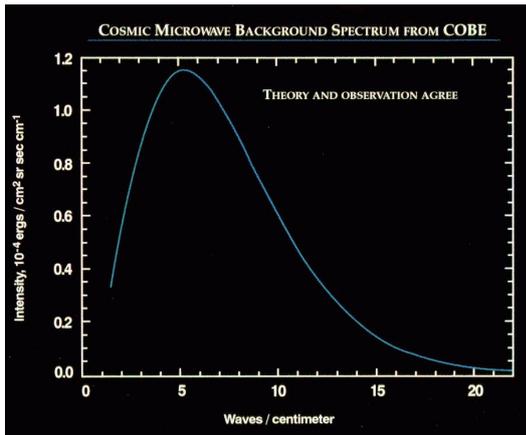


Figura 7: Espectro da CMB medido pelo FIRAS [40]. A precisão do experimento é tamanha que as barras de erro são menores do que a espessura da linha do gráfico.

de Anisotropias em Micro-ondas Wilkinson¹⁸) também em satélite, ficou ativo até 2010 [6]. Conforme seu nome já indicava, tinha como objetivo a detecção em maiores detalhes das anisotropias da temperatura de CMB. A sensibilidade do WMAP era 45 vezes maior do que a do COBE. A resolução angular que o WMAP atingiu foi da ordem de $0,3^\circ$, superior aos 10° de arco do COBE em 33 vezes. Em termos de multipolos explorados temos que o WMAP mediu entre $2 < \ell < 1200$,¹⁹ enquanto o DMR/COBE apenas entre $2 < \ell < 40$. Podemos ver as melhorias na resolução do WMAP na Fig. 8.

Através da análise estatística das flutuações de temperatura medidas pelo WMAP, pôde-se concluir que as perturbações cosmológicas primordiais eram praticamente invariantes de escala [42]. Reservamos maiores detalhes a respeito da física da CMB e das perturbações cosmológicas para a seção 4.

3.3 O satélite Planck

O satélite de atuação mais recente foi o Planck, da Agência Espacial Europeia (ESO), proposto em 1996 e lançado em 19 de Maio de 2009 [3, 7]. Ficou em atuação entre 2009 e 2013, e a colaboração publicou três grandes conjuntos de análise

¹⁸Nomeado em 2002 em homenagem a David Todd Wilkinson, cientista norte-americano de grande contribuição na elaboração do COBE e do próprio WMAP.

¹⁹Podemos decompor o céu através de harmônicos esféricos, e assim traduzir as aberturas angulares θ em multipolos ℓ , através da expressão $\ell = 180^\circ/\theta$.

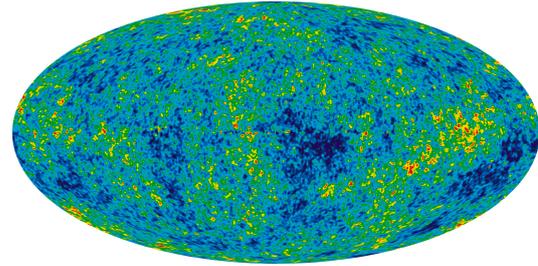


Figura 8: Flutuações de Temperatura da CMB medido pelo WMAP [41, 42] As flutuações de temperatura da CMB podem ser claramente vistas, e notamos que com um tamanho no céu muito menor, graças à resolução angular do WMAP.

de dados, em 2013 [43], em 2015 [44] e 2018 [2]. Através do Planck, atingiu-se a maior resolução da CMB até hoje, da ordem de 10 minutos de arco ($0,16^\circ$) [2, 3], ou seja, o dobro do poder de solução do WMAP. Isso significa que, em termos de multipolos, o Planck conseguiu provar escalas entre $2 < \ell < 2500$. As flutuações de temperatura da CMB puderam então serem resolvidas na ordem de 10^{-6} K.

O satélite consta de dois equipamentos. O primeiro, responsável pela detecção de ondas de rádio, era o LFI (do inglês *Low Frequency Instrument* – Instrumento de Baixa Frequência). Consiste de misturadores de frequência de alta mobilidade eletrônica [45]. O segundo, denominado HFI (do inglês *High Frequency Instrument*), é um conjunto de detectores de micro-ondas, que utiliza bolômetros do tipo teia de aranha, equipados com termístores de germânio [46]. Bolômetros medem radiação eletromagnética através das respostas térmicas de suas resistências (os termístores).

A dimensão total do espelho secundário, responsável em coletar a luz para os equipamentos mencionados, era de $1,1 \text{ m} \times 1,0 \text{ m}$, enquanto o espelho primário mede $1,9 \text{ m} \times 1,5 \text{ m}$ [47]. O Planck, assim como o WMAP, foi montado em satélite, sendo posto em órbita do ponto de Lagrange L2 (situado a mais de 1.5 milhões de quilômetros da Terra).

Os resultados do Planck marcaram profundamente a cosmologia moderna. Através da análise de seus dados (maiores detalhes desse processo na Sec. 4), pôde-se obter os melhores vínculos para as densidades de energia dos componentes materiais do universo, como energia escura, matéria

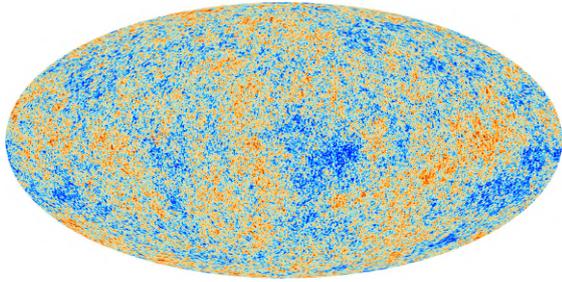


Figura 9: Mapa de flutuações de temperatura da CMB medido pelo Planck [2]. São as melhores medições das flutuações de temperatura da CMB, da ordem de $\Delta T \simeq 10^{-6}$, devido a resolução angular de $0,16^\circ$.

escura e matéria bariônica. Também pôde-se obter os melhores resultados para medições de demais parâmetros cosmológicos. A tabela abaixo contém as medições do Planck, utilizando dados de temperatura, polarização e lenteamento gravitacional da CMB, somados a medidas externas das Oscilações Acústicas Bariônicas [4].

O mapa da CMB medido pelo Planck e seus instrumentos segue na Fig. 9.

3.4 Perspectivas

Ainda não foi possível detectar ondas gravitacionais primordiais na CMB. Previstas em diversos modelos de universo primordial, o Planck colocou os melhores vínculos em sua amplitude, e espera-se que a razão entre as amplitudes das perturbações tensoriais e perturbações escalares (razão tensorial escalar) seja inferior a 0,01 [48]. A forma como as ondas gravitacionais primordiais estão presentes na CMB será abordada na Sec. 4. Diversos experimentos futuros têm como objetivo a detecção desses sinais, que ampliariam ainda mais a confiança da comunidade acadêmica no modelo inflacionário para descrever o universo primordial, anterior à nucleossíntese.

Um dos desafios atuais que mais chama atenção é a chamada tensão na medição do H_0 , a função de Hubble nos dias de hoje [49, 50]. O valor encontrado pelo Planck, $H_0 = 67,36 \pm 0,544 \text{ Mpc}^{-1}$ é mais de 5σ diferente do valor obtido por observações diretas, a partir de estrelas Cefeidas, $73,30 \pm 1,04 \text{ Mpc}^{-1}$ [51, 52]. Essa tensão sugere algumas soluções. Uma, é que algum dos métodos de obtenção de H_0 está errado. As observações da CMB ou Cefeidas teriam algum sistemático não considerado. Outra alternativa seria a existência

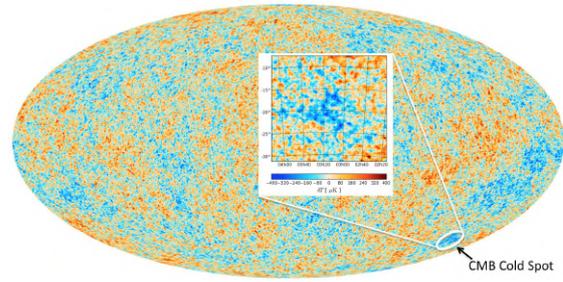


Figura 10: Mapa da CMB medido pelo Planck, com ênfase na região do *Cold Spot* [56].

de um novo período de evolução do universo, diferente de dominação de matéria e energia escura, pós-recombinação. Recomendamos as seguintes referências abordando o assunto [49, 50, 53–55].

Há também resultados que devem ser melhor interpretados e analisados. Podemos notar alguns comportamentos anômalos na distribuição estatística das flutuações de temperatura da CMB, Fig. 10, como o *Cold Spot* (em português, Ponto Frio)– uma região cuja temperatura é bem mais baixa (azul) que a média –, presente no canto inferior direito do mapa [56]. Esses e outros efeitos, como assimetria de potência entre hemisférios, entre outros [57–60], são desafios a serem explicados por futuros experimentos.

Vale também mencionar a possibilidade de existirem distorções espectrais da CMB [61, 62]. Para tal, deve-se contar com novos experimentos, a fim de mensurar esses desvios do espectro de corpo negro. São as chamadas distorções μ e y [61]. De forma geral, elas têm origem no depósito de energia na CMB após a recombinação, muitas vezes associadas a componentes materiais exóticas, além do modelo padrão da física de partículas.

Dentre as perspectivas de experimentos futuros, podemos destacar o CMB-S4 [63, 64], em terra, e o LiteBIRD [65], satélite. O CMB-S4 é uma colaboração que consta com 21 telescópios, localizados no Polo Sul e no deserto do Atacama, Chile. Serão utilizados telescópios de pequena e grande aberturas, o que permite a obtenção de dados para grandes e pequenas escalas angulares. 11 bandas de frequências serão observadas, a fim de reduzir os ruídos (sinais da galáxia e poeira interestelar). Tem como objetivo passar 7 anos fazendo observações.

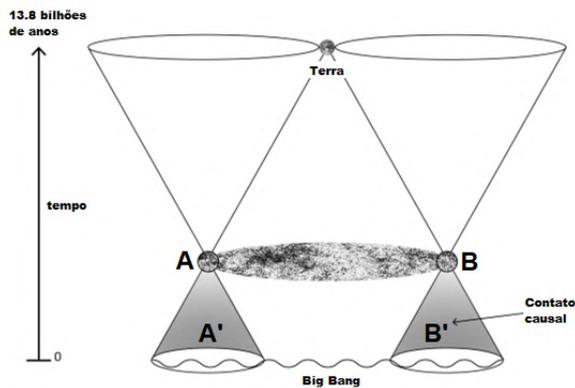


Figura 11: Diagrama representando as regiões de contato causal em função do tempo, partindo da época de formação da CMB (recombinação/último espalhamento). Na época de formação da CMB, a região *A* só havia feito contato causal com regiões dentro da região *A'*. Similarmente para *B* e *B'*. Como *A'* e *B'* não possuem interseção, nenhum raio de luz (linhas diagonais), saídos de um ou de outro, pôde atingir *B* e *A*, respectivamente. Concluímos que, no instante inicial do modelo de *big bang*, diversas regiões estavam desconectadas causalmente, ou seja, não trocavam informação e não poderiam interagir. Modificado de [66].

Já o LiteBIRD²⁰ tem como objetivo a medição da polarização *B* da CMB, ou seja, a detecção de ondas gravitacionais primordiais. Também será lançado para orbitar o ponto de Lagrange L2, e tem como período de observação esperada 3 anos. Estudará 15 bandas de frequência, e terá como sensibilidade $3 \mu\text{K}$ por minuto de arco (0.016 graus).

Estão previstos para as próximas décadas outros experimentos tanto em Terra quanto no espaço. Uma lista completa de todos os experimentos relacionados a CMB pode ser encontrada em <https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/expt/>.

4 Cosmologia moderna

4.1 O fim do modelo de *big bang*

Conforme antecipado, a descoberta da CMB por Penzias e Wilson também instaurou dúvi-

²⁰O nome, em inglês, é *Lite satellite for the studies of B-mode polarization and Inflation from the cosmic microwave background Radiation Detection* – Leve satélite para os estudos da detecção de polarização Modo B e inflação da radiação cósmica de fundo. Demonstra a criatividade dos físicos para justificar acrônimos.

das à respeito do modelo de *big bang* quente. A singularidade cosmológica presente no começo do tempo persistia, e a ela foram adicionados os chamados problemas do horizonte e da planeza.

O problema do horizonte consiste no fato da extensão da CMB, na época de sua formação (e até os dias de hoje), consistir de regiões que, no modelo de *big bang* quente, nunca haviam entrado em contato causal [67, 68]. Em outras palavras, essas regiões nunca estiveram dentro do mesmo horizonte de partículas (é a origem do nome do problema). Ou seja, nenhuma informação pôde ter sido trocada entre as regiões – observadores situados nessas regiões nunca conseguiram observar um ao outro. Essa questão está ilustrada na Fig. 11 [66].

Portanto, a grande homogeneidade da CMB é difícil de ser explicada: se diferentes regiões da CMB nunca trocaram informação – como, por exemplo, estabelecer contato térmico – o que explicaria o fato delas apresentarem a mesma temperatura?

Calculando o número de regiões da extensão da CMB sem contato causal à época da recombinação chega-se no número da ordem de 10^6 . Ou seja, milhões de regiões do universo, por coincidência, estavam à mesma temperatura, na mesma época.

Já o problema da planeza diz respeito ao parâmetro de densidade de curvatura do universo, Ω_K [67, 68]. Hoje em dia, através de observações, conseguimos calcular que este parâmetro é muito pequeno, da ordem de 10^{-3} , como vemos na Tabela 1. Ou seja, o universo é muito plano. No entanto, esse parâmetro cresce com o tempo no modelo de *big bang* quente. Logo, à época de formação da CMB, esse parâmetro deveria ser ainda menor, e com uma precisão de 10^{16} casas decimais para respeitar a medição atual.

Portanto, se o valor de Ω_K na recombinação fosse diferente, por fator de 1 parte em 10^{14} , hoje em dia ele seria 100 vezes maior do que o obtido nas observações. Não só isso: mas pela curvatura do universo ser tão grande, ele já teria colapsado sobre si mesmo, e nem existiria mais! Se considerarmos o valor inicial de Ω_K em um tempo anterior à recombinação, como, por exemplo, em escalas de Teoria de Grande Unificação, chega-se em um valor ainda pior, e o ajuste neste valor inicial teria de ser da ordem de 1 parte em 10^{54} .

Novamente, observa-se uma grande coincidência

Tabela 1: Na primeira parte da tabela, medições para os 6 parâmetros do modelo Λ CDM. A segunda parte da tabela contém medições derivadas, como o parâmetro de Hubble hoje em dia, H_0 . Dados retirados de [4]

Parâmetro	Planck	Planck + BAO
$\Omega_b h^2$	0.02237 ± 0.00015	0.02242 ± 0.00014
$\Omega_c h^2$	0.1200 ± 0.0012	0.11933 ± 0.00091
$100\theta_{MC}$	1.04092 ± 0.00031	1.04101 ± 0.00029
τ	0.0544 ± 0.0073	0.0561 ± 0.0071
$\ln(10^{10} A_s)$	3.044 ± 0.014	3.047 ± 0.014
n_s	0.9649 ± 0.0042	0.9665 ± 0.0038
H_0	67.36 ± 0.54	67.66 ± 0.42
Ω_Λ	0.6847 ± 0.0073	0.6889 ± 0.0056
Ω_m	0.3153 ± 0.0073	0.3111 ± 0.0056
σ_8	0.8111 ± 0.0060	0.8102 ± 0.0060
z_{re}	7.67 ± 0.73	7.82 ± 0.71
Age[Gyr]	13.797 ± 0.023	13.787 ± 0.020
r_* [Mpc]	144.43 ± 0.26	144.57 ± 0.22
$100\theta_*$	1.04110 ± 0.00031	1.04119 ± 0.00029
r_{drag} [Mpc]	147.09 ± 0.26	147.57 ± 0.22
z_{eq}	3402 ± 26	3387 ± 21
k_{eq} [Mpc $^{-1}$]	0.010384 ± 0.000081	0.010339 ± 0.000063
Ω_K	-0.0096 ± 0.0061	0.0007 ± 0.0019
Σm_ν [eV]	< 0.241	< 0.120
N_{eff}	$2.89^{+0.36}_{-0.38}$	$2.99^{+0.34}_{-0.33}$
$r_{0.002}$	< 0.101	< 0.106

cia para valores presentes à época da recombinação. O que poderia explicar um ajuste tão fino para o valor de Ω_K ?

Outro claro problema do modelo de *big bang* quente é a ausência de explicação para a existência das anisotropias de temperatura da CMB, que são a origem da estrutura do universo. Ou seja, o modelo não explica o motivo de existirem galáxias, aglomerados e outras estruturas de larga escala. Para chegarmos a essa inconsistência do modelo, nem precisávamos das observações da CMB. Desde a década de 30 tem-se conhecimento de galáxias além da Via Láctea.²¹

Além destes problemas, podemos citar ainda a Ausência de Monopolos Magnéticos. Previstos por modelos de Grande Unificação das interações fundamentais, monopolos seriam produzidos pelo universo a temperaturas de 10^{16} GeV ou superior,

²¹Previamente, galáxias, como Andrômeda, eram conhecidas como nebulosas, mas imaginava-se que elas estavam situadas dentro da Via Láctea, não fora.

como efeito da quebra da simetria eletrofraca [69]. No cenário de *big bang* quente esses monopolos seriam abundantes no universo. No entanto, nunca foram observados. Recomendamos ao leitor interessado em outros problemas do modelo de *big bang* quente as referências [69, 70].

A solução destes problemas está na inserção de um período de evolução do universo anterior à expansão do modelo de *big bang* quente – deixando claro assim que o “*big bang*” não é o evento que demarca o começo do universo. A proposta que melhor satisfaz dados observacionais atuais é a do Modelo Inflacionário. Nela, um campo escalar (ou mais de um) seria responsável por uma expansão (quase-exponencial) acelerada do universo, muito breve, quando o universo tinha frações de segundo de idade (da ordem de 10^{-34} segundos).

Uma fase acelerada de expansão permite que as regiões presentes na CMB tenham estabelecido contato causal antes/durante, anterior a fase que chamamos de nucleossíntese (quando a expansão tipo *big bang* quente começa). Podemos ilustrar esse fato através da Fig. 12 [71]. De forma similar, uma fase de expansão acelerada faz com que Ω_K reduza drasticamente de valor. Durante a inflação, espera-se que o universo tenha expandido por um fator de e^{60} , e com isso Ω_K reduziria a um fator de e^{-120} , mais do que suficiente para tornar o universo extremamente plano, por mais curvo quando surgiu. Essa grande expansão do universo também é suficiente para tornar a densidade de monopolos primordiais extremamente pequena nos dias de hoje, explicando o motivo deles não serem importantes para a dinâmica do universo (e também o motivo de nunca terem sido observados).

Outra alternativa ao modelo de *big bang* quente é a inserção de um regime de ricochete anterior a ele [72]. Nesse cenário, o universo era extremamente grande em seu começo, e contraía. Quando chegou em um certo valor de seu tamanho, passou a crescer (sofreu o chamado ricochete). E nisso, entrou no regime de expansão tipo Friedmann que observamos. O fato do universo começar muito grande explica a curvatura poder ser muito pequena à época da recombinação. Também justifica as regiões da CMB terem a mesma temperatura, afinal, no passado remoto (durante a contração), essas diferentes regiões estavam dentro

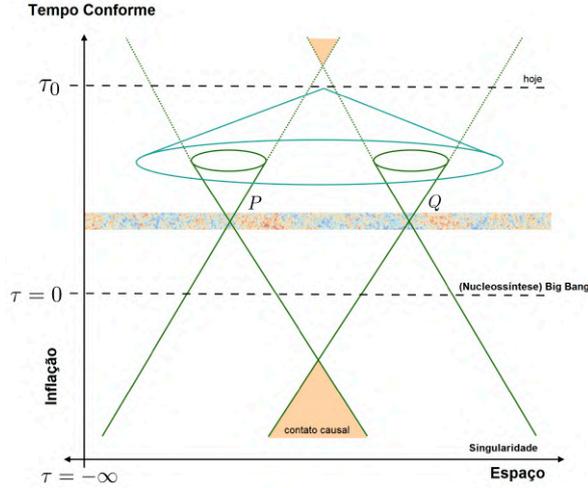


Figura 12: Diagrama representando as regiões de contato causal em função do tempo conforme, partindo do começo da singularidade, passando pela inflação e expansão de Friedmann. A inflação permite que regiões P e Q, sem contato causal durante a recombinação, tenham estabelecido causalidade durante a inflação – há região de interseção dos cones de luz partindo de cada ponto. Modificado de [71].

do mesmo horizonte – de forma simétrica ao que observamos hoje em dia. Portanto, por bilhões de anos (ou mais) estiveram em contato térmico. Subsequentemente, deixarem de estar no mesmo horizonte e permaneceram assim até a fase de expansão. Maiores detalhes sobre modelos de ricochete podem ser encontrados em [73–75].

4.2 Espectro de Potência

As flutuações de temperatura e polarização da CMB são estudadas de forma estatística através da função de correlação de dois (ou mais) pontos de sua extensão. A correlação de dois pontos de uma função X , no espaço de Fourier (ou seja, não depende de posição espacial, e sim de número de onda k) tem como amplitude o chamado Espectro de Potências \mathcal{P}_X [76],

$$\langle X_{\mathbf{k}} X_{\mathbf{k}'} \rangle = \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \frac{2\pi^2}{k^3} \mathcal{P}_X \quad (5)$$

O espectro de potências das perturbações cosmológicas pode ser calculado para diferentes modelos de universo primordial. Esse espectro, no entanto, não é diretamente visto na CMB. Medimos apenas as flutuações de temperatura e polarização causados pelas perturbações cosmológicas. Esse processo de transformação de perturbação cosmológica em flutuação de temperatura

é regido pela equação de Boltzmann, foco da Sec. 4.3.

Usualmente, descrevemos o espectro das flutuações de temperatura da CMB através de harmônicos esféricos, já que as flutuações são definidas na esfera celeste [76],

$$\frac{\delta T(\theta, \phi)}{T} = \sum_{\ell, m} a_{\ell, m} Y_{\ell, m}(\theta, \phi). \quad (6)$$

A flutuação é definida como a diferença de temperatura entre regiões infinitesimais, δT , dividida pela temperatura média T . $Y_{\ell, m}(\theta, \phi)$ são os harmônicos esféricos e $a_{\ell, m}$ seus coeficientes, proporcionais às flutuações. A função de correlação $C(\theta)$ é resultado da correlação de dois pontos para flutuações de temperatura separados por ângulo θ , em direções \vec{n} ,

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\delta T}{T}(\vec{n}) \frac{\delta T}{T}(\vec{n}') \right\rangle \quad (7)$$

Portanto, a função de correlação $C(\theta)$ também será escrita em função de harmônicos esféricos, resultando na função de correlação angular da CMB, denominada C_ℓ .

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 \quad (8)$$

Em termos de C_ℓ , pode-se calcular o espectro de potência das flutuações de temperatura da CMB [21, 76], cujo resultado é então

$$\mathcal{P}_T \equiv \frac{\ell(\ell + 1)}{2\pi} C_\ell^{TT}, \quad (9)$$

onde o sobrescrito TT significa que estamos calculando a função de correlação de dois pontos (T e T) para flutuações de temperatura.²² O Planck mediu o espectro de potências das flutuações de temperatura com grande precisão, e o resultado está presente na Fig. 13. Notamos as flutuações no espectro devido às oscilações bariônicas do fluido de bárions e fótons primordial, assunto detalhado na próxima seção. Os parâmetros cosmológicos que levam às oscilações presentes em Fig. 13 são justamente os valores presentes na Tabela 1.

²²É possível calcular a correlação cruzada entre temperatura T e polarização, no caso o sobrescrito seria TE ou TB , para as polarizações E e B .

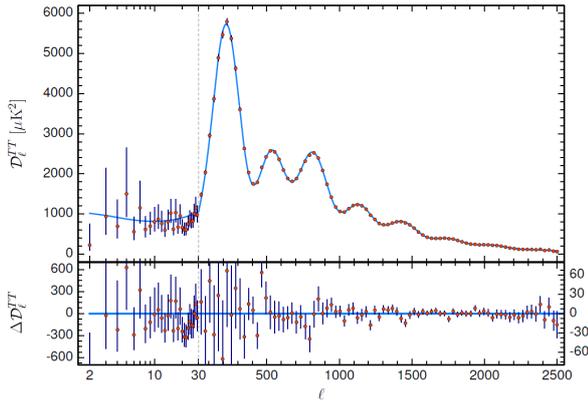


Figura 13: Paineil superior: Espectro angular TT da CMB medido pelo Planck, com as barras de erro específicas para diferentes valores dos multipolos. Nota-se os picos no espectro devido às flutuações bariônicas, abordadas na Sec. 4.3. Paineil inferior: análise do ruído para diferentes multipolos.

Sem as oscilações bariônicas, o resultado seria um espectro quase invariante de escala, resultado das perturbações escalares primordiais. Um modelo de universo primordial precisa, portanto, prever um espectro para suas perturbações que admita esse comportamento para as escalas da CMB.

Devido ao Espalhamento Thomson [20, 21], fótons sofrem de modificações em sua temperatura e também em sua polarização. O espalhamento Thomson polariza os fótons em seus dois modos: o modo E e o modo B [77]. A polarização de modo E é produzida por perturbações escalares (flutuações de densidade) e perturbações tensoriais (ondas gravitacionais primordiais), enquanto a polarização B é produzida apenas pelas perturbações tensoriais. Ilustramos os modos de polarização na Fig. 14.

No entanto, efeitos de lente gravitacional podem promover a transformação de parte da polarização E (devido às perturbações escalares) em polarização B [79]. Esse efeito deve ser levado em conta em análise dos dados de polarização.²³ O mapa de polarização da CMB pode ser visto na Fig. 15.

²³Outro efeito que promove produção de polarização B é o espalhamento da luz em poeira estelar, entre sua emissão no último espalhamento e sua detecção por satélites. A colaboração BICEP-2 [80], em 2014, não fez uma análise correta dos efeitos da poeira estelar em seus dados, o que levou a uma constatação errônea de que ondas gravitacionais primordiais haviam sido detectadas.

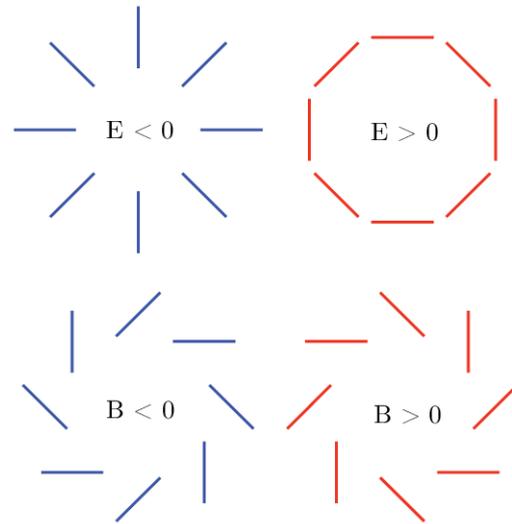


Figura 14: Diferentes modos de polarização, o modo E acima e o modo B abaixo [78].

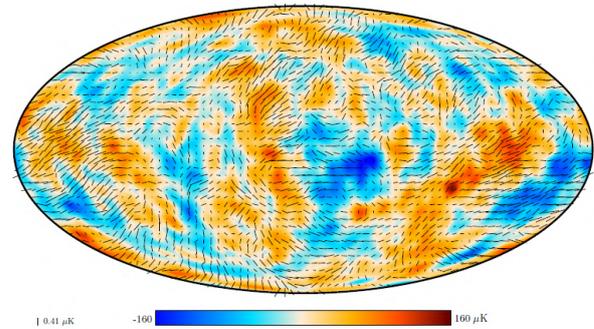


Figura 15: Mapa de polarização da CMB obtido pelo Planck [2]. A sensibilidade é da ordem de 10^{-4} .

Cada modo de polarização da CMB terá uma diferente função de correlação e por consequência um diferente espectro de potência. Todo o procedimento que fizemos para a correlação de flutuações de temperatura também é válido para as correlações de dois pontos entre modos de polarização E e B , ou seja, EE , BB e EB . Desta forma, o espectro angular da CMB pode ser separado em diferentes componentes: temperatura TT , polarização EE , BB , além das correlações cruzadas TE , TB e EB . Como exemplo, os dados mais recentes do Planck para o espectro TE pode ser verificado na Fig. 16.

A equação de Boltzmann carrega em si as informações sobre como os fótons da CMB evoluem de acordo com as componentes materiais do universo e as perturbações cosmológicas. Através da equação de Boltzmann, podemos calcular as Funções de Transferência, que demonstram como o espec-

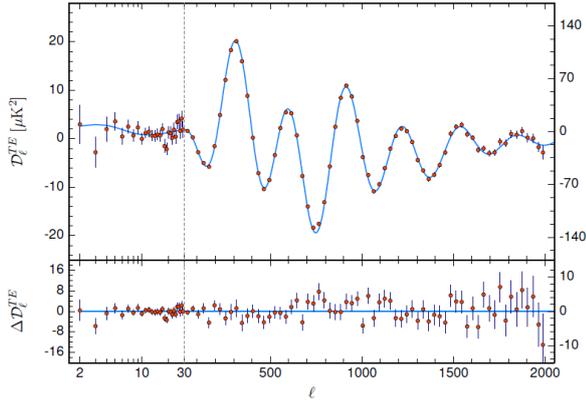


Figura 16: Painel superior: Espectro angular TE da CMB medido pelo Planck, com as barras de erro específicas para diferentes valores dos multipolos. Painel inferior: análise do ruído para diferentes multipolos.

tro de potências das perturbações cosmológicas é traduzido no espectro das flutuações de temperatura e polarização [76, 81]. Este assunto será detalhado na próxima seção.

4.3 Equação de Boltzmann

Na ausência de perturbações de isocurvatura, as perturbações de curvatura, enquanto fora do horizonte, estão congeladas, ou seja, não aumentam de amplitude [21, 67]. Em outras palavras, o campo gravitacional se mantém constante no universo.²⁴ Ao entrarem no horizonte de partículas novamente, durante a fase de radiação e durante a fase de dominação de matéria, restabelecem contato causal. Desta forma, influenciam a matéria presente no universo, levando a flutuações na densidade de matéria, devido à atração pelas regiões com maior potencial gravitacional. De forma similar, ondas gravitacionais primordiais voltam a propagar. Durante a fase de radiação, as flutuações de densidade decaem. Portanto, perturbações que entram no horizonte nessa época não sobrevivem. O crescimento é possível apenas durante a fase de dominação de matéria [20, 21].

A matéria escura é o principal componente material do universo responsável pelo crescimento das flutuações de densidade, por interagir apenas gravitacionalmente. Fótons e bárions, nesse uni-

²⁴Dizemos que a perturbação está fora do horizonte quando a extensão de seu comprimento de onda é superior à extensão do horizonte. Desta forma, a perturbação não promove diferença no potencial gravitacional dentro do horizonte.

verso primordial, interagem através de Espalhamento Thomson, conforme detalhado na Sec. 2. Ou seja, eles estão acoplados, formando o plasma de bárions e fótons (previsto para o modelo de *big bang* e responsável pela previsão da CMB, como vimos na Sec. 2).

Conforme a matéria escura se aglutina (formando as flutuações de densidade), fótons e bárions são atraídos pelas regiões com maior concentração (poços de potencial gravitacional). São essas as regiões que irão formar galáxias e aglomerados de galáxias durante a evolução do universo. São comumente chamadas de sementes da estrutura em larga escala.

Devido ao acoplamento e ao equilíbrio entre pressão termodinâmica e atração gravitacional, o plasma de bárions e fótons sofre de oscilações, o que influencia em sua temperatura [76, 82]. Ou seja, as perturbações cosmológicas escalares são traduzidas em flutuações de densidade de matéria, que por sua vez influenciam a temperatura dos fótons no universo de diferentes formas. Uma delas é pelo fato do comprimento de onda dos fótons sofrer desvio para o vermelho quando os fótons escapam de regiões com maior potencial gravitacional (maiores flutuações de densidade). Esse é o primeiro fator do chamado Efeito Sachs-Wolfe [21, 83]. Podemos entendê-lo como a primeira aproximação da tradução de perturbações cosmológicas em flutuações de temperatura, presentes nos mapas da CMB dos satélites Planck, WMAP e COBE.

A união da equação de Boltzmann com o efeito de acoplamento forte de bárions e fótons rege o comportamento e propagação das flutuações de temperatura. Ela inclui as oscilações do plasma, a interação com bárions, a influência da matéria escura e das demais componentes do universo.

A flutuação de temperatura é representada como a função Θ , e vemos que ela é proporcional à flutuação de densidade dos fótons [83],

$$\frac{\delta T}{T} \equiv \Theta = \frac{1}{4} \frac{\delta \rho_\gamma}{\rho_\gamma} = \frac{1}{4} \delta_\gamma. \quad (10)$$

Portanto, a equação (no espaço de Fourier) que rege as flutuações de temperatura dos fótons acoplados aos bárions no plasma (devido ao Espalhamento Thomson), imersos em um universo com perturbações cosmológicas (ou seja, potenciais

gravitacionais), será

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\eta} \left[(1+R) \Theta' \right] + \frac{1}{3} k^2 \Theta &= \\ &= -\frac{1}{3} k^2 (1+R) \Psi - \frac{d}{dt} \left[(1+R) \Phi' \right], \end{aligned} \quad (11)$$

onde X' significa derivada de X no tempo conforme. R é a razão entre densidade bariônica e densidade dos fótons, $R = (4/3) \cdot (\rho_b/\rho_\gamma)$. Já Ψ e Φ são os potenciais gravitacionais de Bardeen, cuja relação na fase de dominação de matéria é $\Psi = -\Phi$.

Para analisarmos a física por trás dessa equação, faremos algumas aproximações [84, 85].

Oscilações

Se ignorarmos a influência dos bárions e potenciais gravitacionais, a equação pode ser simplificada, resultando em um oscilador harmônico simples de frequência definida,²⁵

$$\Theta'' + c_s^2 k^2 \Theta = 0, \quad (12)$$

$$\Theta(\eta) = \Theta_0 \cos(k s). \quad (13)$$

A frequência dessas oscilações é igual a $k s$, onde s é o horizonte sonoro, definido como a integral da velocidade do som no tempo. Essas oscilações acontecem por causa das oscilações do plasma. Elas são a origem das oscilações do espectro de potência das flutuações de temperatura, conforme vemos em Fig. 13.

Os picos no espectro de potência ocorrem para as frequências harmônicas dessas oscilações durante a recombinação (η_*), ou seja, quando $k_n s_* = n\pi$, onde $n = 1, 2, 4, \dots$ é o número do harmônico. Por esse motivo os picos da CMB são (aproximadamente) equidistantes. O tamanho angular associado ao primeiro harmônico (primeiro pico) pode ser calculado como

$$\theta_A \simeq \sqrt{\frac{a_*}{a_0}} \approx 2^\circ. \quad (14)$$

$$\ell_A \approx 200. \quad (15)$$

²⁵Um oscilador harmônico simples é um sistema que, como o nome sugere, oscila no tempo, em torno de um tempo de retorno, com uma frequência bem definida. Um exemplo de oscilador harmônico é de um sistema massa-mola-massa, como na analogia utilizada para o plasma de bárions e fótons.

Ou seja, o primeiro pico ocorre aproximadamente em $\ell \approx 200$, conforme verificamos na Fig. 13.

Se o fluido está oscilando, então existe movimento relativo entre ele e o observador, o que leva a um efeito Doppler. Como estamos tratando de uma oscilação, a velocidade é mínima nos pontos de amplitude máxima, então também terá efeito mínimo. Quando a amplitude é 0 (passando pelo centro da oscilação), a velocidade é máxima, ou seja, maior efeito Doppler. Portanto, concluímos que o efeito Doppler está fora de fase com as oscilações do fluido. Sua contribuição é do tipo $\sin(k s)$, proporcional à velocidade de oscilação do fluido. Em termos da flutuação observada, temos que a contribuição do efeito Doppler é [76]

$$\Theta_{obs}|_D = \vec{n} \cdot \vec{v}_*, \quad (16)$$

onde \vec{n} é a direção da linha de visada e \vec{v}_* a velocidade do plasma durante recombinação, e o subscrito D diz respeito ao efeito Doppler. Esse efeito será adicionado ao Efeito Sachs-Wolfe, detalhado a seguir.

Potenciais gravitacionais

Quando consideramos os efeitos das perturbações escalares, manifestadas nos potenciais gravitacionais de Bardeen $\Psi = -\Phi$, mas desconsiderando a inércia dos bárions, obtemos [76, 82]

$$\Theta'' + \frac{1}{3} k^2 \Theta = -\frac{1}{3} k^2 \Psi + \Phi''. \quad (17)$$

Essa equação pode ser facilmente reescrita como o oscilador harmônico da grandeza $\Theta + \Psi$, ao notarmos que a velocidade do som para o fluido de fótons é dada por $c_s^2 = 1/3$,

$$[\Theta + \Psi]'' + \frac{1}{3} k^2 [\Theta + \Psi] = 0. \quad (18)$$

O resultado para esta equação é então similar a (13), com a diferença que o mínimo da oscilação agora está modificado por um valor $+\Psi$. A flutuação de temperatura observada é justamente o resultado dessa soma, $\Theta_{obs} = [\Theta + \Psi]$. O observador verá uma modificação da flutuação de temperatura original devido ao fóton precisar escapar do poço gravitacional. Essa é a origem do efeito Sachs-Wolfe comentado anteriormente.

Podemos calcular a relação entre flutuação de temperatura original, Θ e Ψ partindo da relação entre temperatura e expansão do universo (fator de escala), que é $T \propto a^{-1}$. O fator de escala durante a fase de dominação de matéria evolui com $a \propto t^{2/3}$, e portanto temos que

$$\Theta_{obs|S.W.} = \Theta + \Psi = \frac{-2}{3}\Psi + \Psi = \frac{1}{3}\Psi. \quad (19)$$

O potencial gravitacional Ψ é negativo para regiões mais densas – os poços de potencial – e portanto a flutuação de temperatura observada é negativa. Esse é o resultado do *redshift* provocado pelo potencial Ψ , atuando sobre o fóton que sai dessa região [76, 82].

Lembramos que esse efeito não está relacionado a oscilação do plasma. Quando o plasma está em contração, sua temperatura aumenta, e por consequência a temperatura dos fótons também. Na rarefação do plasma, o efeito é contrário. O efeito Sachs-Wolfe relaciona as perturbações cosmológicas às flutuações de temperatura.

Um fóton da CMB, entre desacoplamento e o momento de sua observação, percorre bilhões de anos-luz, e, nesse enorme caminho, passa por diversas flutuações no potencial gravitacional (poços e morros). Tomemos o exemplo de um poço de potencial, e um fóton passando por ele. Se essa flutuação permanece constante no tempo, a quantidade de *blueshift* do fóton, devido à descida no poço, é anulada perfeitamente pelo *redshift* causado pela subida nesse potencial. No entanto, caso haja variação no tempo, os efeitos não se anulam. Se o potencial decair, isso significa que o *redshift* não acontece, e o fóton ganha energia devido ao *blueshift* na entrada do poço. Esse efeito integrado, ao longo do tempo (da recombinação até os dias de hoje) é chamado de Efeito Sachs-Wolfe Integrado [76, 82]. Ele pode ser separado em duas componentes.

O efeito Sachs-Wolfe Integrado usual (também conhecido como antecipado) vale para um breve período dentro da dominação de matéria, logo após o desacoplamento. Apesar de ser durante a dominação de matéria, ainda há densidade de radiação suficiente para influenciar os potenciais gravitacionais. Portanto, afetará principalmente escalas próximas ao período da recombinação – próximas às escalas do horizonte.

Já o efeito Sachs-Wolfe Integrado Tardio diz respeito ao decaimento de potenciais gravitacio-

nais durante a dominação de energia escura, ou seja, a partir dos últimos 5 bilhões de anos. Esse efeito é mais relevante para grandes escalas (pequenos valores de multipolo ℓ .)

Desta forma, os efeitos na flutuação de temperatura observada podem ser escritos como [76]

$$\Theta_{obs} = (\Theta + \Psi)_* + \vec{n} \cdot \vec{v}_* + \int_{\eta_*}^{\eta_0} d\eta 2\Psi', \quad (20)$$

$$= \Theta_{SW} + \Theta_D + \Theta_{ISW}. \quad (21)$$

O efeito Sachs-Wolfe integrado é o terceiro fator do lado direito das expressões, integrando desde o desacoplamento (tempo η_*) até os dias de hoje (η_0).

Bárions e contribuições totais

Os resultados acima são oriundos das aproximações que fizemos na equação de Boltzmann. Uma análise mais profunda de todos os efeitos e resultados dessa equação foge do intuito deste artigo. No entanto, recomendamos ao leitor mais interessado as referências [21, 82, 85]. Na próxima seção, iremos resumir a física por trás dos principais efeitos de variações dos parâmetros cosmológicos nas flutuações de temperatura – e por consequência em seu espectro de potência.

Podemos resumir todos os efeitos relatados acima na Fig. 17. Nela, incluímos os efeitos devido a temperatura e efeito Sachs-Wolfe, Sachs-Wolfe Integrado (usual e tardio), efeito Doppler e até o efeito de lente gravitacional para fótons durante sua propagação até serem observados. Modificando as componentes do universo, ou seja, utilizando os parâmetros da Tabela 1, chegamos ao espectro que melhor coincide com os dados do Planck, como visto na Fig. 13.

4.4 Parâmetros cosmológicos

Como vimos, a equação de Boltzmann carrega informações da descrição do universo. A densidade de matéria bariônica e fótons é imediata, e aparecem explicitamente na equação [76, 82]. A densidade de matéria escura é importante, afinal, ela modifica o fundo cosmológico, alterando a taxa de expansão do universo, alterando a duração das fases de dominação de radiação e matéria, além da matéria escura ser responsável pelo crescimento das flutuações de densidade do universo

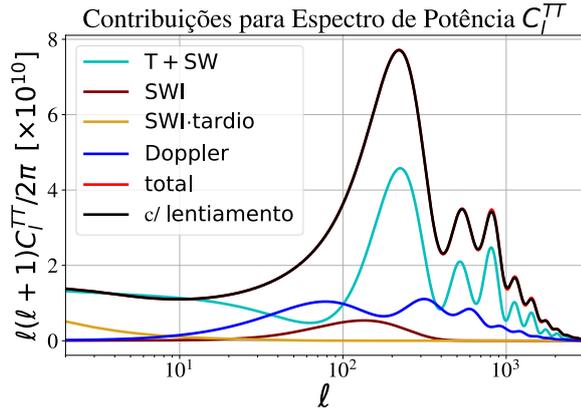


Figura 17: C_ℓ^{TT} devido aos diferentes efeitos associados aos fótons da CMB, responsáveis pela estrutura dos picos do espectro de potência. Foi utilizado o código CLASS. Crédito: Julien Lesgourgues.

(ou seja, a partir das perturbações de densidade primordiais, leva a maiores valores para os potenciais gravitacionais no universo). Energia escura e curvatura também alteram a dinâmica/geometria do universo, logo possuem influência implícita na equação de Boltzmann.

Portanto, diferentes realizações do universo resultaram em diferentes formas para o espectro de potências das flutuações de temperatura da CMB. Esse cálculo é deveras complexo, sendo feito apenas de forma numérica por meio de códigos como o CLASS [81] (código utilizado para confecção dos gráficos ao longo dessa seção) e o CAMB [86]. Através das previsões obtidas com eles, a colaboração Planck pôde realizar estudos estatísticos para obter os parâmetros cosmológicos que melhor descrevem a CMB, conforme detalhado anteriormente. Com isso, obteve-se a Tabela 1.

O espectro de potência TT da CMB é o que melhor permite a visualização dos efeitos físicos das componentes do universo. Devido às flutuações do plasma de bárions e fótons, o espectro da CMB não é (quase) invariante de escala como o espectro de perturbações cosmológicas primordial. As oscilações bariônicas, como são chamadas, promovem a existência de regiões com maior e menor correlação de temperatura. E, como o espectro de potências leva em consideração o quadrado da amplitude de oscilação, seus picos estarão presentes para regiões de amplitude máxima e mínima das oscilações.

Podemos ver o caráter quase invariante de es-

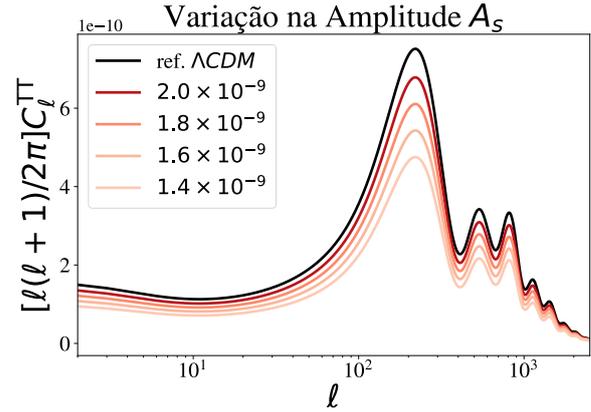


Figura 18: C_ℓ^{TT} para diferentes valores de amplitude das perturbações escalares A_s , notando o padrão do modelo Λ CDM e valores menores. Foi utilizado o código CLASS.

cala da CMB para pequenos multipolos, que são regiões não afetadas por oscilações bariônicas. Nessa região, temos que o espectro de potência da CMB tem uma forma de plateau, proporcional à amplitude das perturbações escalares,

$$l(l+1)C_\ell^{TT} \simeq \frac{9A_s}{100\pi}. \quad (22)$$

Podemos observar na Fig. 18 como o espectro varia conforme a amplitude das perturbações escalares varia. Quanto maior a amplitude das perturbações, maior a amplitude do espectro, como é esperado.

Perturbações cosmológicas que adentram o horizonte de partículas no momento do último espalhamento promovem a maior crescimento da amplitude do espectro. O plasma dessas regiões teve tempo de realizar apenas meia oscilação devido a essas perturbações, em movimento de contração. Portanto, como essas regiões ficaram mais densas, suas temperaturas aumentaram. Isso leva ao primeiro pico do espectro da CMB. Picos subsequentes demonstram as regiões que realizaram os demais movimentos oscilatórios: o segundo pico representa o fim da primeira oscilação completa, o terceiro pico a contração subsequente, o quarto pico o final da segunda oscilação e por assim em diante. Portanto, os picos ímpares indicam a correlação de regiões do universo que estavam em contração do plasma quando o último espalhamento ocorreu. Já os picos pares indicam as regiões de rarefação do plasma primordial, e portanto indicam regiões que estavam menos densas do que a média – e por consequência, mais frias.

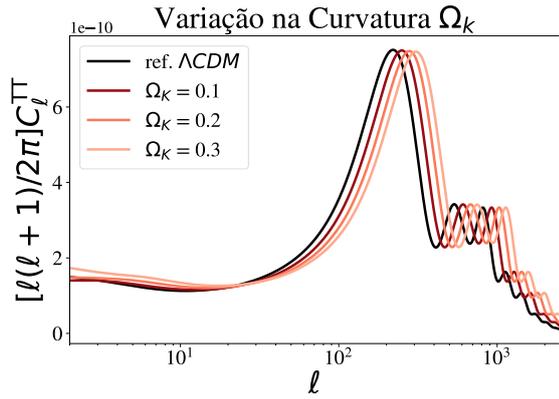


Figura 19: C_ℓ^{TT} para diferentes valores de curvatura, desde o padrão Λ CDM até curvaturas mais positivas. Foi utilizado o código CLASS.

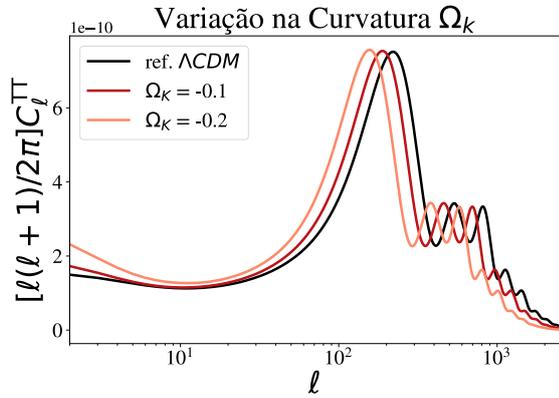


Figura 20: C_ℓ^{TT} para diferentes valores de curvatura, desde o padrão Λ CDM até curvaturas mais negativas. Foi utilizado o código CLASS.

O efeito da curvatura do universo, seja ela mais positiva ou negativa, é claramente visto na posição do primeiro pico, conforme mostra as Figs. 19 e 20. Um universo mais fechado faz com que a distância entre as regiões diminua, o que leva o primeiro pico a se mover para a direita (menor abertura angular, maiores multipolos). Um universo mais aberto aumenta a distância entre as regiões, portanto o primeiro pico se move para a esquerda (maior abertura angular, multipolos menores).

Já o segundo pico é sensível principalmente a quantidade de matéria bariônica no universo. No efeito chamado de carregamento bariônico, a presença de mais bárions faz com que o plasma fique mais massivo. Isso faz com que o movimento de contração do plasma tenha uma amplitude supe-

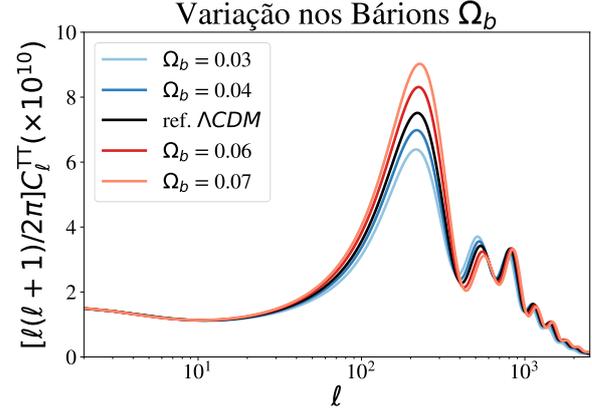


Figura 21: C_ℓ^{TT} para diferentes valores de densidade da matéria bariônica Ω_b , notando o padrão do modelo Λ CDM e valores maiores e menores. Foi utilizado o código CLASS.

rior ao movimento de rarefação. Podemos fazer uma analogia com esferas presas por uma mola, oscilando em torno de um poço. Quanto maior a massa das esferas, maior será a contração e menor será a separação entre elas, se comparado com o caso de menor massa. Portanto, os picos pares terão uma amplitude reduzida frente aos ímpares. Vemos este efeito na Fig. 21.

O terceiro pico é utilizado para aferirmos a quantidade de matéria escura no universo. Dois efeitos colaboram para isso. Primeiro, a quantidade de matéria escura faz com que o plasma de bárions e fótons tenha suas oscilações reduzidas como um todo, devido ao maior campo gravitacional da região. Entretanto, isso afeta o carregamento bariônico mencionado anteriormente: quanto menos matéria escura, menor é a amplificação das contrações do plasma frente às contrações, e portanto a diferença entre picos pares e ímpares é reduzida.

Adicionalmente, existe o efeito chamado força de radiação (tradução livre do inglês *radiation driving*). Ele acontece devido ao decaimento de potenciais gravitacionais durante a fase de dominação de radiação, comentado anteriormente. Quando o potencial decai durante a oscilação do plasma, a amplitude da rarefação se torna maior, porque não há potencial gravitacional a ser vencido pelo plasma durante sua expansão. Desta forma, a força de radiação é esperada para picos pares. O valor da força de radiação é 5 vezes superior ao efeito Sachs-Wolfe, $\Theta_{obs}|_{f.r.} = (5/3)\Psi$

Uma maior quantidade de matéria escura sig-

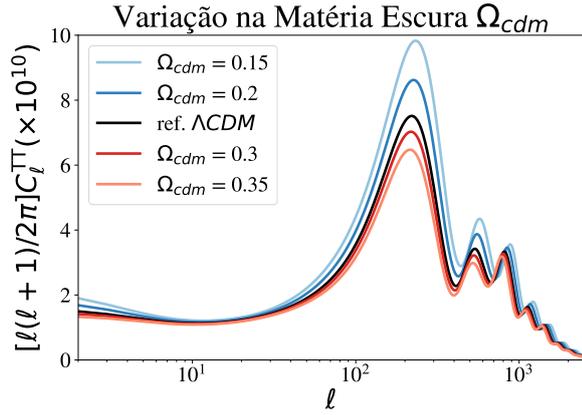


Figura 22: C_ℓ^{TT} para diferentes valores de densidade da matéria escura Ω_{cdm} , notando o padrão do modelo Λ CDM e valores maiores e menores. Foi utilizado o código CLASS.

nifica que o momento de igualdade entre matéria e radiação acontece mais cedo, e portanto uma gama menor de perturbações cosmológicas adentra o horizonte durante a fase de dominação de radiação. Isso reduz o efeito do decaimento dos potenciais para picos em multipolos maiores. Portanto, quanto menor a quantidade de matéria escura, maior a amplitude do segundo pico frente ao terceiro. O carregamento bariônico é, então, ainda mais suprimido. Ilustramos esse efeito na Fig. 22.

Para picos subsequentes, o efeito mais importante é devido ao chamado amortecimento por difusão (tradução livre de *diffusion damping*) [76, 82]. Esse efeito está relacionado às interações dos fótons com o meio interestelar durante sua propagação. Eles passam por regiões mais quentes e mais frias, de forma aleatória. Esse comportamento torna as diferenças de temperatura mais uniformes – ou seja, reduz as flutuações. Por isso vemos um decaimento do espectro de potência a partir do 3º pico, de forma quase exponencial. Sem esse efeito, quanto menor a escala angular, maior seria a amplitude do pico.

Um outro parâmetro cosmológico que influencia o comportamento do espectro de potências da temperatura é o número de graus de liberdade relativísticos, N_{eff} [76, 82, 87]. No modelo padrão, espera-se que esse número seja igual a 3, que são os 3 sabores de neutrinos (eletrônico, muônico e tauônico). Desvios pequenos desse valor são esperados devido ao fato de que nem todos esses sabores de neutrinos estavam totalmente desaco-

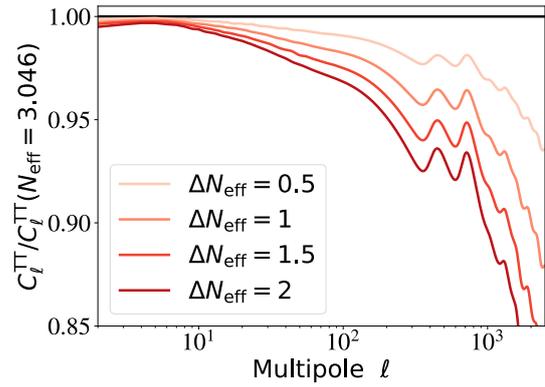


Figura 23: C_ℓ^{TT} para diferentes valores do número de graus de liberdade relativísticos acima de $N_{eff} = 3,046$. Foi utilizado o código CLASS.

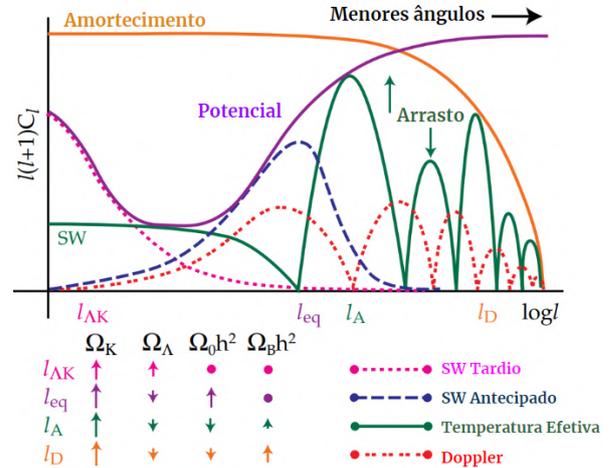


Figura 24: Influência dos parâmetros cosmológicos nas escalas do espectro de potência. Fora de escala. O Arrasto bariônico é o mesmo efeito do Carregamento bariônico mencionado no texto. Modificado de [84].

plados do plasma de bárions e fótons durante a recombinação. No entanto, desvios maiores seriam associados a novas partículas, indicando nova física. Os efeitos devido a um N_{eff} maior do que 3 pode ser visto na Fig. 23.

A posição dos picos não depende apenas da curvatura do universo, mas também sofre influência dos parâmetros cosmológicos. Maiores detalhes podem ser vistos nas ref. [84].

Podemos resumir a influência dos diferentes parâmetros cosmológicos nas na Fig. 24. As escalas escolhidas são: ℓ_{AK} , escala para quando efeitos de curvatura e energia escura dominam; ℓ_{eq} , a escala da igualdade entre radiação e matéria (a partir de quando matéria domina); ℓ_A , a escala acústica do

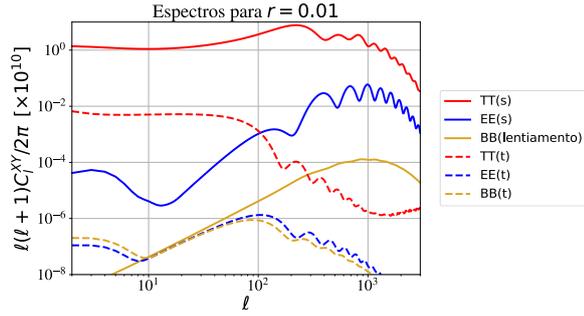


Figura 25: Espectro de C_ℓ^{XY} onde XY corresponde aos modos T, E ou B, tanto para as perturbações escalares (s) quanto tensoriais (t). Utilizamos o valor de $r = 0,01$ para a razão tensorial escalar. Notamos que a magnitude do espectro BB devido ao lentimento é maior do que a magnitude devido às ondas gravitacionais primordiais (perturbações tensoriais) a partir de $\ell > 10$, sendo diversas ordens de grandeza superior para pequenas escalas $\ell > 10^3$. Foi utilizado o código CLASS.

horizonte (localização do primeiro pico); ℓ_D , escala característica do amortecimento por difusão. As escalas $\ell_{\Lambda K}$ e ℓ_{eq} dizem respeito a efeitos do decaimento do potencial nas fases de dominação de energia escura (Sachs-Wolfe Tardio) e fase de dominação de radiação (devido ao efeito de força de radiação).

Maior valor da curvatura do universo, Ω_K , aumenta o multipolo ℓ para todas as escalas citadas. A quantidade de energia escura Ω_Λ aumenta as escalas apenas para $\ell_{\Lambda K}$. Maior densidade de matéria (e radiação) Ω_0 ²⁶ leva a escala de igualdade entre radiação e matéria para multipolos maiores (porque essa transição acontece mais cedo), enquanto leva a escala acústica e a escala de amortecimento para valores de multipolos menores. Em magnitude, a maior influência é para ℓ_{eq} . Já uma maior quantidade de matéria bariônica modifica ℓ_A e ℓ_D , levando ambos para valores maiores de ℓ .

4.5 Polarização

Os fótons da CMB são polarizados linearmente quando sofrem de espalhamento Thomson. Essas flutuações são ordens de grandeza menores do que as flutuações na temperatura. O espalhamento, no entanto, promove apenas polarização de modo E . As perturbações de curvatura também são as

²⁶Devido a baixa densidade de radiação hoje em dia, esse parâmetro é basicamente igual a densidade de matéria.

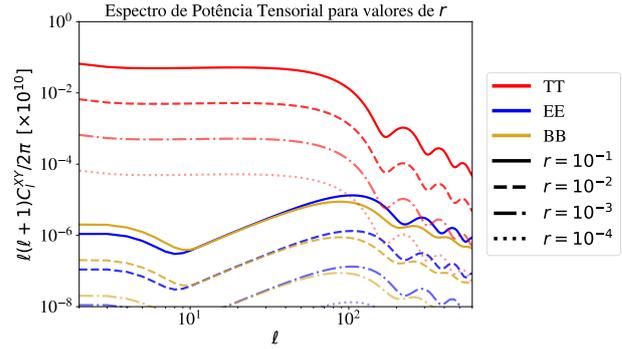


Figura 26: Espectro de Potência C_ℓ^{XY} , onde XY corresponde aos modos T, E e B das perturbações tensoriais. Variamos o valor da razão tensorial escalar de $r = 0,1$ até $r = 0,0001$. Foi utilizado o código CLASS.

responsáveis pelas flutuações na polarização dos fótons da CMB [77]. Perturbações escalares e perturbações tensoriais, por consequência, levam à flutuações da polarização de modo E .

No entanto, as ondas gravitacionais primordiais também promovem polarização de modo B , porque elas em si possuem dois modos de polarização. Outras fontes de modo B são efeitos de lente gravitacional e contaminação de poeira estelar. Devemos salientar que ondas gravitacionais também provocam flutuações de densidade, que são convertidas em flutuações de temperatura T e de polarização E e B . Igualmente, as oscilações do plasma de bárions e fótons resulta em oscilações do espectro de potência das polarizações.

Na Fig. 25, mostramos qual é o espectro para os diferentes modos, tanto para perturbações escalares (marcadas com “s”) quanto para perturbações tensoriais (“t”).

Utilizando o CLASS, também podemos calcular qual seria o espectro da CMB, para os diferentes modos, conforme variamos o valor da razão tensorial escalar r , Fig. 26.

As flutuações na temperatura e no modo E não podem ser observadas devido a sua baixa amplitude frente às flutuações devido aos modos escalares. No entanto, a polarização B serviria para distinguirmos com certeza o efeito de perturbações tensoriais. Por isso que a detecção de modos B no espectro da CMB seria indício da presença de ondas gravitacionais primordiais. A razão tensorial escalar r é definida através da razão entre as amplitudes observadas dessas flutuações, a uma escala de $k = 0,002$, que equivale a um multipolo $\ell \simeq 30$.

4.6 Inflação

Através dos dados dos Planck, conseguiu-se os melhores vínculos para o índice espectral e razão tensorial escalar das perturbações cosmológicas primordiais. Como indicado na Tabela 1, o índice espectral obtido foi de $n_s = 0,9665 \pm 0,0038$. Um limite superior foi estabelecido para a razão tensorial escalar, de $r < 0,106$. No entanto, combinando os dados de Planck, BAO, com dados de Keck Array [88] e BICEP2 [80], chega-se no limite de $r < 0,036$ [48, 89, 90].

As regiões de valores mais prováveis para essas quantidades está demarcada em azul na Fig. 27 (regiões com níveis de confiança de 68% e 95%). Nela, também são incluídas as previsões de diferentes modelos inflacionários, para diferentes valores de e -folds de crescimento do universo durante a inflação (o fator de descala durante a inflação cresce por um fator e^N). O modelo favorecido pelo Planck é a Inflação de Starobinsky [91, 92].

5 Conclusão

A radiação cósmica de fundo em micro-ondas fornece uma janela fundamental para observação do universo primordial, sendo a luz que propaga no universo há mais tempo. Emitida pelo desacoplamento de fótons e bárions, quando o universo tinha aproximadamente 350,00 anos, a CMB forma uma superfície de 44,000 Mpc de extensão, que chamamos de superfície de último espalhamento.

Desde sua descoberta, em 1964, a CMB vem fornecendo resultados cada vez melhores para entendermos o universo. Foi a responsável pela consolidação do modelo de *big bang* quente, e também responsável pela necessidade do modelo ser estendido. As flutuações de temperatura em sua extensão são a prova das sementes cósmicas que vieram a originar galáxias, aglomerados e vazios intergalácticos. Adicionalmente, devem ser explicadas com um período de evolução do universo anterior à nucleossíntese.

A análise do espectro de potências de suas anisotropias de temperatura fornece informações a respeito do universo primordial. As perturbações cosmológicas, presumidamente produzidas durante a inflação, são medidas como sendo quase

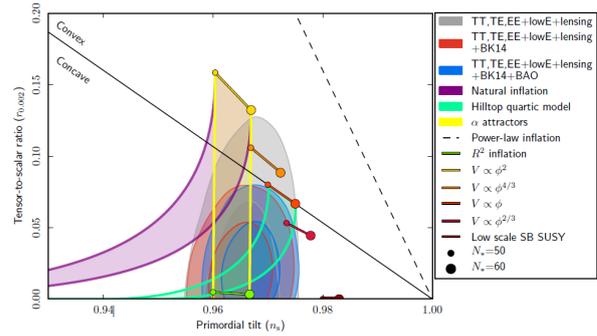


Figura 27: Gráfico do índice espectral n_s (eixo horizontal) pela razão tensorial escalar r (eixo vertical) do resultado mais recente do Planck [48]. Os melhores modelos de inflação conseguem prever $r < 0,01$ e $n_s \approx 0,966$ para um número de e -folds $50 < N < 60$.

invariantes de escala $n_s = 0,9649 \pm 0,0042$, de amplitude $\log_{10} A_s = 3,044 \pm 0,014$, equivalente à $A_s \approx 2,1 \times 10^9$.

A Equação de Boltzmann rege a evolução dos fótons da CMB desde a época pré-recombinação até os dias de hoje. As características do universo – curvatura, densidade de energia para radiação, matéria bariônica, matéria escura e energia escura – influenciam na propagação dos fótons, o que modifica o espectro de potências da CMB. A partir da física que rege os efeitos dessas componentes nos fótons, pôde-se obter a melhor descrição do universo atual, pela Colaboração Planck. Os resultados foram resumidos na Tabela 1.

Futuras colaborações poderão resolver mistérios em aberto, em especial a respeito das ondas gravitacionais primordiais, aberrações estatísticas da CMB e da tensão na medição da função de Hubble.

Agradecimentos

O autor agradece o convite para publicação no *Cadernos de Astronomia*. Agradece também à Carolina Bonturi, Pedro da Silva Ferreira e Júlio César Fabris por discussões. A pesquisa do autor é financiada pelo CNPq, através programa de Pós-Doutorado Júnior, chamada 25/2021.

Sobre o autor

L. F. Guimarães (luiz.f.guimaraes@ufes.br) é pesquisador de pós-doutorado pelo CNPq-PDJ,

na Universidade Federal do Espírito Santo. Realizou a graduação na Universidade Federal Fluminense (UFF), mestrado e doutorado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), com passagem em doutorado-sanduíche pela Università di Pisa, Itália. Tem como maior interesse na cosmologia o universo primordial, tanto para modelos inflacionários quanto modelos de ricochete quântico.

Referências

- [1] A. A. Penzias e R. W. Wilson, *A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s*, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
- [2] Planck Collaboration, *Planck 2018 results - I. Overview and the cosmological legacy of Planck*, *Astronomy & Astrophysics* **641**, A1 (2020).
- [3] Planck Collaboration, *Planck early results. I. The Planck mission*, *Astronomy & Astrophysics* **536**, A1 (2011).
- [4] Planck Collaboration, *Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters*, *Astronomy & Astrophysics* **641**, A6 (2020).
- [5] J. Mather et al., *Early results from the Cosmic Background Explorer (COBE)*, *Advances in Space Research* **11**(2), 181 (1991).
- [6] C. L. Bennett et al., *The Microwave Anisotropy Probe* Mission*, *The Astrophysical Journal* **583**(1), 1 (2003).
- [7] Bertout, C. e Forveille, T., *Pre-launch status of the Planck mission*, *Astronomy & Astrophysics* **520**, E1 (2010).
- [8] A. Einstein, *Zur Allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1915**, 778 (1915), [Addendum: Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) 1915, 799–801 (1915)].
- [9] A. Einstein, *The Field Equations of Gravitation*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1915**, 844 (1915).
- [10] O. F. Piattella, *Introdução à relatividade geral*, *Cadernos de Astronomia* **1**(1), 30 (2020).
- [11] F. W. Dyson, A. S. Eddington e C. Davidson, *IX. A determination of the deflection of light by the sun's gravitational field, from observations made at the total eclipse of May 29, 1919*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* **220**(571-581), 291 (1920).
- [12] M. Stanley, *“An Expedition to Heal the Wounds of War” The 1919 Eclipse and Eddington as Quaker Adventurer*, *Isis* **94**(1), 57 (2003).
- [13] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1916**, 189 (1916).
- [14] A. Einstein, *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) 142–152 (1917).
- [15] A. Friedman, *Über die Krümmung des Raumes*, *Zeitschrift für Physik* **10**(1), 377 (1922).
- [16] G. Lemaître, *Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques*, *Annales Soc. Sci. Bruxelles* **47**, 49 (1927).
- [17] H. Robertson, *LXXXVI. On relativistic cosmology*, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **5**(31), 835 (1928).
- [18] A. G. Walker, *On Milne's Theory of World-Structure**, *Proceedings of the London Mathematical Society* **s2-42**(1), 90 (1937).
- [19] H. Velten e W. Zimdahl, *O universo dinâmico de Friedmann: Tradução do artigo seminal de Friedmann*, *Cadernos de Astronomia* **3**(1), 151 (2022).
- [20] B. Ryden, *Introduction to cosmology* (Cambridge University Press, 1970).

- [21] S. Dodelson, *Modern Cosmology* (Academic Press, Amsterdam, 2003).
- [22] J. Gregory, *Fred Hoyle's Universe* (Oxford University Press, Oxford, 2005).
- [23] G. Gamow, *Expanding Universe and the Origin of Elements*, *Phys. Rev.* **70**, 572 (1946).
- [24] V. S. Alpher, *Ralph A. Alpher, Robert C. Herman, and the Cosmic Microwave Background Radiation*, *Physics in Perspective* **14**(3), 300 (2012).
- [25] R. A. Alpher, H. Bethe e G. Gamow, *The Origin of Chemical Elements*, *Phys. Rev.* **73**, 803 (1948).
- [26] R. A. Alpher e R. Herman, *Evolution of the Universe*, *Nature* **162**(4124), 774 (1948).
- [27] R. A. Alpher e R. C. Herman, *On the Relative Abundance of the Elements*, *Phys. Rev.* **74**, 1737 (1948).
- [28] W. Wien, *Über die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers*, *Ann. Phys.* (299), 662 (1896).
- [29] M. Planck, *Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung*, *Verhandl. Dtsch. phys. Ges.* **2**(202), 79 (1900).
- [30] O. F. Piattella, *Max Planck e a quantização da energia*, *Cadernos de Astronomia* **4**(1), 175 (2023).
- [31] D. R. Faulkner, *Comments on the Cosmic Microwave Background*, *Answers Research Journal* **7**, 83 (2014). Disponível em <https://answersresearchjournal.org/cosmic-microwave-background/#>, acesso em ago. 2023.
- [32] R. A. Alpher e R. C. Herman, *Theory of the Origin and Relative Abundance Distribution of the Elements*, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 153 (1950).
- [33] G. Gamow, *The physics of the expanding universe*, *Vistas in Astronomy* **2**, 1726 (1956).
- [34] A. Chodos e J. Ouellette, *June 1963: Discovery of the cosmic microwave background*, *APS News* **11**(7), 2 (2002). Disponível em <https://www.aps.org/publications/apsnews/200207/history.cfm>, acesso em ago. 2023.
- [35] A. G. Levine, *The Large Horn Antenna and the Discovery of Cosmic Microwave Background Radiation*, *APS Honors* (2009). Disponível em <https://www.aps.org/programs/honors/history/historicsites/penziaswilson.cfm>, acesso em ago. 2023.
- [36] R. H. Dicke et al., *Cosmic Black-Body Radiation.*, *Astrophysical Journal* **142**, 414 (1965).
- [37] D. J. Fixsen et al., *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE* FIRAS Data Set*, *The Astrophysical Journal* **473**(2), 576 (1996).
- [38] G. Smoot et al., *COBE Differential Microwave Radiometers: Instrument Design and Implementation*, *Astrophysical Journal* **360**, 685 (1990).
- [39] M. G. Hauser et al., *The diffuse infrared background: COBE and other observations*, in *After the first three minutes*, editado por S. S. Holt, C. L. Bennett e V. Trimble (1991), vol. 222 de *American Institute of Physics Conference Series*, 161–178.
- [40] J. C. Mather et al., *Measurement of the Cosmic Microwave Background Spectrum by the COBE FIRAS Instrument*, *Astrophysical Journal* **420**, 439 (1994).
- [41] G. Hinshaw et al., *Nine-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: cosmological parameter results*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **208**(2), 19 (2013).
- [42] C. L. Bennett et al., *Nine-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: final maps and results*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **208**(2), 20 (2013).

- [43] Planck Collaboration, *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*, *Astronomy & Astrophysics* **571**, A1 (2014).
- [44] Planck Collaboration, *Planck 2015 results - I. Overview of products and scientific results*, *Astronomy & Astrophysics* **594**, A1 (2016).
- [45] Mandolesi, N. et al., *Planck pre-launch status: The Planck-LFI programme*, *Astronomy & Astrophysics* **520**, A3 (2010).
- [46] Lamarre, J.-M. et al., *Planck pre-launch status: The HFI instrument, from specification to actual performance*, *Astronomy & Astrophysics* **520**, A9 (2010).
- [47] Tauber, J. A. et al., *Planck pre-launch status: The optical system*, *Astronomy & Astrophysics* **520**, A2 (2010).
- [48] Planck Collaboration, *Planck 2018 results - X. Constraints on inflation*, *Astronomy & Astrophysics* **641**, A10 (2020).
- [49] L. Verde, T. Treu e A. G. Riess, *Tensions between the early and late Universe*, *Nature Astronomy* **3**(10), 891 (2019).
- [50] E. Di Valentino et al., *Snowmass2021 - Letter of interest cosmology intertwined II: The hubble constant tension*, *Astroparticle Physics* **131**, 102605 (2021).
- [51] A. G. Riess et al., *A Comprehensive Measurement of the Local Value of the Hubble Constant with $1 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ Uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES Team*, *The Astrophysical Journal Letters* **934**(1), L7 (2022).
- [52] K. C. Wong et al., *H0LiCOW - XIII. A 2.4 per cent measurement of H_0 from lensed quasars: 5.3σ tension between early- and late-Universe probes*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **498**(1), 1420 (2019).
- [53] E. D. Valentino et al., *In the realm of the Hubble tension—a review of solutions**, *Classical and Quantum Gravity* **38**(15), 153001 (2021).
- [54] N. Schöneberg et al., *The H_0 Olympics: A fair ranking of proposed models*, *Physics Reports* **984**, 1 (2022).
- [55] L. A. Anchordoqui et al., *Dissecting the H_0 and S_8 tensions with Planck + BAO + supernova type Ia in multi-parameter cosmologies*, *Journal of High Energy Astrophysics* **32**, 28 (2021).
- [56] R. Mackenzie et al., *Evidence against a supervoid causing the CMB Cold Spot*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **470**(2), 2328 (2017).
- [57] C. J. Copi et al., *Large-Angle Anomalies in the CMB*, *Advances in Astronomy* **2010**, 847541 (2010).
- [58] M. Quartin e A. Notari, *On the significance of power asymmetries in Planck CMB data at all scales*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2015**(01), 008 (2015).
- [59] J. Muir, S. Adhikari e D. Huterer, *Covariance of CMB anomalies*, *Phys. Rev. D* **98**, 023521 (2018).
- [60] D. J. Schwarz et al., *CMB anomalies after Planck*, *Classical and Quantum Gravity* **33**(18), 184001 (2016).
- [61] J. Chluba e R. A. Sunyaev, *The evolution of CMB spectral distortions in the early Universe*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **419**(2), 1294 (2011).
- [62] J. Chluba et al., *Spectral Distortions of the CMB as a Probe of Inflation, Recombination, Structure Formation and Particle Physics: Astro2020 Science White Paper*, *Bull. Am. Astron. Soc.* **51**(3), 184 (2019). [ArXiv:1903.04218](#).
- [63] Colaboração CMB-S4, *CMB-S4 Science Book* (2016). [ArXiv:1610.02743](#).
- [64] Colaboração CMB-S4, *CMB-S4 Science Case, Reference Design, and Project Plan* (2019). [ArXiv:1907.04473](#).
- [65] T. Matsumura et al., *Mission design of Lite-BIRD*, *Journal of Low Temperature Physics* **176**, 733 (2014).

- [66] C. Devereux, *Cosmological Clues: Evidence for the Big Bang, Dark Matter and Dark Energy* (CRC Press, 2020).
- [67] A. Riotto, *Inflation and the theory of cosmological perturbations*, ICTP Lect. Notes Ser. **14**, 317 (2003). [ArXiv:hep-ph/0210162](#).
- [68] A. H. Guth, *The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems*, *Phys. Rev.* **D23**, 347 (1981).
- [69] D. H. Lyth e A. Riotto, *Particle physics models of inflation and the cosmological density perturbation*, *Phys. Rept.* **314**, 1 (1999).
- [70] A. Linde, *A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems*, *Physics Letters B* **108**(6), 389 (1982).
- [71] H. Ramírez, *Noncanonical Approaches To Inflation*, Tese de Doutorado, IFIC, Universidade de Valência (2019). [ArXiv:1906.09299](#).
- [72] D. Wands, *Duality invariance of cosmological perturbation spectra*, *Phys. Rev.* **D60**, 023507 (1999).
- [73] R. H. Brandenberger, *Alternatives to the inflationary paradigm of structure formation*, *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* **01**, 67 (2011).
- [74] M. Novello e S. E. P. Bergliaffa, *Bouncing Cosmologies*, *Phys. Rept.* **463**, 127 (2008).
- [75] R. Brandenberger e P. Peter, *Bouncing Cosmologies: Progress and Problems*, *Found. Phys.* **47**(6), 797 (2017).
- [76] J. Lesgourgues, *Cosmological Perturbations*, in *Searching for New Physics at Small and Large Scales*, editado por M. Schmaltz e E. Pierpaoli (World Scientific, 2013).
- [77] W. Hu e M. White, *A CMB polarization primer*, *New Astronomy* **2**(4), 323 (1997).
- [78] D. Baumann, *The Physics of Inflation: A Course for Graduate Students in Particle Physics and Cosmology* (2011). Disponível em https://www.icts.res.in/sites/default/files/baumann_icts_dec2011.pdf, acesso em ago. 2023.
- [79] R. Durrer, *The Cosmic Microwave Background* (Cambridge University Press, Cambridge, 2008).
- [80] International Society for Optics and Photonics, *The BICEP2 CMB polarization experiment*, in *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy V*, editado por W. S. Holland e J. Zmuidzinas, International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2010), vol. 7741, 77411G.
- [81] J. Lesgourgues, *The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) I: Overview* (2011). [ArXiv:1104.2932](#).
- [82] W. Hu, *Lecture Notes on CMB Theory: From Nucleosynthesis to Recombination* (2008). [ArXiv:0802.3688](#).
- [83] D. Wands, O. F. Piattella e L. Casarini, *Physics of the Cosmic Microwave Background Radiation*, in *The Cosmic Microwave Background*, editado por J. C. Fabris et al. (Springer International Publishing, 2016), 359–369.
- [84] W. Hu, N. Sugiyama e J. Silk, *The physics of microwave background anisotropies*, *Nature* **386**(6620), 37 (1997).
- [85] W. Hu e S. Dodelson, *Cosmic Microwave Background Anisotropies*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **40**(1), 171 (2002).
- [86] A. Lewis, A. Challinor e A. Lasenby, *Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models*, *The Astrophysical Journal* **538**(2), 473 (2000).
- [87] J. Lesgourgues e S. Pastor, *Massive neutrinos and cosmology*, *Physics Reports* **429**(6), 307 (2006).
- [88] C. D. Sheehy et al., *The Keck Array: a pulse tube cooled CMB polarimeter*, in *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy V*,

- editado por W. S. Holland e J. Zmuidzinas (2010).
- [89] Colaborações BICEP2/Keck e Planck, *Joint Analysis of BICEP2/Keck Array and Planck Data*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 101301 (2015).
- [90] Colaboração BICEP/Keck, *Improved Constraints on Primordial Gravitational Waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck Observations through the 2018 Observing Season*, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 151301 (2021).
- [91] A. Starobinsky, *A new type of isotropic cosmological models without singularity*, *Physics Letters B* **91**(1), 99 (1980).
- [92] J. Martin et al., *The best inflationary models after Planck*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2014**(03), 039 (2014).

Modelos de ricochete

Nelson Pinto Neto

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Resumo

As recentes observações cosmológicas e astrofísicas indicam que o Universo está em expansão, com uma fase muito quente no passado, o que para muitos indica um início do Universo. Neste artigo, pretendo motivar e descrever modelos cosmológicos onde o Universo não teve um começo nem terá fim, contendo uma longa fase de contração seguida por um ricochete que o lança na fase de expansão observada atualmente. Por isso são chamados de Modelos de Ricochete. No contexto onde há infinitas fases de contração e expansão, com ricochetes entre elas, são também chamados de Modelos Cíclicos. Esse conjunto de modelos será motivado teoricamente, e confrontado com as mais recentes observações cosmológicas. Também será comparado com os modelos onde o Universo teve um começo sucedido por uma fase inflacionária, que será explicada em outros artigos deste número dos Cadernos de Astronomia.

Abstract

Recent cosmological and astrophysical observations indicate that the Universe is expanding, with a very hot phase in the past, which for many indicates the beginning of the Universe. In this article, I intend to motivate and describe cosmological models where the Universe did not have a beginning and will not have an end, containing a long contraction phase followed by a bounce that launches it into the currently observed expansion phase. That is why they are called Bouncing Models. In the context where there are infinite contraction and expansion phases, with bounces between them, they are also called Cyclic Models. This set of models will be theoretically motivated, and confronted with the most recent cosmological observations. It will also be compared with models where the Universe had a beginning followed by an inflationary phase, which will be explained in other articles in this issue of Cadernos de Astronomia.

Palavras-chave: cosmologia, modelos com ricochete, extensões da relatividade geral, observações cosmológicas.

Keywords: cosmology, bouncing models, extensions of general relativity, cosmological observations.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41730](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41730)

1 Introdução

Pinturas rupestres de 40 mil anos atrás, veja a Figura 1, indicam que já nos primórdios da Humanidade havia um extraordinário encantamento pelo Cosmo: estrelas, planetas, cometas, o Sol, a Lua, inclusive com a percepção da rotação do céu, mais tarde entendida como a rotação da Terra em torno do seu eixo. Como consequência, perguntas sobre a origem de tudo isso foram surgindo desde essa época, e as respostas vieram sob a linguagem dos diversos mitos religiosos criados em diferentes grupos sociais. Com a formulação do Método Científico por Galileo Galilei (1564-1642), há cerca de 400 anos, essas perguntas começaram a ser investigadas sob a ótica de uma nova linguagem, a da Física Moderna, culminando com a formulação da Teoria da Relatividade Geral (TRG) por

Albert Einstein (1879-1955) em 1915, e o nascimento da Cosmologia Relativista em 1917. O Universo passou a ser entendido como um sistema físico regulado pelas leis da TRG, que descreve a dinâmica do espaço-tempo-matéria-gravitação em uma estrutura unificada. Seguindo esse arcabouço teórico, Alexander Friedmann (1888-1925) formulou um modelo de universo dinâmico, que poderia estar em expansão ou contração. Como toda teoria física necessita estar em acordo com experimentos e/ou observações, só a partir de 1927-1929, com a observação da expansão generalizada e em larga escala das galáxias e aglomerados de galáxias por Georges Lemaître (1894-1966) e Edwin Hubble (1889-1953), a nova Cosmologia que surgia passou a ser levada a sério. Entretanto, a expansão do Universo descrita pela



Figura 1: Pintura rupestre de 40 mil anos encontrada na Europa. Comparações com outras figuras e o céu da mesma época indicam que as figuras aladas representam constelações que vão girando no céu com a passagem do tempo.

TRG, se extrapolada para o passado, levava inexoravelmente a um ponto singular inicial de origem do tempo, onde quantidades físicas, como a densidade de energia do Universo, vão a infinito. Neste ponto nenhuma teoria física faz sentido.

Físicos e astrônomos não estão imunes, como qualquer ser humano, ao ambiente cultural à sua volta. Sendo assim, os físicos ocidentais, imersos numa cultura judaico-cristã onde está fortemente inserida a ideia de que o Cosmo teve um momento inicial (Gênesis), aceitaram prontamente a ideia científica de uma origem do tempo. Não é por acaso que a ideia de um “átomo primordial” como início do Universo tenha sido formulada pelo próprio Lemaître, um padre católico. Neste cenário, indo para trás no tempo usando a TRG e antes de chegar à singularidade inicial, o Universo deve ter sido muito mais denso e quente, tão quente que átomos não existiam, só elétrons e prótons dissociados formando um plasma com elevadas temperaturas, acima de dez mil graus Kelvin. Quando o Universo esfriou e os átomos se formaram, a radiação eletromagnética do plasma ficou livre (partículas de luz, fótons, interagem fortemente com partículas carregadas, mas não com átomos neutros). Essa radiação livre, depois chamada de radiação cósmica de fundo (RCF), poderia ser observada hoje, como proposto por George Gamow (1904-1968) em 1948. Os trabalhos de Gamow com seus colegas deram origem ao chamado modelo cosmológico do *big bang*, veja a Figura 2. Entretanto, a singularidade inicial que dá origem ao Universo permanecia sem ser abordada, muito menos compreendida.

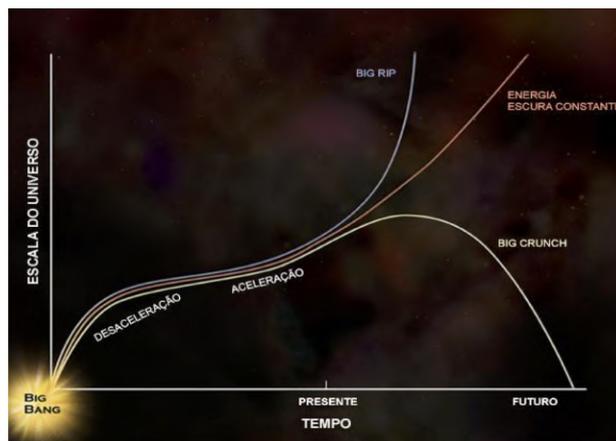


Figura 2: Modelos cosmológicos extrapolados no passado até o *big bang*. O *Big Rip* (Grande Rasgo) é um outro tipo de singularidade que pode surgir se a energia escura tem pressão negativa e módulo superior à sua densidade de energia. O espaço-tempo se dilacera.

Paralelamente a isso, buscando resolver o problema da singularidade inicial, Hermann Bondi (1919-2005), Thomas Gold (1920-2004), Fred Hoyle (1915-2001), e depois Jayant Narlikar (1938-), desenvolveram o modelo cosmológico estacionário, onde haveria permanente criação de matéria, muito pequena para ser detectada, mas que manteria o Universo sempre com a mesma taxa de expansão, e as mesmas densidades e temperaturas. Neste modelo o Universo não tem começo nem fim, mas também não tem a RCF.

Com a observação acidental da RCF em 1964 por Arno Penzias (1933-) e Robert Wilson (1936-), o modelo cosmológico estacionário ficou quase esquecido, e o modelo *big bang* ganhou força, sobretudo com o surgimento dos Teoremas de Singularidade de Roger Penrose (1931-) e Stephen Hawking (1942-2018), onde ficou demonstrado que sob condições bem gerais e fisicamente razoáveis sobre a distribuição de matéria, energia, e campo gravitacional, as singularidades continuariam a existir, tanto em cosmologia quanto no interior de buracos negros. Ou seja, para entender a singularidade inicial só com teorias que sejam extensões da TRG e da física que descreve a matéria, ou então pela presença de efeitos quânticos em regiões da altíssima temperatura, ainda não considerados.

A partir da década de 70, essas extensões passaram a ser consideradas, e novos modelos cosmológicos com expansão e fase muito quente eram

precedidos de um ricochete e uma fase de contração [1–3]. Modelos cíclicos desse tipo já tinham sido considerados na década de 30 [4], porém as fases de contração que seguiriam a presente fase de expansão conteriam as galáxias e aglomerados de galáxias que hoje existem, terminando por produzir uma imensa quantidade de buracos negros e outros objetos compactos que jamais poderiam dar início à uma nova fase de expansão semelhante à que hoje vivemos. Assim, esses modelos foram descartados. Por outro lado, os modelos das referências [1–3] ainda eram muito simples, não se adequando às observações cosmológicas mais precisas que vinham surgindo.

Nesse artigo, vou abordar os modelos de ricochete contemporâneos mais complexos que satisfazem as atuais observações cosmológicas, e os diversos contextos teóricos em que são produzidos. Grande parte deles traz consigo muitas das ideias trazidas pelos pioneiros relatados acima, porém bem mais elaboradas, por vezes fundindo ideias de modelos diferentes. Na Seção 2 descreverei com mais detalhe esses modelos de ricochete, na Seção 3 farei uma comparação com as observações, e com os modelos de *big bang* com inflação. Concluo na Seção 4 com as perspectivas desses modelos para o futuro.

2 Modelos de ricochete

Como vimos na Introdução, eliminar a singularidade inicial cosmológica colocando no seu lugar um ricochete regular entre fases de contração e expansão do Universo só seria possível com extensões da TRG clássica e/ou do Modelo Padrão da Física de Partículas. O ricochete é necessariamente um ponto onde a velocidade de contração do Universo é zero e sua aceleração positiva, para que haja uma fase de expansão posterior. Na TRG, isto só é possível se o conteúdo material tiver uma pressão demasiadamente negativa ($p < -\rho$, onde p é a pressão e ρ a densidade de energia), ou energia negativa, o que implicaria numa instabilidade quântica dos campos de matéria conhecidos. As modificações da TRG que foram sugeridas incluem novos acoplamentos entre os campos materiais e a gravitação, e da gravitação consigo mesmo, que só se manifestariam em escalas de energia muito altas. Uma outra

possibilidade seria considerar que a altas energias efeitos quânticos da Gravitação se tornariam relevantes. O problema é que até hoje não temos uma Teoria da Gravitação Quântica consensual, portanto várias abordagens têm sido utilizadas: as diferentes teorias de corda, a Gravitação Quântica de Laços, e a quantização Wheeler-DeWitt, que não pode ser aplicada a escalas muito próximas da escala de Planck (escalas de distância da ordem de 10^{-33} cm). Nesse caso, o ricochete tem que acontecer em escalas superiores a essa.

Vários modelos de ricochete surgiram dessas abordagens quânticas. Em muitos deles, efeitos quânticos implicam num termo efetivo nas equações cosmológicas da TRG que fazem um papel similar a um termo de matéria com energia negativa que só se manifesta a altas energias, o que provoca o ricochete. Vamos agora descrever cada um deles.

2.1 Modelos com um único ricochete sem fase inflacionária

Tais modelos emergem essencialmente da abordagem de Wheeler-DeWitt, onde a fase de contração é dominada por campos de matéria usuais, com energia e pressão positivas, havendo a possibilidade de campos com pressões um pouco negativas ($-\rho/3 < p < \rho$).

Como será visto em outro artigo dessa Seção Temática dos Cadernos de Astronomia, a inflação é necessária em modelos onde o Universo tem um começo devido a três problemas básicos: horizonte, planeza, e da formação de estruturas. O primeiro problema refere-se ao fato de na época do desacoplamento da RCF, diversas regiões com mesma temperatura não poderiam se termalizar por estarem afastadas umas das outras por distâncias muito maiores que a luz poderia viajar desde o início do Universo. Sobre a planeza, as observações indicam que o espaço tri-dimensional do Universo é praticamente plano, mas as lentes com as quais observamos esse espaço têm desde o início crescido muita mais rapidamente que o próprio espaço. Seria como se pegássemos um foguete muito poderoso e saíssemos da Terra, mas por mais que viajássemos veríamos ela sempre plana, ou seja, seria uma Terra com raio imenso. O problema da origem das estruturas surge pelas mesmas razões: as escalas espaciais das estrutu-

ras que hoje observamos, como galáxias e aglomerados de galáxias, eram, no passado, muito maiores que o universo observável da época, e portanto não poderiam ser explicadas por nenhuma física local.

Nos modelos de ricochete descritos acima, nenhum dessas problemas se coloca. Como não há começo do Universo, todas as regiões do Cosmo tiveram tempo infinito para interagir e termalizar. Numa fase de contração dominada por um campo material com pressão e densidade de energia satisfazendo $-\rho/3 < p < \rho$, as lentes com as quais observamos o Universo diminuem muito mais rapidamente que o próprio Universo, numa dinâmica reversa à da expansão. É como se olhássemos uma esfera com um campo de visão cada vez menor: ela nos parecerá plana, e nos parece plana hoje porque o Universo expandiu muito menos do que tudo que contraiu. Finalmente, para a formação de estruturas, a solução é semelhante, pois a dinâmica é reversa à da expansão: voltando para trás no passado na fase de contração, as escalas espaciais das estruturas que hoje observamos se tonaram, nesse passado remoto, muito menores que o universo observável da época, e não percebiam a taxa de expansão do Universo nem qualquer curvatura do espaço-tempo, veja Figura 3. Note que nesse passado remoto o Universo era muitas ordens de grandeza maior do que ele é hoje, e tendo a mesma quantidade de matéria sendo, portanto, quase vazio. Neste cenário, a origem dessas estruturas pode ser tratada com a física do espaço-tempo plano, bem conhecida dos físicos, surgindo de flutuações quânticas de um estado de vácuo quântico adequado a esse período do Universo onde ele era quase vazio.

Por outro lado, a ausência de inflação impõe que não pode ser qualquer campo material a dominar a fase de contração: para que haja acordo entre esse modelo e as observações da RCF é necessário que o campo material que domina a contração em largas escala tenha pressão quase nula. Note que a matéria escura que hoje compõe o Universo observado tem exatamente essa propriedade podendo ser, portanto, o campo fundamental que domina essa fase.

O início da fase de expansão deve ser dominada por radiação, como no modelo padrão da Cosmologia, e não por matéria escura. Entretanto, se adicionarmos radiação ao modelo acima pouco al-

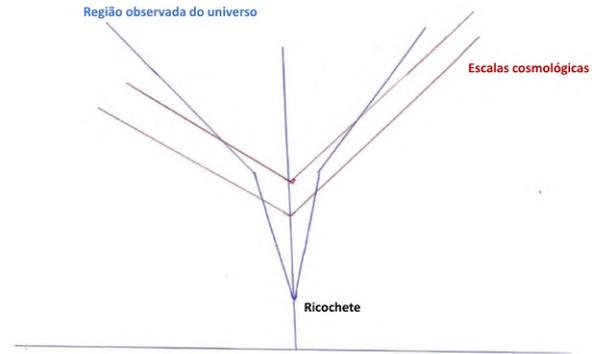


Figura 3: Evolução comparativa entre as escala de causalidade do Universo, em azul, e as escalas cosmológicas de galáxias, aglomerados de galáxias, e super aglomerados, em roxo. Note que sem o ricochete as escalas cosmológicas iniciariam maiores que a escala de causalidade, mas com o ricochete, indo para trás no tempo, elas voltam a se tornar muito menores que essa escala no passado remoto.

terará a dinâmica do Universo em largas escalas, já que ela só se torna dominante mais perto do ricochete. Esse modelo mais complexo também tem sido investigado, com resultados consistentes com as observações.

Na Figura 4 é apresentado um dos primeiros modelos de ricochete quântico obtidos [5], onde o campo material dominante no ricochete é radiação.

2.2 Modelos cíclicos sem inflação

Os chamados modelos cíclicos com infinitos ricochetes, motivados por teorias de corda, têm que resolver o problema levantado na referência [4]. A fase de expansão tem que conter um período de fase muita acelerada para dissipar todas as estruturas que existem no Universo, e reiniciar a fase de contração quase vazio. Na referência [6], é proposta a existência de um campo material com características bastante especiais que realiza essas fases.

Os ciclos se realizam da seguinte forma: o Universo expande como no modelo cosmológico padrão, forma galáxias e estrelas, atinge a fase acelerada que aos poucos dissipará todas essas estruturas. Depois disso, ele contrai novamente quase vazio, bastante homogêneo, onde as sementes das novas estruturas são criadas por flutuações do vácuo quântico, até realizar um ricochete que o lança de novo numa fase expansão semelhante a que vivenciamos hoje, e assim o ciclo se repete.

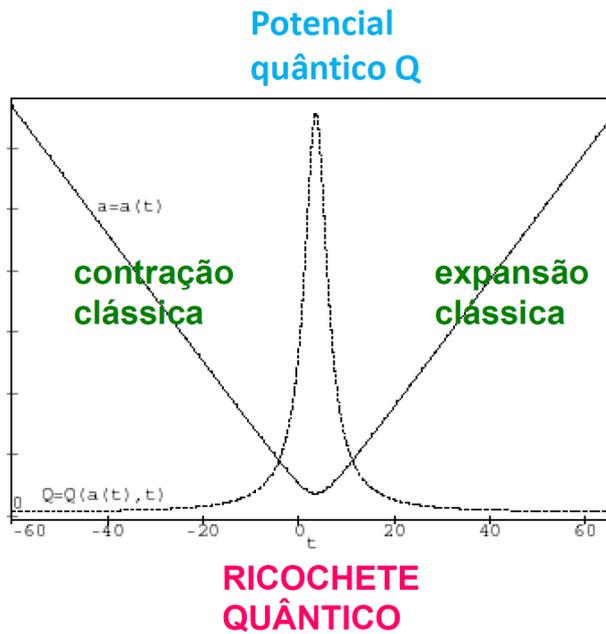


Figura 4: Exemplo de um ricochete quântico. O universo contrai classicamente em direção à singularidade, mas efeitos quânticos quantificados pelo potencial quântico se tornam importantes, interrompem esse colapso, e lança o universo na fase de expansão que hoje observamos.

Os colapsos ocorrem muito lentamente, de forma a evitar a geração de anisotropias na contração.

Em cada ciclo o momento de recolapso e ricochete acontecem em escalas cada vez maiores, veja Figura 5, mas as velocidades relativas de expansão e contração são sempre as mesmas. As escalas de recolapso e ricochete crescem exponencialmente, portanto este modelo cíclico combina o modelo de estado estacionário discutido na Introdução com o modelo cíclico da referência [4], com suas qualidades e sem os seus defeitos. Entretanto, a maneira como se dá o ricochete nesses modelos ainda é bastante incerta e com questões a serem respondidas, como também o campo que realiza essas fases é bastante artificial.

2.3 Bounce com inflação

A maioria dos modelos desse tipo são propostos no formalismo de quantização da Cosmologia chamado Cosmologia Quântica de Laços (CQL). Este formalismo usa técnicas da teoria mais geral de quantização da Gravitação chamada Gravitação Quântica de Laços (GQL), mas não foi provado que a CQL pode ser obtida da GQL. Mesmo assim, a CQL tem a pretensão de ser válida mesmo



Figura 5: Visão artística dos modelos cíclicos. Note que as escalas máximas e mínimas vão aumentando.

em escalas bem próximas da escala de Planck.

Nessa abordagem, existe também um ricochete entre uma fase de contração e outra de expansão causado por efeitos quânticos, que como na quantização Wheeler-DeWitt implicam numa correção quântica às equações da TRG que fazem o papel de um termo de energia negativa, sem sê-lo. Entretanto, nesses modelos, uma fase inflacionária posterior é mantida, portanto os campos de matéria que dominam na contração não precisam ser restringidos para produzir observáveis em acordo com as atuais observações cosmológicas, a inflação já faz esse papel. Na verdade são modelos inflacionários onde o problema da singularidade inicial é resolvido.

Uma pergunta que pode ser colocada é a seguinte: se modelos com ricochete não precisam de inflação, já que neles não aparece nenhum dos problemas que a inflação vem resolver, qual a necessidade de se colocar essa fase a mais, complicando o modelo? A resposta é simples: uma fase de contração do Universo facilita a obtenção de condições iniciais para um período inflacionário na fase de expansão. Assim, se realmente existe na natureza esse campo capaz de gerar inflação no Universo, o inflaton, então a fase de contração anterior ao ricochete facilita a possibilidade do inflaton adquirir as condições apropriadas para produzir inflação depois do ricochete.

3 Comparação com as observações e com o Modelo Inflacionário

Os modelos com ricochete têm três características básicas em comum com os inflacionários que possibilitam sua adequação às observações: a ori-

gem das estruturas do Universo devida a flutuações quânticas de um vácuo quântico (o que implica numa distribuição de formato Gaussiano de amplitudes de flutuações, já que o vácuo quântico tem essa forma Gaussiana), a maior contribuição das flutuações da densidade total do Universo para a formação de estruturas do que as obtidas das flutuações relativas entre suas diversas componentes, e a possibilidade de se obter uma potência de flutuações que depende muito pouco das escalas de tamanho consideradas, pelo menos para aquelas escalas que contribuem para as pequenas diferenças de temperatura da RCF em grandes ângulos.

Por outro lado, as observações da RCF também indicam que a potência das flutuações geradoras de ondas gravitacionais primordiais produzidas nestes cenários deve ser pequena em relação à potência das flutuações que geram as perturbações de densidade de matéria. Esta observação eliminou vários modelos bastante conhecidos de inflação, como também eliminou diversos modelos clássicos de ricochete. Entretanto, modelos quânticos de ricochete podem resolver esse problema, já que efeitos quânticos podem amplificar as perturbações de densidade em relação às ondas gravitacionais primordiais. Aliás, se isso realmente aconteceu no nosso Universo, seria uma consequência mensurável de um efeito típico de Cosmologia Quântica [7], algo de extrema importância para a própria Física Quântica, já que seria a confirmação de que o Universo pode e deve ser investigado através da Teoria Quântica, algo que é contestado por alguns físicos.

Uma questão importante para os modelos com ricochete é o papel da energia escura (aquela que hoje domina a dinâmica do Universo, acelerando a sua expansão) nesses modelos. Essa não é uma questão para os modelos inflacionários, já que eles ocorrem em escalas de energia muito grandes, e a escala de energia da energia escura é muito pequena sendo, portanto, irrelevante. Entretanto, nos modelos de ricochete, na fase de contração em tempos remotos, o Universo é muito rarefeito, as escalas de energia são muito baixas, e a energia escura pode se tornar importante nessa fase. Se esse é o caso, a presença da energia escura afeta a evolução da escala de causalidade do universo nessas épocas, tornando-a praticamente constante. Sendo assim, as escalas espaciais das

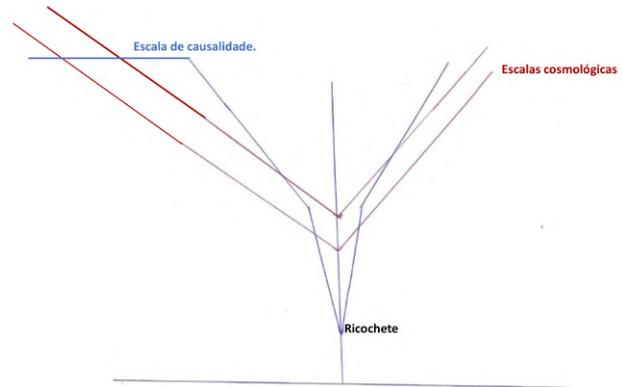


Figura 6: Efeito qualitativo da energia escura no passado remoto de modelos de ricochete. Quando ela domina a evolução do Universo, a escala de causalidade, em azul, fica quase constante, e as escalas cosmológicas, em roxo, ficam de novo maiores que ela, trazendo um problema para a implementação física de condições iniciais para as perturbações cosmológicas nessas escalas.

estruturas que hoje observamos se tornaram no passado, de novo, muito maiores que a escala do universo observável e, portanto, não poderiam ser explicadas por nenhuma física local, veja Figura 6. Esse problema é muito importante, mas é pouco considerado pelos cosmólogos que investigam modelos com ricochete, e nas poucas vezes em que ele é tratado, a resposta é equivocada. Em alguns dos nossos trabalhos, esse problema foi atacado de duas formas diferentes. Na primeira, também tratado na referência [7], exibimos um campo de matéria bastante simples que só se comporta como energia escura na fase de expansão, resolvendo o problema. Na segunda abordagem, mostramos como definir um estado de vácuo quântico apropriado para a situação descrita acima. São soluções viáveis, cujas consequências devem ser investigadas com mais profundidade.

Como comprovar os modelos de ricochete através das observações? Essa é uma questão difícil, já que existe uma quantidade imensa de modelos inflacionários diferentes, e uma grande variedade de observações diferentes que podem ser acomodadas em algum desses modelos. Isso permite até o questionamento sobre a relevância científica do paradigma inflacionário, já que ele pode ser acomodado a qualquer observação. Neste caso, devemos usar o argumento da simplicidade, a famosa navalha de Ockham, e rejeitar modelos muito complicados, com muitas hipóteses adicionais sem motivação bem fundamentada.

Nesta linha, vou então selecionar a classe de modelos inflacionários mais simples, contendo só um campo além do campo gravitacional, o ínflaton, que desce lentamente o seu potencial (vejam artigo sobre inflação neste mesmo número dos Cadernos de Astronomia). Este tipo de modelo, chamado de modelos de rolamento lento, prevê, entre outras coisas, que a distribuição das possíveis flutuações de densidade é Gaussiana, uma relação muito precisa entre a potência das flutuações de ondas gravitacionais de larga escala e das flutuações de densidade, e ausência de perturbações de natureza vetorial.

Modelos com ricochete podem apresentar pequenas diferenças em relação à distribuição Gaussiana mencionada acima, chamadas não gaussianidades, em diferentes escalas. De fato, uma classe de modelos de ricochete oriunda da CQL prevê não gaussianidades em grandes escalas (maiores que a escala do Universo observado hoje), que poderia inclusive resolver certas anomalias da RCF (propriedades da RCF que teriam pouca probabilidade de surgirem segundo uma distribuição Gaussiana). Estas não gaussianidades deveriam já estar registradas nas mais recentes observações da RCF. Isto foi procurado nos dados destas observações, mas nada foi encontrado, descartando esta classe de modelos. Este é um belo exemplo de confrontação real entre modelos de ricochete e as observações que, neste caso, descartaram essa classe de modelos. Caso o resultado fosse positivo, estes modelos de ricochete ganhariam uma grande visibilidade e importância, já que teriam previsto um efeito observável que os modelos mais simples de inflação não poderiam prever.

Os modelos de ricochete não estão sujeitos ao vínculo preciso obtido dos modelos simples de inflação entre a potência das flutuações de ondas gravitacionais de larga escala e das flutuações de densidade. De fato, existem modelos simples de ricochete onde este vínculo não é satisfeito. Entretanto, para efetivar essa confrontação, é preciso medir essas ondas gravitacionais primordiais de larga escala. Já se sabe que sua amplitude é pequena, mas há ainda uma janela de duas ordens de grandeza em futuras observações que permitem sua observação e, nesse caso, a confrontação direta entre modelos de ricochete e inflação. Para além dessa janela ainda aberta, não será mais

possível observar ondas gravitacionais primordiais de larga escala, e esta confrontação ficará inviável. A única esperança seria a observação de ondas gravitacionais primordiais em pequena escala, mas essas são bastante difíceis de medir devido à sua mistura com ondas gravitacionais de outras origens.

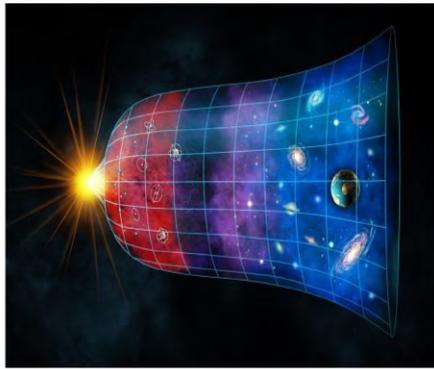
As flutuações de natureza vetorial podem ser produzidas com baixa potência (mas não nula, como nos modelos de rolamento lento) em modelos com ricochete, com efeitos nas observações da RCF, nas lentes gravitacionais, e na produção de campos magnéticos primordiais que seriam as sementes dos campos magnéticos hoje observados em escalas de galáxia e de aglomerados de galáxias. Essa é uma linha de investigação ainda pouco explorada.

Recentemente, com a detecção das ondas gravitacionais pelos observatórios Ligo nos EUA e Virgo na Itália desde 2016, constatou-se a existência de buracos negros muito massivos no Universo que não podem ser explicados facilmente pelo MPC com inflação. Entretanto, em modelos de ricochete com uma longa fase de contração lenta, tais buracos negros muito massivos podem ter evoluído de buracos negros primordiais formados perto do ricochete, que depois cresceram muito sugando a matéria ao seu redor. Essa hipótese tem sido bastante investigada recentemente, e pode se tornar um aspecto positivo dos modelos de ricochete.

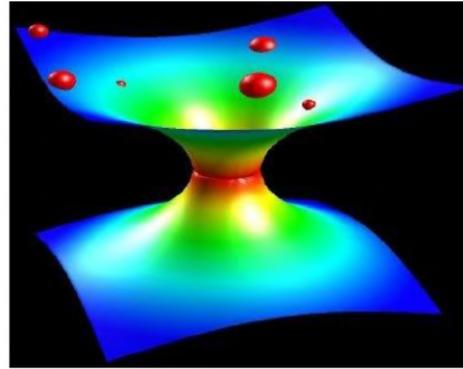
Finalizando, tanto para os modelos de ricochete como para os inflacionários, é preciso explicar como surge a matéria que nos forma (prótons, elétrons, fótons, etc). Na inflação isto se dá através do mecanismo de reaquecimento, onde o ínflaton se acopla com estes outros campos e cede sua energia a eles. Nos modelos de ricochete, isto provavelmente acontece no próprio ricochete, com a criação quântica destas partículas pelo campo gravitacional intenso ali presente, como tem sido demonstrado em várias publicações recentes.

4 Conclusão e perspectivas futuras

Por construção, modelos com ricochete resolvem um problema fundamental do Modelo Padrão Cosmológico (MPC), que é a existência de uma singularidade inicial, onde várias quantida-



O Universo teve um começo e inflou.
 → **qualidades:**
 i) Não é difícil construir um modelo físico para a inflação.
 ii) Inflação previu propriedades da RCF antes de serem observadas.
 → **lacunas:**
 i) O que é o inflaton?
 ii) O problema da singularidade não foi resolvido!



O Universo sempre existiu e teve um ricochete.
 → **qualidades:**
 i) Singularidade eliminada.
 ii) Os problemas cosmológicos dos modelos com início desaparecem.
 → **lacunas:**
 i) É complicado construir modelos com ricochete, efeitos quânticos talvez necessários.
 ii) Pode satisfazer as observações da RCF, mas são ajustes, não previsões.

Figura 7: Qualidades e lacunas dos modelos de ricochete e inflação.

des físicas ficam infinitas, e nenhuma Física é possível ali.

Esta não é a única solução possível para o problema da singularidade inicial. Há outras propostas onde o espaço-tempo clássico emerge de uma estrutura quântica complexa. Este tipo de modelo necessita de uma fase inflacionária subsequente para dar conta dos problemas citados na Seção 2. Entretanto, modelos com ricochete não necessitam de inflação, mas podem conter uma fase inflacionária, como descrito na Seção 3.

Uma comparação entre virtudes e incompletudes dos modelos com ricochete e inflacionários está sintetizada na Figura 7. Talvez a principal virtude dos modelos inflacionários tenha sido a previsão realizada por Viatcheslav Mukhanov (1956-) e Gennady Chibisov (1946-2008), com mais de duas décadas de antecedência, de que a potência de flutuações cosmológicas primordiais advindas da inflação deveria ser quase independente de suas escalas de tamanho, com uma pequena preferência por grandes escalas. Isto foi comprovado com muita precisão por diversas observações cosmológicas, e é propriedade quase geral de todos modelos inflacionários. Os modelos de ricochete podem acomodar esse fato, mas isto não é uma previsão, é um ajuste a poste-

riori. Como já dissemos, esse ajuste implica na imposição de que o campo material que domina a contração em largas escalas deva ter pressão quase nula (matéria escura?), mas o campo material que domina o universo em pequenas escalas, pode ser qualquer um. Já a grande virtude dos modelos de ricochete é resolver o problema da singularidade inicial.

Como perspectivas futuras, é muito importante a investigação da existência de não gaussianidades em modelos com ricochete, como também uma pesquisa mais aprofundada sobre os efeitos físicos da energia escura nesses modelos, e suas confrontações com as observações. Uma outra característica interessante de modelos de ricochete é a relevância que matéria e energia escuras podem ter para esses modelos. De fato, o período na fase de contração onde as condições iniciais desses modelos são colocadas deve ser fortemente afetado por essas duas componentes do setor escuro do Universo. Portanto, qualquer resultado importante sobre modelos de ricochete pode trazer mais informações sobre a natureza dessas duas componentes, e vice-versa.

Existe uma grande comunidade de cosmólogos e astrofísicos investigando modelos inflacionários, e alguns até o consideram como parte do MPC, e

uma pequena comunidade investigando modelos com ricochete, pelas razões expostas acima. Entretanto, modelos com ricochete são completos, não têm singularidade, além de poderem se adequar às mais recentes observações cosmológicas. Assim, podem ser entendidos tanto como complementos ao paradigma inflacionário, ou como alternativas a este. Há ainda muito a ser investigado para aprofundá-los, e estabelecer suas consequências mais detalhadas, por isso considero um tema da cosmologia que deve ser incentivado. Existem perspectivas observacionais para confirmar ou refutar esses modelos. Após um século da observação da expansão do Universo acho fascinante a ideia de que talvez tenhamos a possibilidade de descobrir que ele também teve uma fase contração.

Sobre o autor

Nelson Pinto Neto (nelsonpn@cbpf.br) trabalha na Coordenação de Cosmologia, Astrofísica e Interações Fundamentais do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, é Pesquisador 1B do CNPq, e é especialista em cosmologia primordial, modelos quânticos de ricochete, perturbações cosmológicas de origem quântica e suas consequências observacionais.

Referências

- [1] G. L. Murphy, *Big-bang model without singularities*, *Phys. Rev. D* **8**, 4231 (1973).
- [2] M. Novello e J. M. Salim, *Nonlinear photons in the universe*, *Phys. Rev. D* **20**, 377 (1979).
- [3] V. N. Melnikov e S. V. Orlov, *Nonsingular cosmology as a quantum vacuum effect*, *Phys. Lett. A* **70**, 263 (1979).
- [4] R. C. Tolman, *On the theoretical Requirements for a Periodic Behaviour of the Universe*, *Phys. Rev.* **38**, 1758 (1931).
- [5] J. A. de Barros, N. P. Neto e M. A. S. Leal, *The causal interpretation of dust and radiation fluid non-singular quantum cosmologies*, *Phys. Lett. A* **241**, 229 (1998). [ArXiv:gr-qc/9710084](https://arxiv.org/abs/gr-qc/9710084).
- [6] A. Ijjas e P. J. Steinhardt, *Bouncing Cosmology made simple*, *Class. Quantum Grav.* **35**, 135004 (2018). [ArXiv:1803.01961](https://arxiv.org/abs/1803.01961).
- [7] A. P. Bacalhau, N. Pinto-Neto e S. D. P. Viteni, *Consistent scalar and tensor perturbation power spectra in single fluid matter bounce with dark energy era*, *Phys. Rev. D* **97**, 083517 (2018). [ArXiv:1706.08830](https://arxiv.org/abs/1706.08830).

Introdução à cosmologia quântica

Paola C. M. Delgado

Uniwersytet Jagielloński, Polônia

Resumo

Este artigo de revisão apresenta uma introdução à Cosmologia Quântica, incluindo os métodos matemáticos fundamentais para a abordagem canônica, alguns dos problemas conceituais existentes e a conexão dos modelos com possíveis observáveis.

Abstract

This review presents an introduction to Quantum Cosmology, including the mathematical methods essential to the canonical approach, some of the existing conceptual problems and the connection of the models to possible observables.

Palavras-chave: cosmologia quântica, gravitação quântica, universo primordial.

Keywords: quantum cosmology, quantum gravity, early universe.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41563](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41563)

1 Introdução

A Cosmologia é o estudo científico do Universo como um todo, incluindo sua origem, dinâmica e formação de estruturas. Está intimamente ligada à Gravitação, a qual é atualmente descrita pela Teoria da Relatividade Geral de Einstein [1, 2].

A Mecânica Quântica, por sua vez, é a teoria que descreve a natureza em escalas atômicas e subatômicas, levando a uma discretização (quantização) de quantidades como energia, momento e momento angular de um sistema [3, 4]. Em tais escalas, fenômenos não intuitivos para nós se manifestam, como por exemplo o caráter dual de onda-partícula de entidades físicas e o limite fundamental para a acurácia com a qual podemos prever, a partir de condições iniciais, os valores de determinados pares de quantidades físicas (variáveis canonicamente conjugadas), o chamado princípio da incerteza de Heisenberg [5]. No limite macroscópico, a Mecânica Quântica recupera os resultados da Mecânica Clássica, o que é descrito pelo princípio da correspondência e corroborado pelo teorema de Ehrenfest. Dessa forma, a quantização de qualquer sistema físico, inclusive em escalas macroscópicas, deveria ser viável.¹

A Cosmologia Quântica parte desse princípio de aplicabilidade da Mecânica Quântica a todos os sistemas físicos existentes, incluindo o próprio Universo. Diversos sistemas físicos compostos por campos de matéria já foram quantizados com êxito, resultando em teorias tais como a Eletrodinâmica e a Cromodinâmica Quânticas [13, 14], as quais tiveram previsões corroboradas por evidências experimentais [13, 15, 16]. Por outro lado, a quantização do Universo requer não somente a quantização da matéria, mas também do próprio espaço-tempo. Esta é uma implicação direta da Relatividade Geral, uma vez que a teoria descreve o espaço-tempo como uma entidade física, a qual satisfaz leis dinâmicas e interage com a matéria. Por essa razão, a Cosmologia Quântica está intimamente ligada à Gravitação Quântica, a qual almeja quantizar a gravidade. Contudo, as bases matemáticas e conceituais para a quantização do

Quântica não possui uma interpretação universalmente aceita. Existem diversas abordagens sobre de que forma a teoria se conecta à realidade que percebemos [4]. Dentre as muitas escolas de pensamento estão a interpretação de Copenhague [6], a interpretação de De Broglie-Bohm [7–9], a interpretação de muitos mundos [10] e a interpretação de histórias consistentes [11]. Importantes questões são investigadas em cada uma dessas (e outras) abordagens, incluindo o caráter determinista ou probabilístico da teoria e o chamado problema da medida [12].

¹Vale mencionar que, apesar de matematicamente bem estabelecida e experimentalmente verificada, a Mecânica

espaço-tempo não são bem estabelecidas e numerosos desafios surgem em diferentes abordagens.

Além do princípio mencionado acima, referente a quantizar o Universo enquanto um sistema físico, uma outra grande motivação para a busca de uma Teoria Quântica da Gravitação vem da própria Cosmologia clássica: a singularidade inicial, conhecida popularmente como *Big Bang*, evidencia a limitação da teoria em descrever regimes em energias extremamente altas. Matematicamente tal singularidade é descrita pela divergência (infinitude) da densidade de energia e da curvatura do espaço-tempo, o que as torna não físicas. Tendo em vista que singularidades geralmente apontam uma incompletude da teoria, tendo sido algumas delas previamente resolvidas através da quantização [13, 17], é natural considerar a ideia de que uma Teoria da Gravitação Quântica possa resolver a singularidade inicial no Universo. Como será mostrado na Seção 3, essa é de fato uma consequência de diferentes propostas para a Cosmologia Quântica [18–24].

Ainda que uma única e bem estabelecida forma de quantizar o Universo não tenha sido encontrada até o momento, a busca por teorias nessa direção tem levado a um considerável desenvolvimento conceitual e matemático da nossa descrição sobre a gravidade e sobre a Mecânica Quântica. Dentre as numerosas propostas estão a Gravitação Quântica Canônica, incluindo a equação de Wheeler-DeWitt [25, 26] e a Gravitação Quântica em Laços (ou em *Loop*) [23, 27, 28], a Teoria das Cordas [29], a Gravidade Assintoticamente Segura [30] e a Triangulação Dinâmica Causal [31]. Esta não é, contudo, uma lista exaustiva das teorias existentes e mais exemplos podem ser encontrados em [32–41].

Dadas as diferentes abordagens exploradas como possíveis caminhos para uma Teoria Quântica da Gravitação, diferentes cenários no contexto cosmológico podem emergir, tornando o Universo primordial um excelente regime em que tais teorias podem ser eventualmente testadas. Entretanto, a conexão com observáveis tem se mostrado um grande desafio imposto pelas escalas de energia que conseguimos acessar. Atualmente, a informação mais longínqua que temos dos primórdios do Universo é a chamada Radiação Cósmica de Fundo (geralmente referenciada como CMB, sigla da expressão em inglês *Cos-*

mic Microwave Background)² [42] e sua escala de energia é menor (ou seja, aconteceu temporalmente depois) que a escala de energia de uma possível Gravitação Quântica. Por essa razão, é extremamente desafiador encontrar possíveis evidências observacionais dessas teorias. Apesar disso, algumas relações com observáveis já foram obtidas e vínculos já foram impostos [43–50], levando inclusive à exclusão de algumas classes de modelos, como será explicado na Seção 4. Uma outra perspectiva para testar teorias de Gravitação Quântica, antes mesmo da CMB, está na possível detecção futura de ondas gravitacionais primordiais [51]. Uma vez que estas interagem muito fracamente com a matéria, elas já estariam se propagando até nós enquanto os fótons da CMB estavam retidos. Dessa forma, escalas de energia maiores poderiam ser exploradas.

As próximas seções encontram-se organizadas da seguinte maneira: a Seção 2 apresenta a abordagem canônica para a quantização da Teoria da Relatividade Geral, a qual se baseia no formalismo ADM. A Seção 3 aborda as consequências da quantização para cenários cosmológicos concretos, considerando como exemplos a Cosmologia Quântica de De Broglie-Bohm e a Cosmologia Quântica em Laços. Por fim, as relações com observáveis são exploradas na Seção 4.

2 Quantização da Relatividade Geral

Nesta seção será apresentada a proposta de quantização canônica para uma teoria da Gravitação Quântica. Tal abordagem faz uso da Mecânica Hamiltoniana, a qual descreve sistemas físicos em termos de suas variáveis de posição e momento, e da segunda quantização, onde campos clássicos são promovidos a operadores quânticos. Na Subseção 2.1, o formalismo Hamiltoniano da Relatividade Geral é introduzido, seguido pelo procedimento de quantização canônica que leva à

²A Radiação Cósmica de Fundo (CMB) é uma radiação na faixa de frequência de micro-ondas que detectamos em todas as direções. Ela se originou durante a combinação de elétrons e prótons no Universo primordial (fenômeno conhecido por recombinação na literatura), aumentando o livre caminho médio dos fótons, que passaram a viajar até nós. Antes da combinação os fótons sofriam sucessivos espalhamentos e ficavam retidos no plasma primordial, tornando o Universo opaco para nossas observações.

equação de Wheeler-DeWitt (Subseção 2.2) e à base da Gravitação Quântica em Laços (Subseção 2.3).

Daqui em diante, as coordenadas do espaço-tempo serão denotadas por x^μ , onde $\mu = 0$ se refere à coordenada temporal e $\mu = 1, 2, 3$ às coordenadas espaciais. Índices em letras gregas tomam valores de 0 a 3, enquanto índices em latim vão de 1 a 3. Derivadas em relação às coordenadas são denotadas por $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$. O espaço-tempo, o qual é descrito matematicamente por uma variedade, será representado por seu tensor métrico $g_{\mu\nu}$, que nada mais é que uma estrutura nessa variedade que permite a definição de distâncias e ângulos. A assinatura da métrica usada é $(-, +, +, +)$. A notação de Einstein é utilizada nas expressões tensoriais, indicando que índices repetidos devem ser somados (por exemplo, $V^i V_i = \sum_{a=1}^3 V^i V_i$). Por fim, denotaremos a delta de Kronecker como δ_{ij} e o tensor de Levi-Civita como ϵ_{ijk} .

2.1 Formulação hamiltoniana da Relatividade Geral

A formulação hamiltoniana da Relatividade Geral foi desenvolvida por Richard Arnowitt, Stanley Deser e Charles Misner, tendo ficado conhecida como formalismo ADM [52]. A formulação se baseia em quantidades geométricas que caracterizam uma foliação de hipersuperfícies espaciais³ na direção do tempo.

Tais hipersuperfícies são definidas através da constância de uma função f das coordenadas, ou seja, $f(x^\mu) = \text{constante}$ e suas normais η_μ . Ao introduzir a coordenada temporal $t \equiv x^0$, podemos escrever $\eta_\mu = -N\delta_\mu^0$, onde N é chamada de função lapso e é normalizada através de $g^{\mu\nu}\eta_\mu\eta_\nu = -1$. Podemos também definir o projetor $h^{\mu\nu} \equiv g^{\mu\nu} + \eta^\mu\eta^\nu$, de forma que sua matriz inversa $h_{\mu\nu}$ é o tensor métrico das hipersuperfícies. Por fim, definimos o chamado vetor deslocamento $N^i \equiv g^{i0}N^0$, o qual descreve a taxa de mudança do deslocamento de x^i de uma hipersuperfície para outra. Na Figura 1 tais definições são apresentadas de forma geométrica. A função

³Hipersuperfícies são variedades algébricas de dimensão $n-1$ inseridas em um espaço de dimensão n . No caso da Relatividade Geral, as variedades englobam as 3 dimensões espaciais e o tempo é descrito como a dimensão extra no espaço com $n = 4$.

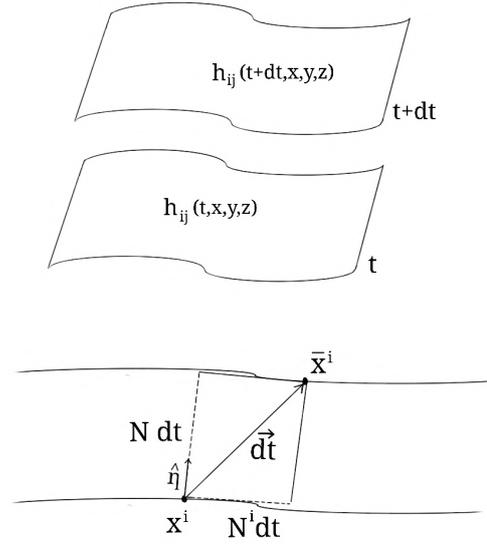


Figura 1: Duas hipersuperfícies separadas na direção temporal por um intervalo infinitesimal dt . A função lapso N e o vetor deslocamento N^i são representados geometricamente. A normal η_μ à superfície $h_{ij}(t, x, y, z)$ é representada através de seu correspondente unitário $\hat{\eta}$.

lapso, o vetor deslocamento e a métrica das hipersuperfícies são então utilizadas para descrever a métrica do espaço-tempo quadridimensional em questão:

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{N^2} & \frac{N^i}{N^2} \\ \frac{N^j}{N^2} & h^{ij} - \frac{N^i N^j}{N^2} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Uma importante quantidade no contexto da geometria diferencial ao se considerar hipersuperfícies inseridas em uma variedade é a curvatura extrínseca. No presente cenário considerado, tal quantidade é dada por

$$K_{ij} = \frac{1}{2N} \left[\dot{h}_{ij} - \nabla_i N_j - \nabla_j N_i \right], \quad (2)$$

onde $\nabla_\mu V_\nu \equiv \partial_\mu V_\nu - \Gamma_{\mu\nu}^\lambda V_\lambda$ é a derivada covariante do espaço-tempo em questão (derivada ao longo de vetores tangentes da variedade) e ∇_i é a derivada covariante tridimensional. A quantidade $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda \equiv \frac{1}{2}g^{\lambda\rho}(\partial_\nu g_{\rho\mu} + \partial_\mu g_{\rho\nu} - \partial_\rho g_{\mu\nu})$ representa os símbolos de Christoffel, os quais descrevem a conexão afim do espaço-tempo. O ponto representa a derivada temporal.

A densidade lagrangiana desse sistema pode ser escrita em termos das quantidades anteriormente definidas

$$\mathcal{L} = Nh^{\frac{1}{2}} \left(R^{(3)} + K^{ij}K_{ij} - K^2 \right), \quad (3)$$

sendo $R^{(3)}$ o escalar de Ricci das hipersuperfícies, o qual quantifica a curvatura da variedade, $K \equiv K_i^i$ e h o determinante da métrica das hipersuperfícies. Uma vez que essa densidade lagrangiana não depende de $\partial_0 N$ ou $\partial_0 N^i$, os momentos conjugados do lapso N e da função deslocamento N^i são nulos. Tais variáveis não dinâmicas devem ser incluídas na ação do sistema como fatores multiplicativos dos vínculos, os chamados multiplicadores de Lagrange. Dessa forma, a ação gravitacional S pode ser escrita como

$$S = \frac{1}{16\pi} \int \left[\Pi^{ij} \dot{h}_{ij} + N_i 2\nabla_i \Pi^{ij} + \right. \\ \left. - N \left(G_{ijkl} \Pi^{ij} \Pi^{kl} - h^{\frac{1}{2}} R^{(3)} \right) \right] dt d^3x, \\ \Pi^{ij} \equiv \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\partial_0 h^{ij})} = -h^{\frac{1}{2}} (K_{ij} - h_{ij} K), \\ G_{ijkl} \equiv \frac{h^{-\frac{1}{2}}}{2} (h_{ik} h_{jl} + h_{il} h_{jk} - h_{ij} h_{kl}). \quad (4)$$

As quantidades acompanhadas dos multiplicadores de Langrange N e N_i são os vínculos secundários da teoria e são respectivamente chamados de super-hamiltoniana \mathcal{H} e supermomento \mathcal{H}^j ⁴

$$\mathcal{H} \equiv G_{ijkl} \Pi^{ij} \Pi^{kl} - h^{\frac{1}{2}} R^{(3)} \approx 0, \quad (5)$$

$$\mathcal{H}^j \equiv -2\nabla_i \Pi^{ij} \approx 0. \quad (6)$$

O primeiro está relacionado à covariância da teoria sob transformações gerais do tempo, enquanto o segundo descreve a covariância sob transformações de coordenadas espaciais.

Por sua vez, a densidade hamiltoniana $\mathcal{H} \equiv \Pi^{ij} \dot{h}_{ij} - \mathcal{L}$ toma a seguinte forma

$$\mathcal{H} = \int (N\mathcal{H} + N_i \mathcal{H}^i) dt d^3x. \quad (7)$$

2.2 Quantização canônica e a equação de Wheeler–DeWitt

Como vimos na seção anterior, a Teoria da Relatividade Geral é covariante sob transformações de coordenadas. Em outras palavras, as leis físicas tomam a mesma forma em todos os sistemas referenciais. Matematicamente, essa propriedade leva aos vínculos, os quais reduzem os graus de liberdade do sistema. A quantização de sistemas

⁴A igualdade fraca denotada por \approx se deve ao fato das equações serem satisfeitas somente quando os vínculos são aplicados.

vinculados foi desenvolvida por Paul Dirac [53] e proporcionou a base para o procedimento da quantização canônica da Relatividade Geral.

Primeiramente promovemos as variáveis canônicas da teoria a operadores quânticos, de forma que os parênteses de Poisson $\{X, Y\}$ serão identificados como comutadores, ou seja $i\hbar\{X, Y\} \equiv [\hat{X}, \hat{Y}]$. Dessa forma, a métrica das hipersuperfícies h_{ij} se torna um operador \hat{h}_{ij} , o qual atua em funcionais de onda Ψ .

A partir da densidade hamiltoniana (7) podemos escrever a seguinte equação funcional de Schrödinger⁵

$$i\partial_0 \Psi = \int (N\hat{\mathcal{H}} + N_i \hat{\mathcal{H}}^i) \Psi d^3x, \quad (8)$$

onde o lado direito da equação representa a hamiltoniana H . Já os vínculos da super-hamiltoniana e do supermomento tomam a seguinte forma

$$\hat{\mathcal{H}}\Psi = 0, \quad (9)$$

$$\hat{\mathcal{H}}^i \Psi = 0. \quad (10)$$

O funcional de onda deve, então, satisfazer não somente a equação (8), mas também os vínculos (9) e (10). A equação (9) é a chamada equação de Wheeler-DeWitt, enquanto (10) é o chamado vínculo de difeomorfismo.

2.3 Aspectos introdutórios da Gravitação Quântica em Laços

A Gravitação Quântica em Laços realiza a quantização também de forma canônica, mas fazendo uso de quantidades inspiradas em teorias de *gauge* [23, 27, 28]. Por essa razão, o espaço de fase passa a ser descrito por uma conexão de *gauge* do grupo $SU(2)$ ⁶ $A_i^{\bar{i}}$ e pelo seu momento canonicamente conjugado $E_i^{\bar{i}}$. Os índices com barras são índices do grupo $SU(2)$, os quais descrevem os graus de liberdade extras que surgem

⁵A equação de Schrödinger $\hat{H}|\Psi(t)\rangle = i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle$ é a equação que governa a dinâmica da função de onda $\Psi(t)$ em um sistema quântico.

⁶Na chamada teoria de grupos, um grupo é uma estrutura constituída por um conjunto de elementos e uma operação que satisfazem as propriedades de fechamento, associatividade, identidade e elemento inverso. O grupo $SU(2)$, onde SU faz referência a *Special Unitary*, é o grupo das matrizes 2×2 , unitárias, complexas e com determinante igual a 1, estando relacionado a rotações no espaço tridimensional.

nessa formulação. Tais variáveis são escritas em termos da chamada co-tríade $e_{\bar{i}}^{\bar{j}}$, a qual se relaciona à métrica h_{ij} através de

$$h_{ij} \equiv e_{\bar{i}}^{\bar{j}} e_{\bar{j}}^{\bar{i}} \delta_{\bar{i}\bar{j}}. \quad (11)$$

Dessa forma, escrevemos

$$A_{\bar{i}}^{\bar{j}} = \Gamma_{\bar{i}}^{\bar{j}} + \gamma K_{\bar{i}}^{\bar{j}}, \quad (12)$$

$$E_{\bar{i}}^{\bar{j}} = \sqrt{h} e_{\bar{i}}^{\bar{j}}, \quad (13)$$

onde γ é um parâmetro real, h é o determinante de h_{ij} , $K_{\bar{i}}^{\bar{j}}$ se relaciona à curvatura extrínseca através de $K_{\bar{i}}^{\bar{j}} = K_{ij} e_{\bar{j}}^{\bar{i}}$ e $\Gamma_{\bar{i}}^{\bar{j}}$ é a chamada conexão de *spin* dada por $\nabla_{\bar{j}} E_{\bar{i}}^{\bar{j}} + \epsilon_{\bar{i}\bar{j}\bar{k}} \Gamma_{\bar{j}}^{\bar{k}} E_{\bar{i}}^{\bar{j}} = 0$.

Como mostrado na Seção 2.1, desejamos obter os vínculos da teoria, os quais estão relacionados às simetrias de *gauge*. Similarmente à abordagem anterior, temos o vínculo da super-hamiltoniana e o vínculo do supermomento. Entretanto, note que os graus de liberdade extras que introduzimos na presente formulação levam a uma outra liberdade de *gauge*, a qual está relacionada à invariância de $\delta_{\bar{i}\bar{j}}$ frente a rotações SU(2). Por essa razão, encontramos um vínculo extra, conhecido como vínculo de Gauss. É possível mostrar que os três vínculos mencionados são dados por

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \frac{1}{\sqrt{\bar{E}}} \epsilon_{\bar{i}\bar{j}\bar{k}} \left[F_{\bar{i}\bar{j}}^{\bar{k}} - (1 + \gamma^2) \epsilon_{\bar{l}\bar{m}}^{\bar{k}} K_{\bar{i}}^{\bar{l}} K_{\bar{j}}^{\bar{m}} \right] \times \\ &\times E^{\bar{i}\bar{j}} E^{\bar{j}\bar{k}}, \\ \mathcal{H}_{\bar{i}} &= F_{\bar{i}\bar{j}}^{\bar{j}} E_{\bar{i}}^{\bar{j}}, \\ \mathcal{G}_{\bar{i}} &= \partial_{\bar{i}} E_{\bar{i}}^{\bar{j}} + \epsilon_{\bar{i}\bar{j}\bar{k}} \Gamma_{\bar{i}}^{\bar{j}} E^{\bar{i}\bar{k}}, \end{aligned} \quad (14)$$

onde $\bar{E} \equiv |\det(E)|$ e $F_{\bar{i}\bar{j}}^{\bar{k}} = \partial_{\bar{i}} A_{\bar{j}}^{\bar{k}} - \partial_{\bar{j}} A_{\bar{i}}^{\bar{k}} + \epsilon_{\bar{j}\bar{k}}^{\bar{l}} A_{\bar{i}}^{\bar{j}} A_{\bar{l}}^{\bar{k}}$.

Seguindo o procedimento de quantização canônica, desejamos promover variáveis clássicas a operadores quânticos. Para isso, são utilizadas as holonomias⁷ de $A_{\bar{i}}^{\bar{j}}$ e o fluxo de $E_{\bar{i}}^{\bar{j}}$. Tais quantidades são independentes da métrica do espaço-tempo e invariantes frente a difeomorfismos. Além disso, são definidas as redes de *spin*, as quais conferem ao espaço-tempo uma estrutura discreta. Tais redes de *spin* estão relacionadas aos chamados *loops*, os quais se referem à unidade fundamental do espaço-tempo. Os detalhes sobre esse procedimento de quantização podem ser encontrados em [27].

⁷Uma holonomia é um objeto matemático que descreve a variação de um tensor quando este é transportado ao longo de uma curva em um espaço-tempo curvo.

3 Quantização do Universo

Nessa seção iremos explorar como a proposta canônica para uma teoria da Gravitação Quântica é aplicada no contexto cosmológico, o qual goza de simetrias a serem satisfeitas, levando ao que conhecemos como Cosmologia Quântica.

3.1 Minissuperespaço preenchido por um fluido perfeito

Superespaço é o nome dado ao espaço das hipersuperfícies tridimensionais h_{ij} , o qual possui dimensão infinita. Por sua vez, um minissuperespaço é uma forma reduzida do superespaço, obtido através da redução dos graus de liberdade do sistema através do uso de simetrias. Tais simetrias são advindas da homogeneidade e isotropia do Universo.

A fim de incorporar as simetrias do sistema, consideramos a função lapso homogênea, ou seja, $N = N(t)$ e o vetor deslocamento $N^i = 0$, indicando a isotropia do espaço-tempo⁸. Dessa forma, o elemento de linha⁹ pode ser escrito como

$$ds^2 = -N^2(t)dt + h_{ij}(x, t)dx^i dx^j. \quad (15)$$

A métrica h_{ij} , por sua vez, pode ser restrita a

$$h_{ij}(x, t)dx^i dx^j = a^2(t)d\Omega_3^2, \quad (16)$$

onde $d\Omega_3^2$ é o elemento de linha de uma triessfera e $a(t)$ é o chamado fator de escala, o qual parametriza a expansão do Universo. De forma mais genérica, é possível restringir h_{ij} com uma quantidade finita de parâmetros $q^\alpha(t)$, com $\alpha = 1, \dots, n$. No presente caso, $q^1(t) = a(t)$ e os demais q^α correspondem aos graus de liberdade de matéria. Os momentos conjugados aos parâmetros q^α serão denotados por p_α .

Assim as quantidades utilizadas na formulação hamiltoniana da Relatividade Geral podem ser escritas em termos de $N(t)$ e $a(t)$. A ação da teoria, incluindo a densidade lagrangiana de matéria

⁸Tais condições para a função lapso e o vetor deslocamento são usadas no chamado nível de fundo, quando perturbações cosmológicas ainda não são consideradas.

⁹O elemento de linha pode ser entendido como o segmento de linha associado a um vetor de deslocamento infinitesimal em um espaço métrico. Seus termos estão diretamente relacionados ao tensor métrico através de $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$.

\mathcal{L}_M em termos de campos ϕ^A , toma então a forma

$$\begin{aligned} S &= \int N h^{\frac{1}{2}} \left(R^{(3)} + K^{ij} K_{ij} - K^2 \right) dt d^3x + \\ &+ \int \mathcal{L}_M(\phi^A, h_{ij}, N_i, N) N h^{\frac{1}{2}} dt d^3x \\ &= \int_0^1 dt N \left[\frac{1}{2N^2} f_{\alpha\beta}(q) \dot{q}^\alpha \dot{q}^\beta - U(q) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

onde $f_{\alpha\beta}(q)$ é G_{ijkl} definido em (4) reduzido ao minissuperespaço e $V(q)$ é uma função de q que pode ser entendida como um potencial. Os limites de integração 0 e 1 são obtidos ao ajustar a função lapso e o tempo apropriadamente. Note que a ação (17) corresponde à descrição de uma partícula relativística em um espaço-tempo curvo, contendo as contribuições cinética e potencial. Dessa forma, a difícil tarefa de resolver a equação de Wheeler-DeWitt (9) e o vínculo de difeomorfismo (10) no superespaço é simplificada ao problema de uma partícula no minissuperespaço. Por uma questão de consistência, as equações de movimento que podem ser obtidas dessa ação devem corresponder às equações de Einstein, as quais descrevem a Teoria da Relatividade Geral no regime clássico.

A hamiltoniana $H = p_\alpha \dot{q}^\alpha - L$ correspondente é dada por

$$H = N \left[\frac{1}{2} f^{\alpha\beta} p_\alpha p_\beta + U(q) \right], \quad (18)$$

de onde obtemos o vínculo da super-hamiltoniana

$$\frac{1}{2} f^{\alpha\beta} p_\alpha p_\beta + U(q) \approx 0. \quad (19)$$

Tradicionalmente os modelos de minissuperespaço têm sido entendidos como uma aproximação para extrair informações do Universo como um todo. Entretanto, não existe uma confirmação de que essa abordagem leve a uma representação fidedigna e completa da teoria. Uma alternativa é interpretar a quantização do minissuperespaço como a quantização da menor unidade representativa do espaço-tempo, abordagem conhecida como *single-patch* [54]. Neste artigo adotaremos a abordagem mais tradicional, na qual o Universo é representado pelo minissuperespaço.

Considerando o elemento de linha de um Universo homogêneo e isotrópico, também conhecido

como elemento de linha de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) (em coordenadas esféricas r, θ, Φ e com curvatura espacial $k = -1, 0, +1$)

$$\begin{aligned} ds^2 &= -N^2 dt^2 + a^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + \right. \\ &\left. + r^2 \sin^2 \theta d\Phi^2 \right), \end{aligned} \quad (20)$$

obtemos a densidade lagrangiana (3) no formalismo ADM

$$\mathcal{L} = \frac{\dot{a}a^2}{N} - \frac{\dot{a}N a^2}{N^2} + \frac{6\dot{a}^2 a}{N} + kNa, \quad (21)$$

$$= -\frac{a\ddot{a}^2}{N} + kaN \quad (22)$$

tendo sido utilizada integração por partes na última igualdade.

A hamiltoniana do sistema, por sua vez, é dada por

$$H = N \left(-\frac{P_a^2}{4a} - 6ka \right), \quad (23)$$

onde $P_a = -2a\dot{a}/N$ é o momento canonicamente conjugado ao fator de escala a .

Consideremos agora que o minissuperespaço está preenchido por um fluido perfeito descrito pela seguinte lagrangiana de matéria

$$L_M = \sqrt{-g} \left(\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi \right)^n, \quad (24)$$

onde n é um número inteiro e ϕ é um campo escalar relacionado à quadrivelocidade do fluido

$$U_\mu = \frac{\partial_\mu \phi}{\sqrt{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}}. \quad (25)$$

O parâmetro da equação de estado do fluido pode ser obtido através da definição do tensor momento-energia¹⁰

$$T_{\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\partial L_M}{\partial g^{\mu\nu}} \quad (26)$$

e é dado por

$$\omega = \frac{1}{2n - 1}. \quad (27)$$

¹⁰Para um fluido perfeito, o tensor momento-energia pode ser escrito como $T_{\mu\nu} = (\rho + P)U_\mu U_\nu - Pg_{\mu\nu}$, onde ρ é a densidade de energia e P é a pressão. Por outro lado, o parâmetro da equação de estado é dado por $\omega = P/\rho$. Combinando tais expressões com a definição (26), obtemos ω em função de n .

A hamiltoniana do sistema é então escrita como

$$H_M = \frac{1}{\omega(\sqrt{2n})^{1+\omega}} N \frac{p_\phi^{1+\omega}}{a^{3\omega}}, \quad (28)$$

onde p_ϕ representa o momento canonicamente conjugado a ϕ . Ao considerar a seguinte transformação de coordenadas

$$T = \frac{\omega(\sqrt{2n})^{1+\omega}}{1+\omega} \frac{\phi}{p_\phi^{1+\omega}}, \quad (29)$$

$$P_T = \frac{1}{\omega} \left(\frac{p_\phi}{\sqrt{2n}} \right)^{1+\omega}, \quad (30)$$

obtemos

$$H_M = N \frac{P_T}{a^{3\omega}}. \quad (31)$$

Uma derivação alternativa desse resultado é obtida em [55].

Considerando as hamiltonianas obtidas para a parte gravitacional (23) e para a parte de matéria (31), chegamos na descrição de um minissuperespaço homogêneo e isotrópico, com curvatura espacial $k = 0$ e preenchido por um fluido perfeito:

$$H = N \left(-\frac{P_a^2}{4a} + \frac{P_T}{a^{3\omega}} \right). \quad (32)$$

3.2 Cosmologia Quântica de De Broglie-Bohm

Nesta seção trataremos da quantização do Universo de acordo com a interpretação de De Broglie-Bohm, a qual possui um caráter determinístico, sendo as propriedades probabilísticas da Mecânica Quântica meramente estatísticas. Tal interpretação faz uso das chamadas variáveis ocultas, as quais determinam o desenvolvimento do sistema quântico. As previsões da teoria concordam com a tradicional interpretação de Copenhagen, desde que a equação de Schrödinger seja mantida. Nesta seção serão introduzidas brevemente as quantidades necessárias para realizar a quantização. Uma abordagem mais completa da interpretação pode ser encontrada em [7].

Primeiramente aplicaremos a quantização de Dirac à hamiltoniana (32) ao promovê-la a um operador quântico e ao fazer o uso da equação (9). Ao optar por um ordenamento de operado-

res¹¹, obtemos

$$i \frac{\partial}{\partial T} \Psi = \frac{a^{\frac{3\omega-1}{2}}}{4} \frac{\partial}{\partial a} \left[a^{\frac{3\omega-1}{2}} \frac{\partial}{\partial a} \right] \Psi, \quad (33)$$

a qual representa a equação de Wheeler-DeWitt. Como veremos na Seção (3.4), a variável T , relacionada ao fluido perfeito, pode ser entendida como o tempo.

Na interpretação de De Broglie-Bohm, escrevemos a função de onda como $\Psi = R \exp[iS]$, sendo R a amplitude e S a fase da onda. Definindo $\rho \equiv a^{\frac{3\omega-1}{2}} |\Psi|^2$, obtemos que (33) resulta em duas equações:

$$\frac{\partial S}{\partial T} - \frac{a^{3\omega-1}}{4} \left(\frac{\partial S}{\partial a} \right)^2 + \frac{a^{\frac{3\omega-1}{2}}}{4R} \frac{\partial}{\partial a} \left[a^{\frac{3\omega-1}{2}} \frac{\partial R}{\partial a} \right] = 0, \quad (34)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} - \frac{\partial}{\partial a} \left[\frac{a^{3\omega-1}}{2} \frac{\partial S}{\partial a} \rho \right] = 0. \quad (35)$$

Além disso, o espaço de configurações possui um caráter determinístico, sendo descrito pela chamada equação guia

$$\dot{a} = -\frac{a^{3\omega-1}}{2} \frac{\partial S}{\partial a}. \quad (36)$$

Note que a equação (34) toma a forma de uma equação de Hamilton-Jacobi no âmbito da Mecânica Quântica, sendo $Q = -\frac{a^{\frac{3\omega-1}{2}}}{4R} \frac{\partial}{\partial a} \left[a^{\frac{3\omega-1}{2}} \frac{\partial R}{\partial a} \right]$ um potencial de caráter quântico. Tal potencial é o responsável por alterar a trajetória do fator de escala a , substituindo a singularidade inicial do Universo por um fator de escala finito. Por sua vez, a equação (35) toma a forma de uma equação de continuidade para ρ .

A equação (33) pode ser escrita de forma mais simples considerando a seguinte transformação de coordenadas

$$\chi = \frac{2}{3(1-\omega)} a^{\frac{3(1-\omega)}{2}}, \quad (37)$$

¹¹A necessidade de escolher um ordenamento está relacionada ao princípio de incerteza de Heisenberg, de acordo com o qual dois operadores complementares não podem ser medidos simultaneamente. Matematicamente tal fato é descrito pela não comutatividade de tais operadores. Na equação (33) o fator de escala a e seu momento conjugado $\partial/\partial a$ não comutam, tornando a escolha do ordenamento necessária.

a qual resulta em

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial T} = \frac{1}{4} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \chi^2}. \quad (38)$$

A mesma transformação modifica (36) para

$$\frac{d\chi}{dT} = -\frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial \chi}. \quad (39)$$

No contexto da Cosmologia Quântica, Ψ é chamada de função de onda do Universo, a qual deve satisfazer (38). A fim de resolver essa equação para Ψ , necessitamos de uma condição de contorno. Uma escolha interessante é dada por

$$\left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial \chi} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial \chi} \right) \Big|_{\chi=0} = 0, \quad (40)$$

onde Ψ^* representa o conjugado de Ψ , uma vez que ela leva a soluções unitárias da função de onda¹².

Para a função de onda inicial podemos escolher

$$\Psi_0 = \left(\frac{8}{\pi \sigma^2} \right)^{\frac{1}{4}} \exp \left(-\frac{\chi^2}{\sigma^2} \right), \quad (41)$$

uma vez que a condição de contorno (40) é satisfeita. A expressão da função de onda para qualquer tempo T é então dada por

$$\Psi(\chi, T) = \int_0^\infty G(\chi, \chi_0, T) \Psi_0(\chi_0, T) d\chi_0, \quad (42)$$

sendo $G(\chi, \chi_0, T)$ o propagador referente à equação de Wheeler-DeWitt (38). Note que a última é similar à equação de Schrödinger, a menos do sinal da energia cinética. Dessa forma, o propagador é dado por

$$G(\chi, \chi_0, T) = \sqrt{-\frac{i}{\pi T}} \left\{ \exp \left[-i \frac{(\chi - \chi_0)^2}{T} \right] + \exp \left[-i \frac{(\chi + \chi_0)^2}{T} \right] \right\}, \quad (43)$$

onde, a fim de garantir a unitariedade da evolução, somamos um propagador para χ_0 e outro para $-\chi_0$. Ao aplicar (43) em (42), obtemos

$$\Psi(\chi, T) = \left[\frac{8\sigma^2}{\pi(\sigma^4 + T^2)} \right]^{\frac{1}{4}} \exp \left[-\frac{\sigma^2 \chi^2}{\sigma^4 + T^2} \right] \times \left[-i \left(\frac{T\chi^2}{\sigma^4 + T^2} + \frac{1}{2} \arctan \frac{\sigma^2}{T} - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (44)$$

¹²Chamamos de unitárias as funções de onda cuja evolução temporal é representada por um operador unitário, o que está intimamente ligado às probabilidades de medidas.

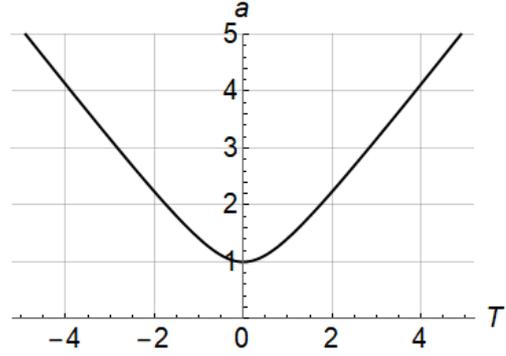


Figura 2: Resolução da singularidade inicial através de um modelo de ricochete obtido na Cosmologia Quântica de De Broglie-Bohm. Nesta figura foram considerados $a_b = \sigma = 1$ e $\omega = 1/3$, representando um fluido perfeito de radiação.

a qual pode ser decomposta no formato $\Psi = R \exp [iS]$.

Resolvendo a equação guia (39), obtemos

$$\chi = \chi_b \left[1 + \left(\frac{T}{\sigma^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (45)$$

a qual está relacionada ao fator de escala a pela transformação (37), resultando em

$$a = a_b \left[1 + \left(\frac{T}{\sigma^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3(1-\omega)}}. \quad (46)$$

Os parâmetros χ_b e a_b representam os valores de χ e a quando o Universo tem seu menor tamanho. A Figura 2 apresenta o fator de escala (46) como uma função do tempo T , onde podemos identificar um regime de contração do Universo para $T < 0$ e um regime de expansão para $T > 0$. O encontro dessas fases em $T = 0$ se dá no âmbito quântico, onde o potencial Q identificado em (34) desempenha um papel fundamental. Dessa forma, a singularidade clássica é substituída por um fator de escala mínimo a_b (relacionado ao tamanho mínimo do Universo), o que é conhecido na literatura como modelo de ricochete ou *bounce*.

3.3 Aspectos introdutórios da Cosmologia Quântica em Laços

A Cosmologia Quântica em Laços se baseia em procedimentos da Gravitação Quântica em Laços adaptados para o caso da métrica de FLRW. Nessa seção utilizaremos a usual interpretação de

Copenhague da Mecânica Quântica, a qual leva a alguns problemas conceituais que serão discutidos na Seção 3.5.

Os vínculos de Gauss e do supermomento em (14) são trivialmente satisfeitos, enquanto a super-hamiltoniana pode ser escrita como

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{\gamma^2 \epsilon_{ijk}} \frac{F_i^{\bar{j}} E^{i\bar{j}} E^{j\bar{k}}}{\sqrt{E}}. \quad (47)$$

A hamiltoniana do sistema pode então ser obtida através da integração de (47), a qual é realizada em uma região finita do espaço-tempo a fim de evitar divergências.

Por sua vez, as variáveis $A_i^{\bar{i}}$ e E_i^i podem ser escritas em termos de novas variáveis c e p e do volume V_0 dessa região com respeito a uma métrica fiducial $h_{ij}^{(0)}$ definida a partir da co-tríade fiducial $e_i^{(0)\bar{i}} \equiv \delta_i^{\bar{i}}$ como

$$h_{ij}^{(0)} \equiv e_i^{(0)\bar{i}} e_j^{(0)\bar{j}} \delta_{\bar{i}\bar{j}}. \quad (48)$$

As variáveis canônicas tomam então a seguinte forma:

$$A_i^{\bar{i}} = \frac{c}{V_0^{\frac{1}{3}}} e_i^{(0)\bar{i}}, \quad (49)$$

$$E_i^i = \frac{p}{V_0^{\frac{2}{3}}} \sqrt{h^{(0)}} e_i^{(0)i}, \quad (50)$$

sendo a variável p relacionada ao fator de escala através de $a = \sqrt{|p|}/V_0^{\frac{1}{3}}$.

A fim de realizar a quantização através das variáveis independentes da métrica, definimos as holonomias de c e o fluxo relacionado a p . Estes podem ser canonicamente transformados para novas variáveis b e v ao considerarmos um *loop* quadrado fechado, cuja área mínima está relacionada a um autovalor Δ advindo do espectro discreto da geometria. Definindo tal área mínima como $\bar{\mu}^2 |p| = \Delta$, o que corresponde à chamada dinâmica melhorada [56], é possível escrever as novas variáveis como

$$b = \hbar \frac{\bar{\mu} c}{2}, \quad (51)$$

$$v = \frac{\text{sgn}(p) |p|^{\frac{3}{2}}}{2\pi l_P^2 \gamma \sqrt{\Delta}}, \quad (52)$$

onde $\text{sgn}(p)$ se refere ao sinal de p , \hbar é a constante de Planck reduzida e l_P o comprimento de Planck.

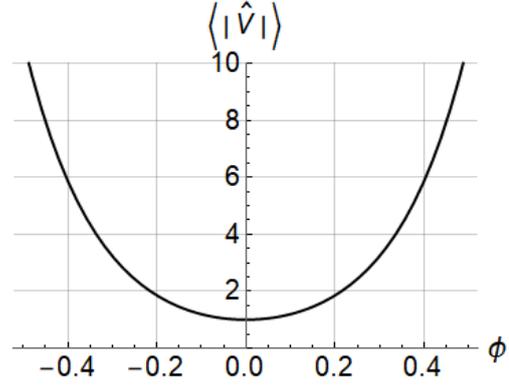


Figura 3: Resolução da singularidade inicial através de um modelo de ricochete obtido na Cosmologia Quântica em Laços. Nesta figura foi considerado $V_b = l_P = 1$.

Como feito na Seção 3.2, consideramos um campo escalar ϕ de matéria para realizar o papel do tempo. Dessa forma, o vínculo da super-hamiltoniana (47) recebe uma contribuição extra dada por (32) com $n = \omega = 1$. Por fim, a hamiltoniana H constituída pela contribuição gravitacional e pela contribuição da matéria pode ser promovida a um operador, como mostrado de forma detalhada em [27].

Uma maneira de visualizar a resolução da singularidade inicial [27, 57] é considerar a função lapso N como o volume $V \equiv |p|^{\frac{3}{2}}$ da região a ser quantizada, o qual é proporcional ao valor absoluto de v . Dessa forma, podemos promover b e v a operadores \hat{b} e $\hat{V} = -i\hbar\partial_b$ e escolher um ordenamento de forma que o vínculo da super-hamiltoniana assumira a forma

$$[3\pi l_P^2 \text{sen}^2(2b\partial_b) - \partial_\phi^2] \Psi = 0. \quad (53)$$

Nesse caso, é possível mostrar [57] que o valor esperado, na interpretação de Copenhague, do volume \hat{V} é dado por

$$\langle |\hat{V}| \rangle = V_b \cosh\left(\sqrt{12\pi l_P^2} \phi\right), \quad (54)$$

sendo V_b o volume mínimo do Universo. A Figura 3 mostra o comportamento de $\langle |\hat{V}| \rangle$ em função do tempo ϕ .

3.4 O problema do tempo

Um dos problemas conceituais da Gravitação e da Cosmologia quânticas é o chamado problema

do tempo, o qual está relacionado ao caráter covariante da Teoria da Relatividade Geral. Na Mecânica Quântica usual, o tempo é um parâmetro externo, distinto das componentes do sistema que são quantizadas. Dessa forma, a maneira através da qual o tempo é representado e entendido em uma teoria da Gravitação Quântica ainda não é bem estabelecida.

Matematicamente, podemos ter uma ideia desse problema através da equação de Wheeler-DeWitt (9). Tendo em vista sua relação com a covariância da teoria frente a transformações da coordenada temporal, é esperado que essa equação forneça a dinâmica do funcional de onda Ψ no tempo. Na equação de Schrödinger, o tempo aparece como uma primeira derivada da função de onda e, portanto, buscamos por um termo similar em (9). Entretanto, no geral esse termo não aparece diretamente. Além disso, tendo em vista que a hamiltoniana do sistema é constituída pelos vínculos, ao aplicá-los em (8) obtemos $i\partial_0\Psi = H = 0$, indicando que o funcional de onda Ψ não depende do tempo.

No contexto da Cosmologia Quântica, uma possível solução para esse problema é atribuir o tempo a graus de liberdade relacionados à matéria que preenche o Universo, de forma a obter um termo proporcional ao momento conjugado. Isso pode ser visto diretamente na equação (32), onde o momento conjugado P_T , relacionado ao campo escalar ϕ que descreve um fluido perfeito, aparece linearmente.

Assim como as abordagens para quantização, diversas soluções para o problema do tempo são investigadas. Alguns exemplos podem ser encontrados em [58–60].

3.5 O Problema da medida

Outro problema conceitual de extrema importância para a Cosmologia Quântica é o problema da medida, o qual surge na interpretação de Copenhague como resultado do colapso da função de onda. Mais especificamente, a interpretação de Copenhague descreve o sistema quântico através de uma função de onda contendo uma superposição linear dos estados possíveis para o sistema. Quando uma medida é realizada por um observador, a função de onda colapsa em um único estado, o qual corresponde à realidade percebida

pelo observador. Entretanto, diferentemente da dinâmica da função de onda antes da medida, o colapso não é descrito pela equação de Schrödinger. Em outras palavras, o colapso da função de onda nada mais é que um postulado. Tal descrição implica no surgimento de sérios questionamentos sobre a natureza ontológica da Mecânica Quântica. Afinal de contas, o postulado da medida implicaria na inexistência de uma realidade objetiva independente de observações. Como definir então o que configura uma medida e quais entidades possuem o status de observador? No contexto da Cosmologia Quântica tal problema é ainda mais agravado, uma vez que a existência do Universo em um determinado estado quântico dependeria de um observador externo, o qual não pode existir por definição.

A natureza determinística da interpretação de De Broglie-Bohm leva, automaticamente, à solução do problema da medida. Nesta interpretação, a função de onda é constituída por ramos incoerentes, sendo somente um deles selecionado pelas condições iniciais do sistema. Dessa forma, toda a dinâmica do sistema é descrita pela Mecânica Bohmiana, sem a necessidade de postular o colapso da função de onda. Mais detalhes sobre o processo de medida na interpretação de De Broglie-Bohm podem ser encontrados em [8].

Uma outra proposta para resolver o problema da medida é a chamada decoerência, a qual faz uso da interação do sistema com o ambiente a fim de selecionar um estado da função de onda [61]. Tal descrição fornece uma explicação para a transição do âmbito quântico para o âmbito clássico, mas não aborda a unicidade dos acontecimentos, uma vez que todos os ramos da função de onda existem simultaneamente.

4 Conexões com observáveis

Tendo em vista a escala de energia em que efeitos quânticos devem se tornar relevantes e a nossa atual limitação em obter informações de épocas anteriores à CMB, a conexão das teorias de Cosmologia Quântica com observáveis se mostra desafiadora. Apesar disso, algumas propostas para testar tais modelos já existem na literatura, inclusive utilizando dados já coletados. Nesta seção serão apresentadas algumas dessas propostas.

Uma vez que os fótons da CMB são atualmente a mais antiga fonte de informação à qual temos acesso, é natural buscar por evidências observacionais da Cosmologia Quântica nessa radiação de fundo. Devido à esfericidade do céu que observamos, as propriedades da CMB são usualmente descritas através de uma decomposição esférica. Dessa forma é possível quantificar correlações entre diferentes pontos no céu e relacioná-las a perturbações cosmológicas¹³ geradas por modelos de Universo primordial, incluindo modelos de Cosmologia Quântica. Os chamados espectros de potência representam quantidades de extrema relevância nesse contexto. Através deles acessamos as amplitudes e os chamados índices espectrais¹⁴ de perturbações escalares e tensoriais. A amplitude das perturbações tensoriais possui um limite superior advindo do fato de que estas ainda não foram observadas, enquanto o espectro de potência escalar que observamos é quase invariante de escala ($n_s - 1 \approx 0$) e inclinado para o vermelho ($n_s - 1 < 0$). Tais fatos podem ser usados para restringir modelos de Cosmologia Quântica, como mostrado em [47–50].

Além dos espectros de potência, os biespectros também representam uma maneira eficiente de restringir os modelos, sendo relacionados a correlações entre três diferentes pontos no céu. Tais correlações fornecem informação sobre as chamadas não-gaussianidades, cujas características dependem do modelo de Universo primordial considerado. Uma interessante conexão com observáveis foi obtida por modelos de ricochete motivados pela Cosmologia Quântica em Laços. Foi proposto que tais cenários com grandes não-gaussianidades seriam capazes de aliviar as chamadas anomalias em grandes escalas da CMB [43].¹⁵ Entretanto, os limites impostos por da-

¹³As perturbações cosmológicas são pequenos desvios em torno da métrica de fundo do espaço-tempo, podendo ser separadas em escalares, vetoriais e tensoriais (ondas gravitacionais primordiais). Tais perturbações são responsáveis por gerar as estruturas que observamos hoje e estão diretamente relacionadas às flutuações observadas na CMB.

¹⁴Os espectros de potência escalar e tensorial são respectivamente parametrizados por $P_s = A_s (k/k_*)^{n_s - 1}$ e $P_t = A_t (k/k_*)^{n_t}$, sendo A_s e A_t suas amplitudes e n_s e n_t seus índices espectrais.

¹⁵As anomalias em grandes escalas são características da CMB que observamos e que possuem uma pequena probabilidade de acontecer no Modelo Cosmológico Padrão.

dos do Planck sobre o biespectro de temperatura excluem tal possibilidade [44, 45]. Ainda no contexto da Cosmologia Quântica em Laços, um template oscilatório para o biespectro primordial foi investigado em [46], juntamente com o biespectro da CMB correspondente.

Além dos cenários de ricochete, outros aspectos da Cosmologia Quântica podem ser investigados através de observáveis. Um importante exemplo é dado pela possibilidade de testar a decoerência através dos espectros da CMB. Tendo em vista que as perturbações cosmológicas possuem uma origem quântica, elas estariam sujeitas ao fenômeno de “classicalização” descrito pela decoerência. Como consequência, impressões desse processo são esperadas na CMB, como discutido em [62, 63].

Assim como os fótons da CMB, ondas gravitacionais primordiais podem formar uma radiação (gravitacional) de fundo, a qual tem sido procurada por diferentes *surveys*, tais como os *Pulsar Timing Arrays* (PTAs) e os futuros interferômetros espaciais. Tais ondas gravitacionais estão acopladas à matéria e à radiação de forma fraca, o que as possibilita viajar livremente desde sua formação. Dessa forma, ondas gravitacionais primordiais podem se propagar até nós desde os primórdios do Universo, inclusive antes da CMB. Se detectado, tal fundo estocástico de ondas gravitacionais poderia ser utilizado para testar diferentes cenários de Cosmologia Quântica, como discutido em [51].

Dessa forma, apesar dos desafios impostos pelas escalas de energia associadas a cenários de Cosmologia Quântica, diferentes abordagens têm contribuído para o progresso da fenomenologia da área. Além das restrições já existentes graças à detecção da CMB, futuros limites são esperados da detecção do fundo estocástico de ondas gravitacionais, o que representaria uma revolução para a física do Universo primordial.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer à Carla R. Almeida, ao Lucca Fazza e ao Nelson Pinto-Neto pelas discussões e ao financiamento do *National Science Centre*, Polônia, projeto No. UMO-2018/30/Q/ST9/00795.

Sobre a autora

Paola C. M. Delgado (paola.moreira.delgado@doctoral.uj.edu.pl) é doutoranda em Física na Universidade Jaguelônica em Cracóvia e mestra em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Trabalha com ondas gravitacionais, cenários de universo primordial e vínculos observacionais advindos da radiação cósmica de fundo.

Referências

- [1] V. Mukhanov, *Physical Foundations of Cosmology* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2005).
- [2] J. A. Peacock, *Cosmological Physics* (Cambridge University Press, 1998).
- [3] J. J. Sakurai, *Modern quantum mechanics* (Addison-Wesley, Reading, 1994).
- [4] N. Pinto-Neto, *Teorias e interpretações da Mecânica Quântica* (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2010).
- [5] R. Eisberg, *Fundamentals of Modern Physics* (Wiley, 1967).
- [6] T. J. Hollowood, *Copenhagen quantum mechanics*, *Contemporary Physics* **57**(3), 289 (2016).
- [7] N. Pinto-Neto, *The de Broglie–Bohm quantum theory and its application to quantum cosmology*, *Universe* **7**(5), 134 (2021).
- [8] P. Holland, *The Quantum Theory of Motion: An Account of the de Broglie–Bohm Causal Interpretation of Quantum Mechanics* (Cambridge University Press, 1995).
- [9] R. Siqueira-Batista, M. V. Vicari e J. A. Helayël-Neto, *David Bohm e a Mecânica Quântica: o Todo e o Indiviso*, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **44**, e20220102 (2022).
- [10] L. Vaidman, *Why the many-worlds interpretation?*, *Quantum Reports* **4**(3), 264 (2022).
- [11] R. B. Griffiths, *Consistent histories and quantum reasoning*, *Phys. Rev. A* **54**, 2759 (1996).
- [12] Āslav. Brukner, *On the Quantum Measurement Problem* (Springer International Publishing, Cham, 2017), 95–117.
- [13] M. E. Peskin e D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory* (Westview, Boulder, CO, 1995).
- [14] G. Ecker, *Quantum chromodynamics* (2006). [ArXiv:hep-ph/0604165](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0604165).
- [15] B. Odom et al., *New measurement of the electron magnetic moment using a one-electron quantum cyclotron*, *Phys. Rev. Lett.* **97**(3), 030801 (2006), erratum: G. Gabrielse, D. Hanneke, T. Kinoshita, M. Nio, and B. Odom, *New Determination of the Fine Structure Constant from the Electron g Value and QED*, *Phys. Rev. Lett.* **99**(3), 039902 (2007).
- [16] S. Bethke, *Experimental tests of asymptotic freedom*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **58**, 351 (2007). [ArXiv:0606035](https://arxiv.org/abs/0606035).
- [17] M. Planck, *Zur Theorie, des Gesetzes, der Energieverteilung, im Normalspektrum*, *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* **2**(17), 237 (1900).
- [18] P. C. M. Delgado e N. Pinto-Neto, *Cosmological models with asymmetric quantum bounces*, *Class. Quant. Grav.* **37**(12), 125002 (2020). [ArXiv:2003.04928](https://arxiv.org/abs/2003.04928).
- [19] E. Frion, *Quantum effects in cosmology*, Tese de Doutorado, PPGCosmo - Universidade Federal do Espírito Santo (2020). Disponível em <https://cosmologia.ufes.br/en/pos-graduacao/PPGCosmo/thesis-details?id=14773>, acesso em jul. 2023, [ArXiv:2010.03462](https://arxiv.org/abs/2010.03462).
- [20] C. R. Almeida, O. Galkina e J. C. Fabris, *Quantum and classical cosmology in the Brans–Dicke theory*, *Universe* **7**(8), 286 (2021).
- [21] G. S. Vicente, R. O. Ramos e V. N. Magalhães, *Bouncing and inflationary dynamics in quantum cosmology in the de Broglie–Bohm interpretation*, *Phys. Rev. D* **108**, 023517 (2023). [ArXiv:2304.13059](https://arxiv.org/abs/2304.13059).

- [22] N. Pinto-Neto, *Bouncing quantum cosmology*, *Universe* **7**(4), 110 (2021).
- [23] E. Wilson-Ewing, *The matter bounce scenario in loop quantum cosmology*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2013**(03), 026 (2013).
- [24] A. P. Bacalhau, N. Pinto-Neto e S. D. P. Vitenti, *Consistent scalar and tensor perturbation power spectra in single fluid matter bounce with dark energy era*, *Phys. Rev. D* **97**, 083517 (2018).
- [25] B. S. DeWitt, *Quantum theory of gravity. i. the canonical theory*, *Phys. Rev.* **160**, 1113 (1967).
- [26] C. Kiefer e B. Sandhöfer, *Quantum cosmology*, *Zeitschrift für Naturforschung A* **77**(6), 543 (2022).
- [27] K. Banerjee, *Introduction to loop quantum cosmology*, *SIGMA* **8**, 016 (2012).
- [28] I. Agullo e P. Singh, *Loop Quantum Cosmology*, in *Loop Quantum Gravity: the first 30 years*, editado por A. Ashtekar e J. Pullin (2017), 183. [ArXiv:1612.01236](#).
- [29] S. Mukhi, *String theory: a perspective over the last 25 years*, *Classical and Quantum Gravity* **28**(15), 153001 (2011).
- [30] A. Eichhorn, *Asymptotically safe gravity* (2020). [ArXiv:2003.00044](#).
- [31] R. Loll, *Quantum gravity from causal dynamical triangulations: a review*, *Class. Quantum Grav.* **37**, 013002 (2020).
- [32] J. Ambjorn, J. Jurkiewicz e R. Loll, *Lorentzian and Euclidean Quantum Gravity - Analytical and Numerical Results*, in *M-Theory and Quantum Geometry*, editado por L. Thorlacius e T. Jonsson (Springer, Dordrecht, 2000), 381. [ArXiv:hep-th/0001124](#).
- [33] S. Gielen, *Group field theory and its cosmology in a matter reference frame*, *Universe* **4**(10), 103 (2018).
- [34] G. Oliveira-Neto et al., *Quantum noncommutativity in quantum cosmology* (2012). [ArXiv:1206.5029](#).
- [35] G. Oliveira-Neto et al., *De Broglie-Bohm interpretation of a Hořava-Lifshitz quantum cosmology model*, *Mod. Phys. Lett. A* **33**(02), 1850014 (2018).
- [36] B. L. Giacchini, T. de Paula Netto e I. L. Shapiro, *Effective quantum gravity, cosmological constant, and the standard model of particle physics*, *Phys. Rev. D* **105**(12), 126025 (2022). [ArXiv:2112.06314](#).
- [37] S. Surya, *The causal set approach to quantum gravity*, *Living Rev. Rel.* **22**(1), 5 (2019). [ArXiv:1903.11544](#).
- [38] T. Henz et al., *Dilaton quantum gravity*, *Phys. Lett. B* **727**, 298 (2013). [ArXiv:1304.7743](#).
- [39] J. W. Moffat, *Noncommutative quantum gravity*, *Phys. Lett. B* **491**, 345 (2000). [ArXiv:0007181](#).
- [40] J. G. Taylor, *A review of supersymmetry and supergravity*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **12**, 1 (1984).
- [41] R. Penrose e M. A. H. MacCallum, *Twistor theory: An approach to the quantization of fields and space-time*, *Phys. Rept.* **6**, 241 (1972).
- [42] R. Durrer, *The Cosmic Microwave Background* (Cambridge University Press, Cambridge, 2008).
- [43] I. Agullo, D. Kranas e V. Sreenath, *Large scale anomalies in the CMB and non-Gaussianity in bouncing cosmologies*, *Classical and Quantum Gravity* **38**(6), 065010 (2021).
- [44] P. C. M. Delgado, R. Durrer e N. Pinto-Neto, *The CMB bispectrum from bouncing cosmologies*, *JCAP* **11**, 024 (2021). [ArXiv:2108.06175](#).
- [45] B. van Tent, P. C. M. Delgado e R. Durrer, *Constraining the bispectrum from bouncing cosmologies with Planck*, *Phys. Rev. Lett.* **130**(19), 191002 (2023). [ArXiv:2212.05977](#).
- [46] Roshna K e V. Sreenath, *Estimation of imprints of the bounce in loop quantum cosmology on the bispectra of cosmic microwave*

- background*, JCAP (2023), no prelo. [ArXiv:2301.05406](#).
- [47] G. Calcagni, *Observational effects from quantum cosmology*, [Annalen Phys.](#) **525**(5), 323 (2013), erratum: G. Calcagni, [Annalen Phys.](#) **525**, A165 (2013). [ArXiv:1209.0473](#).
- [48] Y.-F. Cai, *Exploring bouncing cosmologies with cosmological surveys*, [Sci. China Phys. Mech. Astron.](#) **57**, 1414 (2014). [ArXiv:1405.1369](#).
- [49] Y.-F. Cai et al., *Nonsingular bouncing cosmologies in light of BICEP2*, [JCAP](#) **07**, 033 (2014). [ArXiv:1404.4364](#).
- [50] D. Battefeld e P. Peter, *A critical review of classical bouncing cosmologies*, [Phys. Rept.](#) **571**, 1 (2015). [ArXiv:1406.2790](#).
- [51] G. Calcagni e S. Kuroyanagi, *Stochastic gravitational-wave background in quantum gravity*, [Journal of Cosmology and Astroparticle Physics](#) **2021**(03), 019 (2021).
- [52] R. Arnowitt, S. Deser e C. W. Misner, *Dynamical structure and definition of energy in general relativity*, [Phys. Rev.](#) **116**, 1322 (1959).
- [53] P. A. M. Dirac, *Lectures on quantum mechanics* (Dover Publications, 2001).
- [54] M. Bojowald, *Quantum cosmology: a review*, [Reports on Progress in Physics](#) **78**(2), 023901 (2015).
- [55] B. F. Schutz, *Perfect fluids in general relativity: Velocity potentials and a variational principle*, [Phys. Rev. D](#) **2**, 2762 (1970).
- [56] A. Ashtekar, T. Pawłowski e P. Singh, *Quantum nature of the big bang: Improved dynamics*, [Physical Review D](#) **74**(8) (2006).
- [57] A. Ashtekar, A. Corichi e P. Singh, *Robustness of key features of loop quantum cosmology*, [Phys. Rev. D](#) **77**, 024046 (2008). [ArXiv:0710.3565](#).
- [58] T. Christodoulakis e P. Wallden, *The problem of time in quantum cosmology: A decoherent histories view* **283**(1), 012041 (2011).
- [59] C. J. Isham, *Canonical Quantum Gravity and the Problem of Time* (Springer Netherlands, Dordrecht, 1993), 157–287.
- [60] E. Anderson, *Problem of time in quantum gravity*, [Annalen der Physik](#) **524**(12), 757 (2012).
- [61] M. Schlosshauer, *Quantum decoherence*, [Physics Reports](#) **831**, 1 (2019).
- [62] J. Martin e V. Vennin, *Observational constraints on quantum decoherence during inflation*, [JCAP](#) **05**, 063 (2018). [ArXiv:1801.09949](#).
- [63] A. Daddi Hammou e N. Bartolo, *Cosmic decoherence: primordial power spectra and non-Gaussianities*, [JCAP](#) **04**, 055 (2023). [ArXiv:2211.07598](#).

Com início? Ou eterno? Origens e controvérsias na cosmologia em meados do século passado

Antonio Augusto Passos Videira^{1,2} e Cássio Leite Vieira³

¹Universidade do Estado do Rio de Janeiro

²Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

³Jornalista

Resumo

Pouco depois do fim da Segunda Guerra Mundial, a cosmologia – disciplina então em busca de respeitabilidade – viu-se envolvida em polêmica sobre se o universo teria (ou não) tido uma origem. Neste artigo, revistamos esse período, descrevendo as principais ideias e personagens desse evento singular.

Abstract

A few years after the end of World War II, cosmology – a discipline then in search of respectability – was involved in a controversy regarding the question of whether (or not) the universe had an origin. In this article, we review that period, describing the main ideas and names of this unique event.

Palavras-chave: *big bang*, nucleossíntese, teoria do estado estacionário, George Gamow, Fred Hoyle

Keywords: big bang, nucleosynthesis, steady state theory, George Gamow, Fred Hoyle.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41623](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41623)

Na história da ciência, a cosmologia, depois do fim da Segunda Guerra, costuma ser designada “cosmologia física”, para contrastá-la com a “cosmologia matemática”, a qual marcou, de certo modo, as duas décadas anteriores.

Naquele pós-guerra, surgem dois modelos que entraram em conflito nas décadas seguintes, até que uma das descobertas mais importantes da cosmologia fizesse com que a comunidade tendesse a um deles. Foi justamente naquele momento que o paradigma de “eterno” foi formulado. Nesse sentido, o universo em larga escala seria imutável, um tipo de princípio cosmológico “forte” ou “perfeito”.

A idade do universo permaneceu como um ponto (bem) polêmico ao longo da história da cosmologia. Na década de 1930, a idade da Terra já era tida como estando na casa de 2 a 3 bilhões de anos. Isso contrariava, por exemplo, as previsões feitas por Albert Einstein (1879-1955) e Willem de Sitter (1872-1934), cujo modelo dava ao universo não mais do que 1,8 bilhão de anos. Porém, medidas atribuíam bilhões de anos a nebulosas. O próprio Georges Lemaître (1894-1966) defen-

dia algo entre 20 e 60 bilhões de anos.

A névoa envolvendo essas questões começou a se dissipar com trabalhos sobre os mecanismos de criação de energia nas estrelas, no final da década de 1930, e, a seguir, com os estudos voltados à abundância de elementos químicos no universo primordial.

Na década de 1940, persistia a visão da cosmologia – ciência praticada então por diminuta comunidade – como uma área em busca de identidade. Mas, logo após o fim da Segunda Guerra, essa imagem mudaria drasticamente.

Em 1948, George Gamow (1904-1968) e colegas, em uma série de artigos, propuseram o que mais tarde (e pejorativamente) seria denominado modelo do *big bang*.

Em termos simples, esse modelo prevê um universo que começou com uma estrutura que reunia toda a matéria do cosmo. Um processo – geralmente, descrito como algo semelhante a uma explosão – fez com que esse “átomo primordial” – para usar a terminologia de Lemaître – passasse a se expandir, gerando, com isso, tanto o espaço quanto o tempo. Ou seja, o espaço-tempo da rela-

tividade geral foi criado nessa explosão/expansão.

Em geral, atribui-se a criação do modelo de *big bang* a Gamow e colegas. Mas vale lembrar que as principais características desse modelo surgiram pelo menos três vezes ao longo da história da cosmologia: i) ainda em 1931, com as ideias de Lemaître; ii) em 1948, com Gamow; iii) em 1965, com Robert Dick (1916-1997) e Phillip Peebles. Aspecto importante do modelo de *big bang* é que ele explica o que aconteceu depois – ênfase neste último advérbio – de uma explosão, a qual, por sua vez, também é hipotética. Ou seja, é uma teoria sobre a evolução do universo e não sobre sua criação.

A construção desse modelo se deu na década de 1930 e deve muito a duas personagens: Lemaître e Gamow. Este último foi também pioneiro na estruturação dessas ideias, com seus artigos sobre nucleossíntese primordial, termo que soa complicado, mas que explica algo simples: a composição química do universo em seus instantes iniciais.

Esses trabalhos de Gamow tinham viés bem acentuado da física nuclear, que se tornaria um tipo de “vedete” das ciências logo após a Segunda Guerra, por causa das duas bombas atômicas lançadas sobre o Japão em agosto de 1945, matando centenas de milhares de pessoas.

Eis uma característica da década de 1950 em relação à cosmologia: física nuclear e de partículas elementares (hoje, de altas energias) adentraram esse campo do conhecimento, em uma relação que iria se estreitar e se fortalecer cerca de 20 anos mais tarde.

Em sua essência, os trabalhos de Gamow – feitos em coautoria com Ralph Alpher (1921-2007) e Robert Herman (1914-1997) – buscavam entender como se formaram os elementos químicos. À época, a pergunta que Gamow – que havia imigrado para o EUA ainda em meados da década de 1930 – e colegas se fizeram foi a seguinte: como se formaram os nêutrons?

Para eles, a sopa primordial – algo semelhante ao átomo primordial de Lemaître – era formada por nêutrons e teria uma densidade inimaginavelmente alta. A essa matéria eles denominaram *ylem* – palavra originada do inglês antigo que significa algo como substância primordial da qual toda a matéria é formada.

Segundo esse trio de astrofísicos, o surgimento dos primeiros núcleos se deu cerca de 20 segundos

depois do *big bang*. À medida que o universo ia ficando mais velho, a densidade de matéria diminuiria.

Em 1948, Alpher e Herman estimaram a temperatura do tênue “calor” resultante do *big bang*, resíduo que, a partir de então, permearia todo o universo, em todas as direções. Segundo esses cálculos, a temperatura dessa “radiação fóssil” do *big bang* estaria na casa dos 5 kelvin (cerca de 268 graus celsius negativos).

Logo após a publicação, esse artigo ganhou alguma atenção, mas, em seguida, caiu na obscuridade, em conjunto com a ideia do *big bang* em si. Isso mostra como ideias extraordinárias (e corretas) podem estar deslocadas no tempo – no caso, um dos principais motivos para esse esquecimento era a falta de dados observacionais e, em alguma medida, a significativa dissociação à época entre cosmologia e dados experimentais.

Nos quase 10 anos seguintes à sua proposição (1948), a teoria do *big bang* teve pouquíssima repercussão na comunidade científica. Prova disso é que foi citada apenas sete vezes. Astrônomos, por exemplo, não reconheciam esses resultados como sendo astronomia. Entre 1953 e 1963, só um artigo foi publicado sobre o tema, assinado por Gamow, Alpher e Herman, reunindo astrofísica e física nuclear.

Gamow vinha de longa tradição em física nuclear – esta última já sob o viés da mecânica quântica. No final da década de 1920, ele havia formulado uma lei para o chamado efeito túnel, que pode ser entendido como o fenômeno no qual uma partícula, mesmo não tendo energia suficiente, consegue atravessar uma barreira – tecnicamente, barreira de potencial.

Exemplo: a cada segundo, um próton tenta escapar (“tunelar”) de um núcleo 10^{40} vezes – sem dúvida, um número impressionante. Como os fenômenos quânticos são probabilísticos, essa partícula tenta tantas vezes que uma hora consegue.

O equivalente macroscópico desse tunelamento seria algo como ficar se atirando contra uma parede e uma hora conseguir chegar ao outro lado – obviamente, algo que só vemos na ficção científica.

Essa linha nuclear de Gamow o levou a se interessar pela nucleossíntese, ou seja, como os primeiros elementos químicos se formaram. Uma consequência dessa linha de pesquisa foi levá-lo a

juntar a teoria da relatividade geral com o modelo de “átomo primordial” de Lemaître, sem adicionar novas leis ou conteúdo filosófico.

Nesse aspecto, devemos salientar nas ideias de Gamow, pelo menos, dois pontos: i) afastamento entre cosmologia e filosofia; ii) o factual, ou seja, modelos baseados em fatos, sem a necessidade de postular aspectos do universo, como vários físicos fizeram na década de 1930 – nesse sentido, caso emblemático foi Arthur Milne (1896-1950), cujo “racionalismo” abriu as portas da cosmologia para a entrada de elementos de metafísica.

Como apontado por historiadores da cosmologia, Gamow trouxe um tipo de pragmatismo para a cosmologia, o que também ajudou a área a se aproximar dos dados observacionais.

Em tempo: Gamow visitou o Brasil na década de 1930 e fez aqui palestras para nossa ainda incipiente comunidade de físicos. A historiografia da ciência ainda deve um artigo mais aprofundado sobre a passagem dele pelo país, mas há evidências de que o objetivo dessa viagem tenha sido o de sondar o Brasil como possível local para onde ele poderia imigrar, em caso da eclosão de uma guerra – o que, como sabemos, ocorreria em 1939.

Depois da Segunda Guerra, Gamow, Alpher e Herman publicaram uma série de artigos que levaram a um modelo que, mais tarde, seria denominado (pelos críticos) *big bang*. O mais conhecido deles saiu em 1948, como resultado da tese de Alpher, orientada por Gamow.

A teoria do *big bang* prevê que parte dos elementos químicos (principalmente, os mais leves) foram formados em um estado inicial do universo ultraquente e ultradenso. Depois dessa “explosão” inicial, o universo teria se expandido.

Mas, como vimos, o principal desdobramento foi a previsão (na verdade, a redescoberta) de que o *big bang* teria deixado um “calor” (uma radiação) de fundo, e que este poderia ser observado. Vendo por uma perspectiva anacrônica, é um desenvolvimento e tanto, mas, à época, poucos cientistas levaram a sério essa consequência.

Fato importante é que a relatividade geral praticamente nada teve a ver com a teoria do *big bang*. Vale lembrar que a gravitação de Einstein vivia naquele momento um tipo de ostracismo, ou seja, não era assunto pelo qual os astrônomos e astrofísicos se interessavam muito.

Os trabalhos de Gamow e colegas trataram de

calcular a quantidade de elementos químicos leves em um universo ainda muito jovem. Por elementos leves, entenda-se basicamente hidrogênio, deutério e hélio.

Em 1922, Gilbert Lewis (1875-1946) – um dos propositores do nome fóton para as partículas de luz – já havia dito que a astronomia deveria aprender com a química e vice-versa. Lewis e Gamow, pela extensão e importância da obra de ambos, são comumente citados como casos de “injustiça” pelo não recebimento do Nobel.

No outro canto no ringue na disputa pelo título de “o modelo” cosmológico, estava outra teoria surgida também em 1948: a teoria do estado estacionário. Seus propositores foram Fred Hoyle (1915-2001), Hermann Bondi (1919-2005) e Thomas Gold (1920-2004).

Considerado à época a única alternativa séria ao *big bang*, o modelo desse trio teve boa recepção por parte da comunidade. E também pelo grande público. Hoyle era exímio divulgador da ciência. Escreveu textos para o grande público e falava de forma simples e clara em programas populares de rádio. Talvez, seu livro mais famoso seja *Cosmologia* (1952).

Isso mostra que a divulgação científica nem sempre está ao lado de causas corretas, como muitas vezes defendem praticantes dessa atividade que têm como objetivo transformar a ciência em um tipo de “religião” sempre detentora da verdade.

A teoria do estado estacionário defendia – corretamente, com base em trabalhos importantes de Hoyle – que os elementos mais pesados eram formados na fornalha das estrelas, com base na fusão nuclear (processo no qual núcleos leves se fundem para formar aqueles mais pesados). E parte dos núcleos mais pesados teria seu nascedouro em supernovas (explosões de estrelas maciças que chegam ao fim da vida).

A ideia central desse modelo era explicar um universo em expansão que não havia tido um começo no tempo – isto é, para seus criadores, o universo sempre havia sido do modo como era à época (e ainda hoje) observado. Outra característica marcante: o universo seria dotado de um tipo de “princípio cosmológico perfeito”. Explicando: em grande escala, ele seria totalmente homogêneo, tanto espacial quanto temporalmente.

Como, à época, a expansão do universo já era

bem aceita – e uma das evidências desse movimento era o desvio para o vermelho da luz das nebulosas –, o modelo de estado estacionário acomodava esse dado observacional importante, admitindo um universo que se expandia.

No entanto, o modelo tinha reverses – e não eram poucos. Por exemplo, sabia-se que, ao se expandir, o universo necessariamente deveria diminuir sua densidade de matéria. Como explicar, então, com base em um modelo de universo que sempre existiu no tempo (eterno), essa diminuição de densidade?

Para os autores, haveria, em locais (não especificados) do universo, “criadouros” de matéria, o que compensaria o decréscimo da densidade causado pela expansão de um universo que sempre existiu. Porém, nunca se aprofundaram nesse mecanismo, que violaria a conservação de energia – “nada se cria; tudo se transforma”. E nem deram detalhes sobre as regiões onde isso ocorreria – limitaram-se a apontá-las entre as galáxias.

Os tais criadouros de matéria eram um artifício *ex nihilo*, ou seja, matéria surgindo do nada, o que trouxe outra dose de metafísica para a cosmologia. Essa constante criação de matéria – cujo mecanismo responsável Hoyle denominou “campo C” – evitaria, assim, a tal “morte térmica” do universo.

Essas ideias sobre criação de matéria tinham antepassado. James Jeans (1877-1946), por exemplo, conjecturou, ainda em 1928, que os centros das nebulosas seriam fábricas de matéria. Paul Dirac (1902-1984) e Pascual Jordan (1902-1980) também lançariam ideias sobre o tema na década seguinte.

Nobel de 1923, Robert Millikan (1868-1953), na década de 1920, defendia que, no universo, a radiação desaparecia e reaparecia na forma de hidrogênio – proposição inspirada em William MacMillan (1871-1948).

Essas ideias de Millikan foram desbancadas mais tarde por Arthur Compton (1892-1927), Nobel de 1927 e também grande especialista em radiação cósmica – por sinal, outro cientista renomado que visitou o Brasil (no caso, em 1941).

Um dos problemas com os propositores do estado estacionário é que, a cada revés, por conta de dados observacionais que contradiziam o modelo, eles apresentavam propostas *ad hoc*, ou seja, voltadas para explicar só aquele fato específico, que

havia sido desbancado pelas observações.

Isso fez com que, ao longo das décadas seguintes, essa teoria fosse se moldando às críticas e aos dados observacionais, terminando por ficar muito descaracterizada em relação ao que era sua versão original.

Entre essas estratégias, esteve, por exemplo, a defesa de que a carga elétrica do elétron seria diferente da do próton, o que resultaria em uma repulsão (eletromagnética) que explicaria a expansão do universo. Esse tipo de hipótese tinha consequências severas e profundas para a física, pois implicaria mudar um “Santo Graal” dessa ciência: as equações de Maxwell, que descrevem os comportamentos dos fenômenos eletromagnéticos, como a luz.

Experimentais tentaram medir essa hipotética diferença entre cargas e não encontraram dados que corroborassem essa ideia. Aqui há aspecto interessante: há historiadores que defendem que, pela primeira vez, um modelo cosmológico foi abandonado com base em resultados de experimentos feitos em laboratório.

O impulso sofrido pela radioastronomia na década de 1950 trouxe significativa quantidade de dados que afrontavam as hipóteses do estado estacionário. Mas, mesmo assim, essa nova área – cuja essência é coletar e analisar as ondas de rádio emitidas pelos corpos celestes – não pôde decidir entre um e outro modelo.

Isso só ocorreria com o tempo. Planck dizia que uma teoria não supera a outra; na verdade, o que ocorre é que os defensores de uma acabam envelhecendo e morrendo, e novas gerações tornam-se adeptas de outra.

Apesar disso, muitos cosmólogos consideram que a contribuição da radioastronomia para o estudo do universo foi mais importante do que os 1 mil anos anteriores de astronomia e religião.

Em 1955, veio o que é considerada a primeira evidência experimental contra o estado estacionário: a contagem de fontes cósmicas que emitiam ondas de rádio. A razão entre esses objetos (com brilho fraco) e aqueles com brilho intenso era muito alta. Se o universo era eterno, isso soava paradoxal, pois a luz de ambos deveria chegar a nós com a mesma “intensidade”.

Já a teoria do *big bang* tinha explicação plausível para o fato: a luz das fontes mais fracas não teria tido tempo suficiente para nos alcançar, pois

o universo tem uma idade finita.

Estratégia comum dos adeptos do estado estacionário está explícita no dito popular “A melhor defesa é o ataque”. A reação deles era a de que as observações sobre as fontes de rádio estavam incorretas. Então, além das modificações que faziam no modelo para adequá-lo a críticas ou dados observacionais, eles costumavam atacar o opositor, apontando problemas – e eles existiam! – no *big bang* – por sinal, o nome *big bang* foi cunhado, em tom pejorativo, por Hoyle, em 1950, em um programa de rádio.

Hoyle dizia que o *big bang* tinha elementos do cristianismo – algo de que o modelo de Lemaitre também já havia sido acusado. À época, o papa Pio XII declarou, contra a vontade de Lemaitre, que a moderna cosmologia (isto é, *big bang*) confirmava as ideias teológicas.

No começo da década de 1960, o estado estacionário oferecia uma explicação que soava muito mais plausível que a do *big bang* para a formação de galáxias. Este último modelo falhava, por exemplo, ao explicar a não existência de certos elementos leves estáveis com massa atômica igual a cinco e a oito. Ou seja, o *big bang* não contemplava nem as reações que adicionavam uma partícula (próton ou nêutron) ao núcleo de hélio, nem a fusão de dois núcleos deste último elemento.

Esses problemas só foram explicados teoricamente na segunda metade da década de 1950. Mas, até então, foram uma “pedra pontuda” no sapato do *big bang*, que, por conta da estabilidade de certos núcleos (hélio), só explicava a criação de elementos até o lítio. Hoje, sabemos que os elementos químicos mais pesados foram criados em estrelas “normais” e em supernovas.

Foi também naquela década de 1960 que vários modelos competiram entre si. Além do *big bang* e das variações do estado estacionário – por exemplo, universos que se contraíam –, havia outros, baseados em universos oscilatórios e em modelos da gravidade alterada. Alguns deles feriam leis básicas da física, como as da termodinâmica.

Some-se a essa arena de competição o fato de que ainda havia dúvidas sobre a relatividade geral ser completamente correta. Para se ter ideia, foi apenas na década de 1960 que o desvio da luz por uma estrela foi comprovado com precisão aceitável – ou seja, praticamente 40 anos depois da dita comprovação histórica da relatividade ge-

ral em um eclipse em Sobral (Brasil) e na Ilha de Príncipe (África). Nesse sentido, os dados trazidos pela radioastronomia ajudaram a acabar com essas dúvidas.

À época, muitos modelos davam, ao universo, idade por volta de 1,8 bilhão de anos. Isso contradizia, por exemplo, a idade de rochas na Terra, bem mais antigas que isso. O problema desses modelos era, na verdade, um valor muito defasado para a constante de Hubble. Essa questão só seria resolvida no início da década de 1950, quando medidas mais precisas dessa constante vieram a público.

Pode parecer que o embate entre esses dois modelos era do tipo “o claramente certo” contra “o obviamente errado”. Mas, à época, foi um enfrentamento entre iguais, resultando em debate rico entre defensores e críticos de cada um deles – e isso foi essencial para remexer os fundamentos filosóficos da cosmologia e, de certo modo, contribuir para excluir ou, ao menos, diminuir a importância de elementos metafísicos nessa área.

A partir da década de 1950, com boa ajuda do debate entre esses dois modelos, ganhou força a discussão sobre se a cosmologia era filosofia ou não. Autores conceituados chegaram a declarar que essa área nunca seria uma ciência e que só poderia prosperar e se manter com base na metafísica e não em dados observacionais.

Some-se a essa discussão mais um elemento: questões ideológicas. Na ex-União Soviética, considerar o universo “como um todo” ia contra o materialismo-dialético, filosofia que norteava o tipo de socialismo adotado naquele país.

Os ideólogos soviéticos – muitos sem conhecimento das complexidades matemáticas e fenomenológicas da cosmologia – simplesmente descartavam essa área, chegando a classificá-la como “tumor canceroso”, lembrando que um padre (Lemaitre) havia contribuído para sua formulação, e o próprio papa (Pio XII) havia aprovado essas ideias. Disso tudo, resultavam qualificativos para a cosmologia como mitológica, idealista e clericalista – ou seja, boa parte daquilo que o regime soviético execrava.

Os soviéticos não tinham nada contra a expansão, mas eram radicalmente contra se estabelecer uma idade finita para o universo. Esse cenário – hoje, visto como retrógrado e alimentado por postura filosófica inadequada – só mudaria na década

de 1960, com a entrada em cena de novos cosmólogos bem formados, produtivos e influentes na URSS, respeitados intelectualmente no exterior. Foi o caso de Yakov Zeldovich (1914-1987) e do não menos brilhante Andrei Sakharov (1921-1989).

O estado estacionário também não obtinha críticas menos severas na ex-URSS. Era acusado de incorreto, por violar algo sagrado para os materialistas: a conservação de energia (e, portanto, matéria). Na China da “Revolução Cultural”, de Mao Tsé Tung (1893-1976), entre 1967 e 1977, a cosmologia também foi rejeitada com base em justificativas igualmente pouco científicas. Estranhamente, isso se deu em período em que a relatividade geral já havia se consagrado como correta, o que ocorreu graças a descobertas e experimentos a partir da década de 1960.

O clero britânico também antipatizava com o modelo de estado estacionário, pois o modelo negava o ato de criação – este associado ao *big bang*. Os teólogos daquele país escreveram artigos para jornais e chegavam a criticar o modelo em sermões.

Para críticos da cosmologia, a criação de um modelo cosmológico teria sempre elementos estéticos, visões, crenças, idiosincrasias etc. Em outras palavras, cosmologia sempre haveria de ser questão de “gosto pessoal” ou filosófica.

Modelos surgidos naquelas duas últimas décadas acabaram sendo tachados, uma vez mais, de “modelos de brincadeira”, ou seja, sem vínculos maiores com a realidade, sendo só curiosidades “matemáticas”.

Esse foi o caso do modelo de 1949 de Kurt Gödel (1906-1978), cujo universo era dotado de propriedades peculiares: i) rotação; ii) era estático (não expandia); iii) era infinito; iv) tinha constante cosmológica diferente de zero; v) e permitia viagens temporais para o passado.

Obviamente, o último item acima foi o que mais chamou a atenção dos cosmólogos em 1949, quando esse artigo foi publicado em um livro-homenagem a Einstein, o qual reforçou o caráter hipotético daquelas ideias, mas saudou a contribuição teórica que o trabalho trazia.

No artigo, Gödel introduziu o paradoxo do avô (ou avós). Explicando: uma pessoa viaja ao passado, mata os avós, e, com isso, vem a pergunta: como esse viajante existiria? Implicação disso é

que o “passado” está sempre presente. Como consequência desse paradoxo e de outras propriedades de seu universo, Gödel – do ponto de vista só filosófico – argumentou que o tempo, como nós o conhecemos, não existe.

A radiação cosmológica de fundo foi descoberta por acaso em 1964, quando Arno Penzias (1933) e Robert Wilson (1936) – ambos trabalhando para os Laboratórios Bell – notaram que havia um “ruído” persistente e estranho em um novo tipo de antena que eles testavam. Por esse feito, ganharam o Nobel de 1978.

Essa descoberta – rapidamente aceita – tornou-se marco na história da cosmologia: essa área se tornaria, a partir daí, ciência para a esmagadora maioria da comunidade de cosmólogos e astrofísicos. Esse calor sutil corresponde àquele emitido por um corpo negro a 4 mil graus, temperatura do universo cerca de 380 mil anos depois do *big bang*.

Com a radiação cosmológica de fundo, a cosmologia caminhava rumo a um paradigma: o *big bang* – termo que desagradava parte dos defensores dessa teoria. Mas não sem resistência do modelo concorrente, o universo estacionário, que manteria sua estratégia de ir se modificando e criticando o opositor – no caso da radiação cosmológica de fundo, os ataques foram feitos em relação à precisão das medidas.

Na década de 1960, a relatividade geral – que continuava “fora de moda” como tema de pesquisa desde a primeira metade do século passado – ganhou momento com resultados teóricos, como os obtidos por Roger Penrose e Sakharov. Sakharov é o autor de um dos artigos mais importantes da cosmologia. Nele, esboçou três condições para que, no processo do *big bang*, houvesse sido criada uma quantidade de matéria um pouco maior do que de antimatéria – esta última é quase exceção no universo.

Ou seja, Sakharov respondeu à intrigante pergunta: por que há muito mais matéria do que antimatéria no universo, já que ambas deveriam ter sido criadas na mesma proporção, segundo as leis da física?

Segundo uma das condições propostas por esse físico, para cada 10 bilhões de partículas antimatéria, criaram-se 10 bilhões mais uma partícula de matéria. Cada “enxame” de 10 bilhões de antimatéria foi aniquilado por outro bando de 10

bilhões de matéria, dando como produto final luz (matéria + antimatéria = luz).

Esse excesso (1 partícula de matéria para cada 10 bilhões delas) é responsável por toda a matéria visível observada hoje no universo. Outra das condições de Sakharov para essa assimetria é que o próton teria que decair, ou seja, transformar-se em outras partículas.

A vida média de um próton, segundo modelos teóricos, vai de 10^{31} a 10^{36} anos – lembrando que a idade do universo está na casa dos 10^{12} anos. Uma das ideias que têm norteado os experimentos é juntar um material rico em prótons (na casa de 10^{35} dessas partículas nucleares) e tentar observar se um ou mais deles decaí – algo que, até hoje, não foi visto experimentalmente.

Sakharov – cujo modelo cosmológico era cíclico – passou parte de sua carreira desenvolvendo artefatos nucleares para a ex-União Soviética e se tornou dissidente político em seu país. Por suas ideias, foi perseguido e preso pelo governo soviético. Em 1975, ganharia o Nobel da Paz, por sua militância contra a proliferação de armas nucleares.

Houve também, a partir da década de 1960, a descoberta de novos corpos celestes, por causa de avanços na área de instrumentação científica. Por exemplo, foram descobertos: i) os quasares, corpos ultracompactos que podem emitir mais luz que uma galáxia com 100 bilhões de estrelas; ii) os pulsares, estrelas de nêutrons, igualmente densas, que, dotadas de campos magnéticos extremos, emitem radiação eletromagnética a intervalos regulares, de modo semelhante ao que faz um farol marítimo.

Em 1967, por exemplo, Wheeler cunhou o termo “buracos negros” para designar corpos espaciais que, por conta de um campo gravitacional intenso, devoram luz e matéria ao seu redor.

A ideia de buracos negros como um horizonte que, uma vez ultrapassado, não permite a volta de matéria e luz (daí, o termo “negro”) foi esboçada em artigo de 1939, por Robert Oppenheimer (1904-1967) e seu colaborador Hartland Snyder (1913-1962). Oppenheimer, vale lembrar, foi o chefe científico do Projeto Manhattan, que levou à construção das duas bombas atômicas lançadas sobre o Japão em agosto de 1945.

Para a cosmologia, a década de 1960 ficou polarizada: norte-americanos tendiam ao *big bang*;

britânicos tinham simpatia pelo estado estacionário; e a União Soviética desprezava essa área. O período é marcado também por encontros internacionais sobre gravitação ou temas afins, como foi o caso das Conferências de Solvay de 1964 e 1973.

Outras marcas do período: i) diminuição acentuada na aceitação da teoria do estado estacionário – porém, cerca de três décadas mais tarde, havia ainda defensores dessas ideias; ii) aumento no número de publicações – do início da década de 1950 até o começo da seguinte, publicavam-se cerca de 30 artigos sobre cosmologia por ano; ao longo da década de 1960 até meados da seguinte, essa taxa chegou a 250 artigos/ano; iii) ganha força o estudo do “fim” do universo, pois a ênfase, até então, havia sido o início.

Por fim, vale comentar brevemente a constituição do universo, porque o tópico foi relevante nas últimas décadas do século passado. Hoje, sabemos que toda a matéria visível observada responde só por 5% da composição do cosmo. Outros 25% são denominados matéria escura – o adjetivo se refere ao fato ela não emitir luz.

Então, como sabemos que ela está lá?

A ideia de matéria “invisível” é antiga. Remete, por exemplo, a filósofos de 5 a.C., que postulavam a existência de uma antiterra ou antimundo. Mais tarde, pensadores no Renascimento voltaram ao assunto, mas a matéria escura só chamou a atenção na década de 1930, quando Fritz Zwicky (1898-1974) percebeu que a velocidade de rotação de certas galáxias só podia ser explicada caso se assumisse que elas teriam a maior parte de sua matéria na forma invisível.

A ideia da existência de uma matéria “invisível” (ou escura) passou a ser levada a sério só na década de 1970, quando ocorreu uma profissionalização dos cosmólogos, somada a uma exclusão (mas não total) dos filósofos dessa recém-nascida ciência.

Duas décadas mais tarde, aqueles primeiros contatos da cosmologia com a física de altas energias (ou partículas elementares) se amalgamaram com mais vigor: pela primeira vez, um acelerador provaria um argumento cosmológico, mostrando qual deveria ser a relação entre fótons (partículas de luz) e núcleons (prótons e nêutrons) no início do universo.

De certa forma, esse resultado lembra experi-

mento feito – também em laboratório, mas na década de 1950 – que testou se a carga do elétron e a do próton seriam diferentes. Os resultados negativos descartaram argumento igualmente cosmológico que tentava defender o modelo de estado estacionário.

Naquele final de século, um consenso já havia se desenhado: o modelo padrão seria o do *big bang*, dotado de constante cosmológica nula. Basicamente: o universo teria evoluído a partir de um estado muito denso; teria idade finita (por volta de 10 bilhões de anos); e estaria se expandindo com velocidade constante – este último tópico iria sofrer uma reviravolta (dita revolucionária) antes que aquele século se findasse.

Sobre os autores

Antonio Augusto Passos Videira (guto@cbpf.br) é doutor em filosofia da ciência pela Universidade de Paris VII (Denis Diderot). É professor titular da UERJ, além de professor no Programa de Ensino e História da Matemática da UFRJ. Professor convidado no Instituto de Biofísica (UFRJ) e pesquisador colaborador no CBPF.

Cássio Leite Vieira (cleitevieira@gmail.com) é doutor em história da ciência pela UFRJ, jornalista *freelancer* especializado na cobertura de ciências exatas e historiador da física.

Referências

- [1] H. Dingle, *Aristotelismo moderno*, *Scientiae Studia* **3**(2), 249–254 (2005). Disponível em https://www.scientiaestudia.org.br/publicacoes/revista/cont_03_02.html, acesso em ago. 2023.
- [2] H. Kragh, *Conceptions of Cosmos: From Myths to the Accelerating Universe: A History of Cosmology* (Oxford University Press, 2006).
- [3] A. A. P. Videira, *Herbert Dingle e as relações entre ciência e filosofia no alvorecer da cosmologia moderna*, *Scientiae Studia* **3**(2), 243–248 (2005). Disponível em https://www.scientiaestudia.org.br/publicacoes/revista/cont_03_02.html, acesso em ago. 2023.
- [4] H. Kragh, *Cosmology and Controversy – The Historical Development of Two Theories of the Universe* (Princeton University Press.).
- [5] J. Merleau-Ponty, *Cosmologie du Vingtième Siècle* (Gallimard, Paris, 1965).
- [6] J. D. North, *The measure of the Universe – A history of modern cosmology* (Clarendon Press, Oxford, 1965).

Impacto da passagem do Sistema Solar por nuvens moleculares escuras: um caso de habitabilidade local

Jurandi Leão^{1,3}, Thays Bentes², José Williams Vilas-Boas¹ e Carlos Alexandre Wuensche¹

¹Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

²Universidade do Vale do Paraíba

³Instituto Federal de São Paulo

Resumo

Nuvens moleculares (NM) são regiões não homogêneas, neutras, com densidades volumétricas variando de 10^2 cm^{-3} a 10^8 cm^{-3} , extinções no visível de até 30 mag e temperaturas que variam entre 10 e 100 K. O Sistema Solar encontra-se em uma bolha de plasma de baixa densidade, circundada por NM escuras distribuídas em um raio de $\sim 100 \text{ pc}$. Em seu movimento no plano Galáctico, o Sistema Solar deve atravessar uma ou mais dessas regiões a cada órbita em torno do centro galáctico. Este trabalho discute o impacto do Sol estar imerso em uma NM e analisa os efeitos da radiação solar que atinge a Terra em função da densidade da região atravessada. Para densidades volumétricas da NM da ordem de $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, a frente de ionização alcança uma região de 1 unidade astronômica (UA) em cerca de 2 dias. Se a densidade é maior do que 10^6 cm^{-3} , todos os fótons UV ionizantes são consumidos em um volume esférico com raio menor do que 1 UA, resfriando significativamente a Terra em sua trajetória em torno do Sol. Se o SS entrar em uma nuvem interestelar com densidade maior ou igual a 10^7 cm^{-3} a radiação UV (que chega à Terra aproximadamente em 300 dias) será bloqueada, ou poderá permanecer nesse estado, indefinidamente, se a densidade das nuvens for maior. Nessas condições, a Terra passaria a existir em um ambiente com características do Meio Interestelar, o que teria consequências catastróficas para o clima do planeta.

Abstract

Molecular clouds (MC) are non-homogeneous, neutral regions, with volumetric densities ranging from 10^2 cm^{-3} to 10^8 cm^{-3} , visible extinctions up to 30 mag, and temperatures ranging from 10 to 100 K. The Solar System lies in a low-density plasma bubble, surrounded by dark MC distributed in a radius of $\sim 100 \text{ pc}$. In its motion in the Galactic plane, the Solar System must traverse one or more of these regions at each orbit around the galactic center. This paper discusses the impact of the Sun being immersed in an MC and analyzes the effects of solar radiation that hits the Earth as a function of the density of the region traversed. For MC volumetric densities in the order of $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, the ionization front reaches a region of 1 astronomical unit (UA) in about 2 days. If the density is greater than 10^6 cm^{-3} , all ionizing UV photons are consumed in a spherical volume with radius less than 1 UA, significantly cooling the Earth in its trajectory around the Sun. If the SS enters an interstellar cloud with a density greater than or equal to 10^7 cm^{-3} , the UV radiation (that reaches Earth in approximately 300 days will be blocked) or it may remain in this state indefinitely if the cloud density is higher. Under these conditions, the Earth would come into existence in an environment with characteristics of the Interstellar Environment, which would have catastrophic consequences for the planet's climate.

Palavras-chave: habitabilidade, nuvens moleculares, astrobiologia

Keywords: habitability, molecular clouds, astrobiology

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.38783](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.38783)

1 Introdução

As nuvens moleculares (doravante NM) situadas na vizinhança do Sistema Solar (SS) têm massas menores que 10^3 massas solares (M_{\odot}) e tem-

peratura cinética média da ordem de 10 a 50 K. Por terem essas características e estarem situadas a menos de 500 pc de distância do Sol, são denominadas de NM escuras. Estudos da distri-

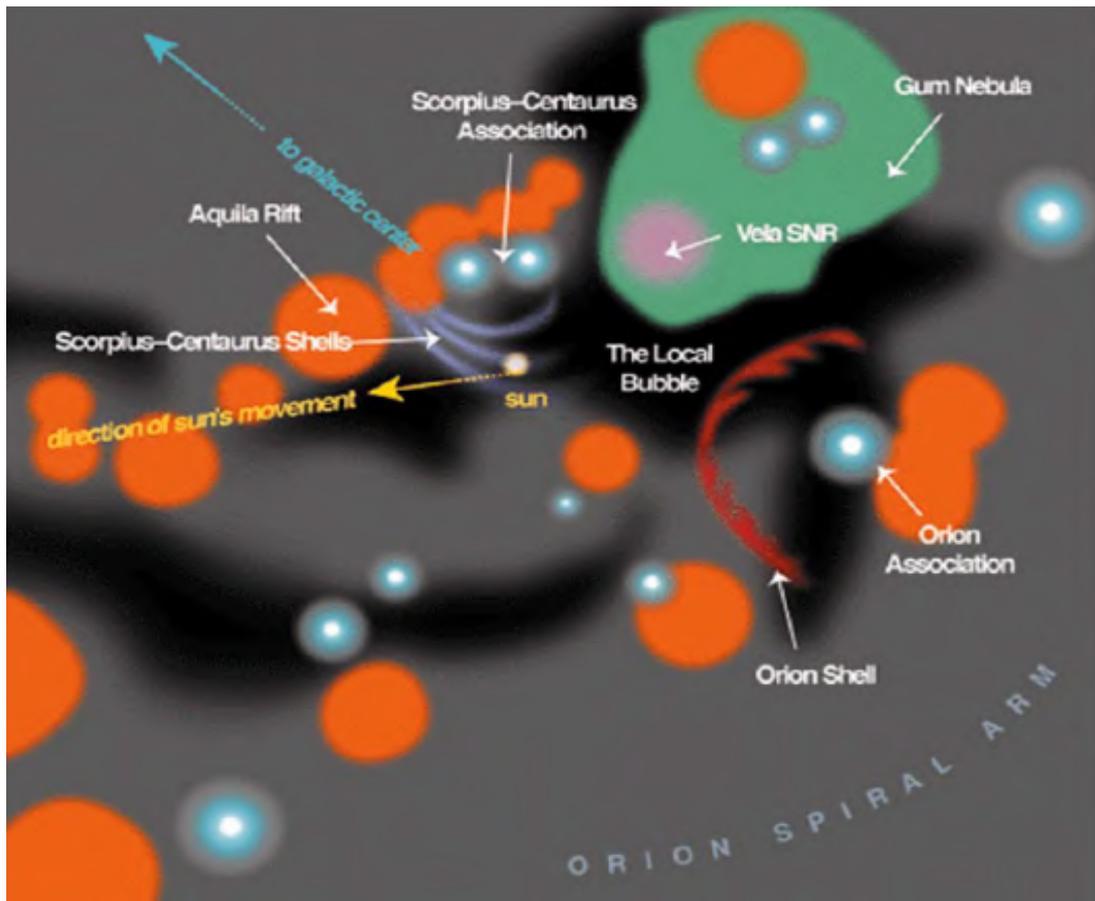


Figura 1: Representação da bolha local e das NM localizadas na vizinhança solar. Em laranja são representadas as NM e em cinza as nuvens difusas. Em preto são mostradas as bolhas de gás ionizado, de baixa densidade e quentes, inclusive a bolha local. Fonte: Adaptada de [1].

buição de linhas de absorção de NaI [2], na direção de estrelas da vizinhança solar, mostram que o SS encontra-se em uma bolha de gás ionizado quente de baixa densidade e circundada por nuvens de gás neutras e frias que se encontram a distâncias $\gtrsim 100$ pc.

Há evidências observacionais da existência de nuvens isoladas mais próximas ($d \lesssim 60$ pc) localizadas na região conhecida como Meio Interstelar Local (MIL), cujo raio é da ordem de 80 pc. Uma discussão mais detalhada sobre a constituição do MIL e da região da vizinhança solar até distâncias da ordem de 300 pc pode ser encontradas em [1].

Um cenário geral construído a partir desses dados e observações em outros comprimentos de onda é mostrado na Figura 1, que também corresponde à visada de um observador fora do plano galáctico. Nela estão mostradas a posição do Sol, a bolha local e as direções do centro galáctico (seta em azul) e do movimento do Sol no Meio

Interestelar (seta amarela). Os círculos em laranja mostram as posições das NM na borda da bolha local, identificadas através da emissão de monóxido de carbono, e as bolhas azuis indicam as posições de associações de estrelas próximas. Também são mostradas as conchas de gás ejetadas de Orion e da região de Scopiuss-Centaurus. Em verde é indicada a nebulosa Gum e em lilás a posição do remanescente de supernova da Vela.

A trajetória estimada do SS indica que ele saiu de uma “bolha local” (região de baixíssima densidade), onde deve ter permanecido durante alguns milhões de anos, há cerca de 40 a 150 mil anos, tendo entrado em seguida em uma região com densidade numérica $0,3 \text{ cm}^{-3}$ e temperatura $T \approx 7000$ K, valores representativos das condições atuais [1]. A Figura 2 apresenta observações da distribuição de gás neutro no MIL usando medidas de linhas de NaI na direção de estrelas da vizinhança solar. Essas medidas reforçam a des-

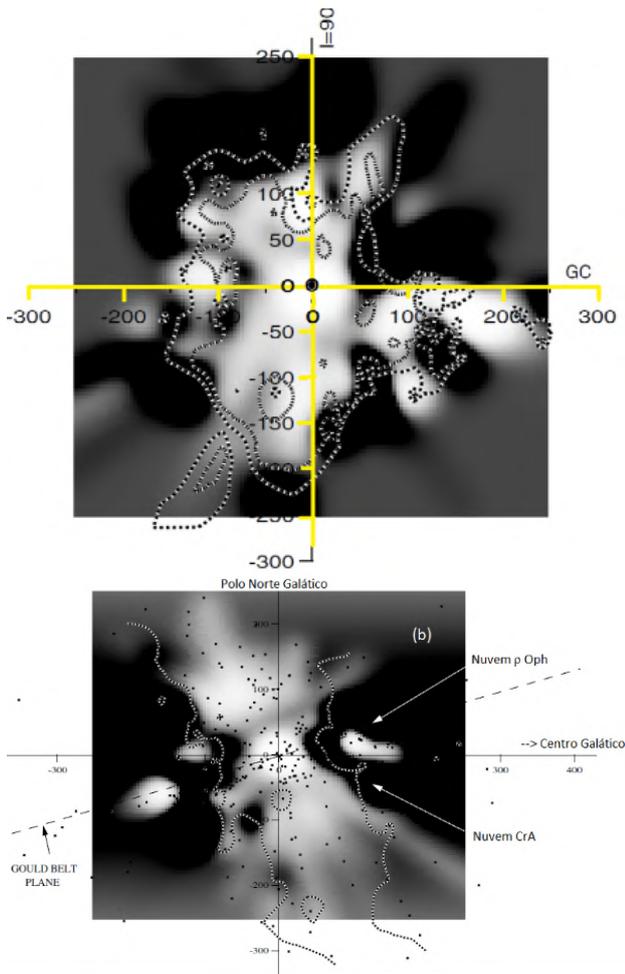


Figura 2: Distribuição de gás neutro (tons escuros) no MIL determinada a partir da observação de linhas de NaI na direção de estrelas da vizinhança solar: a) distribuição do gás ao longo do plano galáctico, GC se refere à direção do centro galáctico e $l = 90$ é a longitude galáctica. b) distribuição do gás perpendicular ao plano [2]. Em ambos os gráficos, as distâncias são dadas em parsec e a interseção de ambos indica a posição do Sol (0,0). Regiões escuras correspondem a NM neutras e regiões claras correspondem ao gás ionizado de baixa densidade.

criação apresentada na Figura 1.

O ambiente do MIL mostrado nas Figuras 1 e 2 sugere que há uma grande chance da trajetória do SS cruzar com a trajetória de uma nuvem molecular no MIL, numa distância de cerca de 100 pc. Supondo que a distribuição de nuvens atual na vizinhança solar seja estacionária e que a velocidade relativa máxima entre o SS e as nuvens seja 25 km/s, esse evento poderá ocorrer dentro de $\sim 10^6$ anos, fazendo com que o SS “afunde” em uma dessas nuvens.

Extinções visuais determinadas na direção dessas nuvens variam de 0,5 mag em suas borda até

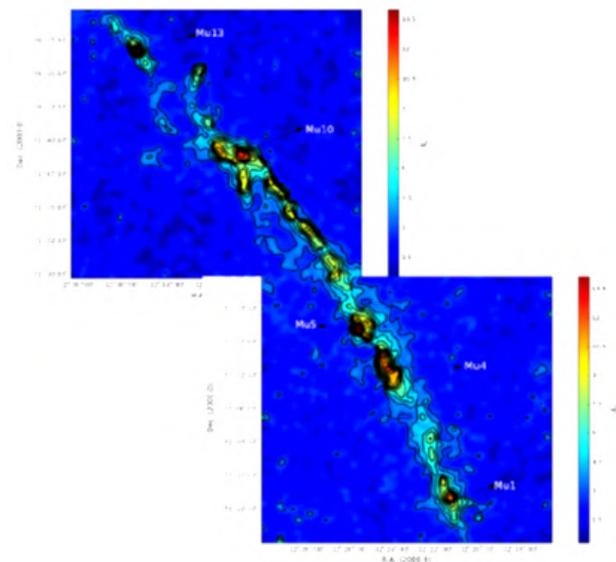


Figura 3: Distribuição de extinção visual na região de Musca. A extinção visual está indicada na escala de cores ao lado direito de cada figura. As estruturas indicadas por M são regiões mais densas identificadas nessa nuvem em forma de filamento [3].

dezenas de magnitudes na direção de suas regiões mais densas, denominadas de condensações e núcleos densos. Um exemplo clássico desse tipo de estrutura pode ser observado na direção da constelação de Musca [3]. Por ser um filamento longo (6,5 pc) e estreito (0,5 pc) localizado a 150 pc de distância do SS, Musca pode ser utilizada para estimar a variabilidade dos parâmetros físicos representativos de uma nuvem molecular da vizinhança Solar, e seus efeitos na travessia do SS através dela. Adicionalmente, suas dimensões transversais estreitas possibilitam reduzir as incertezas decorrentes de não se conhecer a extensão da nuvem ao longo da linha de visada.

Extinções visuais da ordem de 14 magnitudes ou mais foram medidas nesse filamento, mostrando que essas nuvens têm distribuição de massa bastante heterogênea, com regiões de altas e baixas densidades volumétricas. Dessa forma, valores de extinção visual no intervalo entre 3 e 30 magnitudes podem ser representativos das densidades na borda das nuvens escuras e nas estruturas contidas em suas regiões mais densas.

A Figura 3 mostra a distribuição de extinção da Musca, obtido a partir de observação de estrelas em comprimentos de onda do infravermelho (bandas J, H, K) e da observação da poeira con-

tidas nessas nuvem a partir de medidas em comprimentos de onda submilimétricos (acima de 100 GHz).

O objetivo deste trabalho é estimar, de forma semi-analítica, as consequências da passagem do SS por uma nuvem molecular com as características de Musca e seus efeitos nas condições de habitabilidade terrestre. Após esta introdução, a Seção 2 apresenta os cenários considerados nessa abordagem. A Seção 3 apresenta a descrição teórica da interação do Sol com o MIL e da formação e expansão da região ionizada, incluindo efeitos do vento Solar sobre a NM. A Seção 4 discute os resultados e as conclusões são apresentadas na Seção 5.

2 Cenários considerados e fundamentação teórica

Nessa seção apresentamos duas propostas para descrever os efeitos da passagem do Sol por uma nuvem escura. Não consideramos o processo de entrada, mas sim o que ocorreria se o SS pudesse ser instantaneamente colocado dentro da nuvem. A primeira proposta considera somente o efeito do gás da nuvem ocupando o Sistema Solar, e na segunda proposta consideramos o efeito da radiação e do vento solar sobre o meio. Para simplificar as discussões nas próximas seções, a Tabela 1 contém uma lista de parâmetros típicos de uma NM, e que serão os valores fiduciais usados neste trabalho. Utilizamos também algumas hipóteses simplificadoras para as condições de contorno do problema e da nuvem escura, a saber:

1. o Sol está completamente embebido na NM;
2. a NM possui temperatura uniforme;
3. a NM é homogênea e isotrópica;
4. a velocidade relativa entre o SS e a NM como um todo é muito pequena;
5. a NM é constituída somente de H_2 e HI.

Ao longo do texto, sempre que nos referimos a condições ambientais, estamos considerando as hipóteses acima (doravante HS).

Tabela 1: Propriedades típicas de nuvens moleculares

Parâmetro	Valor
Densidade máxima	10^8 cm^{-3}
Densidade mínima	10 cm^{-3}
Dimensões	0,1 a $\sim 50 \text{ pc}$
Massa	$10^3 - 10^4 M_\odot$
Temperatura máxima	50 K
Temperatura mínima	10 K
Composição química predominante	H_2 e HI

2.1 Proposta 1

A primeira hipótese, mais simples, assume que, ao entrar em uma nuvem escura de gás e poeira, o SS é completamente preenchido pelo gás neutro da nuvem que se distribui uniformemente ao longo de toda a sua extensão. Nesse caso, podemos assumir que a densidade média do meio interplanetário é idêntica ao que se observa nas nuvens, conforme dados da Tabela 1.

A densidade mínima é representativa da borda das nuvens e a máxima das condensações e núcleos (em inglês, *cores*), que são regiões mais densas que se formam devido à dinâmica da própria nuvem. De acordo com [4], a relação entre a densidade de coluna de hidrogênio (atômico e molecular) ao longo da linha de visada e a extinção visual, é dada por

$$N(H_2 + H) = 1,87 \times 10^{21} A_V \text{ mag} \cdot \text{cm}^{-2}, \quad (1)$$

em que $N(H_2 + H) = n(H_2 + H)l$, sendo l o comprimento da nuvem ao longo da linha de visada, A_V a extinção visual e n é a densidade volumétrica de H.

Dessa relação é possível calcular a atenuação da luminosidade Solar (L_\odot), na faixa visível, em relação ao valor medido na Terra, supondo que a densidade média do SS aumenta para um valor arbitrário $n(H)$ (cm^{-3}) ao percorrer uma trajetória ao longo da nuvem molecular. A variação da luminosidade solar na Terra, em função da densidade de partículas do meio interplanetário, é mostrada na Figura 4. A intersecção entre as linhas pontilhadas vermelhas e a azul corresponde a uma atenuação de 30% na luminosidade Solar

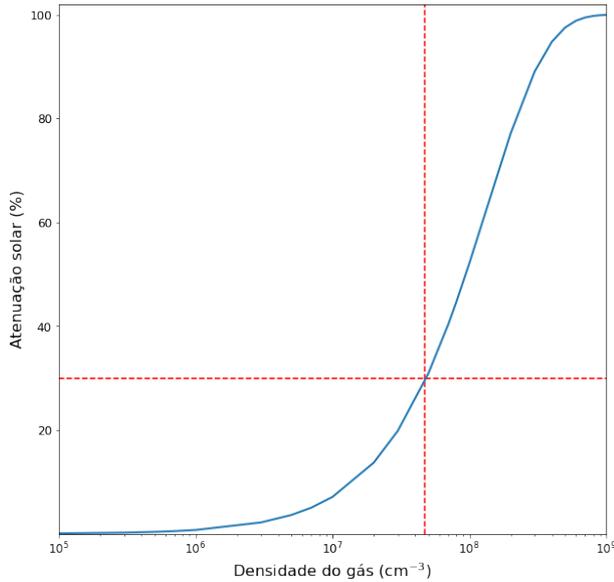


Figura 4: Variação da luminosidade do Sol, no visual, em função da densidade volumétrica de partículas no meio interplanetário.

para $n = 4,7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, considerando também as HS do início da Seção 2.

Para densidades $\geq 10^8 \text{ cm}^{-3}$, a atenuação é $\geq 50\%$, com densidades maiores causando atenuações ainda maiores. Variações da luminosidade solar da ordem de 0,1% ocorrem quando a densidade do meio é da ordem de 10^5 cm^{-3} ; essas flutuações equivalem a variações da irradiância solar ao longo dos ciclos solares, também da ordem de 0,1% a 0,2% [5]. Observações da variabilidade solar indicam que alterações no clima da Terra são perceptíveis para variações da ordem de 1% a 2% [6].

2.2 Proposta 2

Esta hipótese considera, além da radiação UV, a interação entre a radiação solar e as forças atuantes do vento solar, com partículas carregadas que podem colidir através dos grãos de poeira interplanetária. Na fase inicial, a interação entre o campo de radiação e a nuvem molecular é dominada pelo campo de radiação UV no meio.

A frente de onda UV propaga-se até um momento em que não consegue mais ionizar o meio, criando uma região de transição entre o meio ionizado e a nuvem de gás neutro conhecida como heliopausa, sendo a região anterior conhecida como heliosfera. O objetivo principal dessa discussão

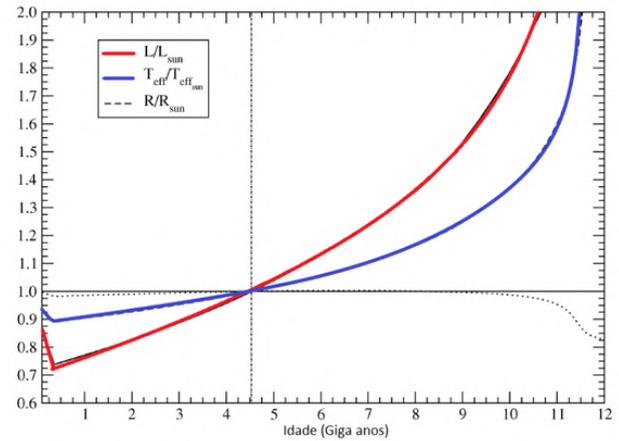


Figura 5: Evolução temporal da luminosidade, da temperatura efetiva e do raio do Sol em função do tempo. As curvas foram geradas com dados produzidos pelo pacote MESA. A linha vertical marca a idade atual do Sol.

é estimar o raio da região ionizada criada pelo SS dentro da nuvem molecular e verificar as consequências sobre a irradiância solar que incide na Terra.

Progressos recentes no estudo da estrutura interna e evolução temporal das estrelas permitiram construir modelos para prever, com boa precisão, as propriedades fundamentais das estrelas sobre um grande intervalo de massas [7, 8]. O bom ajuste dos modelos permitiu calcular a luminosidade, a temperatura efetiva e o raio do Sol em função de sua idade [9, 10].

A Figura 5, calculada a partir de um modelo solar disponível no pacote MESA (*Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*, [11–16]) mostra a evolução da luminosidade, temperatura efetiva e raio do Sol, em função do tempo, normalizados para valores solares atuais desses parâmetros. A luminosidade do Sol antes do primeiro bilhão de anos de idade era aproximadamente 70% da luminosidade atual, crescendo gradativamente ao longo do tempo. A mesma tendência é observada na sua temperatura efetiva.

3 A interação do Sol com o meio interestelar local

3.1 O campo de radiação ultravioleta solar

Evidências observacionais mostram que estrelas do tipo solar de idade zero giravam 10 vezes

mais rápido do que hoje. Por esse motivo, estrelas solares jovens (com idade $\lesssim 1,0 \times 10^9$ anos) possuem dínamos magnéticos fortes que produzem emissões intensas de altas energias, variando ao longo do tempo [7, 17, 18].

A partir de observações do Sol Quietamente (SQ) no contínuo de Lyman (LyC), na banda de 750 a 910 Å [19] obtiveram densidades de fluxo na cabeça do contínuo de Lyman, entre 900 a 910 Å, que corresponde a aproximadamente 10^{39} fótons por segundo.

Para calcular o número de fótons ultravioleta produzidos pelo Sol por unidade de tempo, multiplicamos a densidade de fluxo no contínuo de Lyman por $4\pi R^2$ (onde R é a distância da Terra ao Sol) e dividimos pela energia contida em um fóton. A interação do campo de radiação ultravioleta com o gás que circunda a estrelas cria uma esfera ionizada cujo raio dependerá da densidade do meio e da taxa de produção de fótons pela estrela.

Uma abordagem mais rigorosa dessa questão requer um tratamento numérico que leva em conta o efeito gradativo da aproximação do Sol da borda da nuvem. Entretanto, as HS da Seção 2 possibilitam uma abordagem semi-analítica da interação dos fótons UV com o meio, sem prejuízo dos conceitos físicos mais gerais necessários para este trabalho

Em seu estágio atual, o Sol ainda produz uma grande quantidade de fótons UV que ionizam o gás circundante em sua vizinhança, criando uma bolha ionizada. Nesse volume, todos os fótons ionizantes produzidos pela estrela são absorvidos, e o raio dessa bolha será proporcional ao número de fótons UV produzidos. Nesse caso, o raio da bolha criada em torno do Sol será igual ao raio de Strömngren (R_S), dado por

$$R_S = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{S_0}{n^2 \beta_2(T_e)} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

onde n é a densidade volumétrica de átomos de H, S_0 é o número de fótons UV produzidos pelo Sol por unidade de tempo e β_2 é o coeficiente de recombinação total dos elétrons e prótons que se encontram no meio ionizado, dado por

$$\beta_2(T_e) \cong 2 \times 10^{-10} T_e^{-3/4} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (3)$$

em que $T_e = 7000$ K é a temperatura cinética do meio ionizado [20].

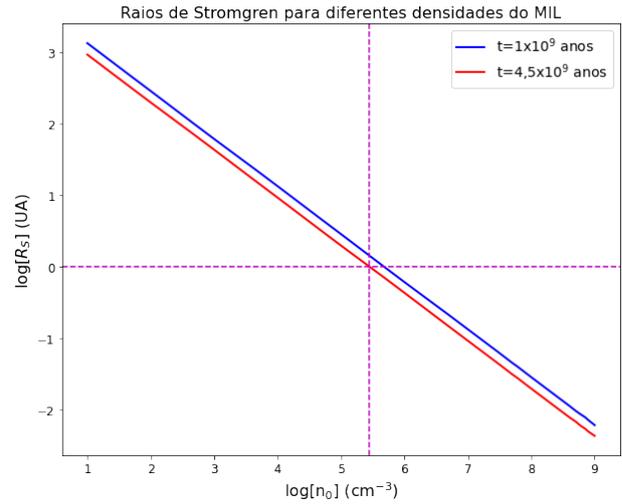


Figura 6: Raio de Strömngren para a região ionizada em torno do Sol em função da densidade de átomos de H, para luminosidades UV do Sol correspondentes às idades de 1 (azul) e $4,5 \times 10^9$ (vermelho) anos.

Usando o número de fótons do LyC do Sol calmo, conforme discutido em [19], podemos estimar o tamanho da bolha ionizada a partir do intervalo de valores da Tabela 1, considerando $T_e = 7.000$ K. A Figura 6 apresenta uma estimativa da variação do raio de Strömngren, a partir da equação (2), em função da densidade volumétrica de átomos de H na vizinhança do Sol.

A Figura 6 mostra que a densidade do meio é da ordem de $4,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ para $R_S = 1$ UA (1 unidade astronômica, igual a $1,49 \times 10^{13}$ cm). Densidades dessa ordem (ou maiores) são típicas nas condensações e núcleos densos das NM. É interessante notar que, se a densidade de H for da ordem de 10 cm^{-3} (limite inferior da Tabela 1), o raio da região ionizada será da ordem de milhares de UA.

Não há variação significativa entre os raios de Strömngren quando o Sol tinha 1 Gy e hoje. No entanto, há uma variação apreciável desse raio em função da densidade do meio. No caso em que a densidade é da ordem de 10^3 cm^{-3} , o raio de Strömngren é da ordem de 70 - 80 UA. Esse valor é comparável ao tamanho da heliopausa medido pela nave Voyager I e II. Contudo, se a densidade é da ordem de 10^6 cm^{-3} a dimensão da heliopausa seria $\sim 0,5$ UA, decrescendo para densidades maiores. No limite das densidades listadas na Tabela 1, o raio da heliopausa seria $\sim 0,01$ UA. Nesse caso, a variação do fluxo de radiação solar

sobre a Terra poderia levar a um resfriamento da temperatura média da Terra. Essa questão será abordada na Seção 4.

Outro aspecto importante a ser explorado é determinar em quanto tempo as regiões ionizadas são criadas a partir do momento em que o SS estiver completamente embebido na nuvem. As bolhas com raios menores que 1 UA irão bloquear completamente a radiação UV solar, produzindo variações climáticas de grande impacto. Por outro lado, naquelas que têm raios maiores do que 1 UA, haverá um atraso para que o bloqueio atinja a órbita da Terra. Se esse tempo for muito longo, o clima terrestre também será perturbado, originando potenciais problemas climáticos. Entretanto, o impacto dessas variações de radiação UV na biomassa terrestre não é objetivo deste trabalho.

A seguir discutimos a escala de tempo para a criação da esfera de Strömgren pela radiação UV solar, bem como em que escala de tempo as bolhas ionizadas com raio menor do que 1 UA alcançaram a órbita da Terra.

3.2 Formação da região ionizada

A condição para a formação da bolha ionizada em torno do Sol é que o número de fótons ultravioleta gerado pelo Sol seja absorvido por um número igual de átomos de HI. Como a radiação emitida pelo Sol se propaga uniformemente na direção radial, o efeito da geometria que dilui o fluxo de fótons $J(r)$ com a distância deve ser levado em consideração no cálculo do fluxo de fótons ionizantes (J) propagando-se no meio. Nesse caso,

$$S_0 = 4\pi r^2 J + \frac{4\pi r^3}{3} n_0 \beta_2(T_i) \quad (4)$$

em que J é o fluxo, r é uma distância arbitrária, n_0 é a densidade de partículas do meio e os outros parâmetros foram definidos anteriormente.

A equação (4) mostra que os fótons produzidos pelo Sol sofrem uma diluição por conta da geometria esférica (primeiro termo à direita) e também são consumidos para ionizar os átomos de HI contido ao longo do percurso de propagação (segundo termo à direita).

O fluxo de radiação a uma determinada distância r do Sol pode ser escrito como $J(r)$ e a variação desse fluxo após um certo intervalo de tempo,

$J\Delta t$, deve ser igual ao número total de átomos de H($n_0\Delta R$) por unidade de área ao longo do percurso ΔR . Nesse caso

$$n_0\Delta R = J\Delta t \rightarrow \Delta R/\Delta t = J/n_0, \quad (5)$$

que fornece a velocidade da frente de ionização em função da densidade de fluxo e da densidade de átomos de H no meio. Utilizando a equação (4) para o número total de fótons ionizantes produzidos pela estrela podemos escrever:

$$\frac{J}{n_0} = \frac{S_0}{4\pi r^2 n_0} - \frac{r\beta_2(T_i)}{3} \quad (6)$$

Substituindo a relação $n_0\Delta R = J\Delta t$ (5) na equação (6) obtemos a relação que descreve a velocidade de propagação da frente de ionização:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{S_0}{4\pi R^2 n_0} - \frac{Rn_0\beta_2(T_i)}{3} \quad (7)$$

Usando a expressão para S_0 (descrita na equação (4)) reescrevemos a equação (7) em função do raio de Strömgren:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1}{3R_f^2} (R_S^3 - R_f^3) n_0\beta(T_i) \quad (8)$$

onde R_f é o raio da frente de ionização.

A equação (8) mostra a evolução temporal de frente de ionização em relação ao tamanho da região ionizada. Essa é uma forma de ver como a velocidade da frente de ionização varia até que todos os fótons ionizantes sejam consumidos no meio. Para resolver essa equação vamos reescrevê-la na forma:

$$3R_f^2 \frac{dR_f}{dt} = (R_S^3 - R_f^3) n_0\beta(T_i) \quad (9)$$

Notamos que o primeiro termo é igual a dR_f^3/dt . Dividindo todos os membros por R_S e definindo a variável $x = (R_f/R_S)^3$, parametrizamos a equação (9) em função de x :

$$\frac{1}{(1-x)} \frac{dx}{dt} = n_0\beta(T) \quad (10)$$

cuja solução é:

$$x = 1 - e^{-n_0\beta(T)t} \quad (11)$$

Substituindo $x = (R_f/R_S)^3$ de volta, obtemos:

$$R_f = R_S \left(1 - e^{-n_0\beta(T)t}\right)^{1/3} \quad (12)$$

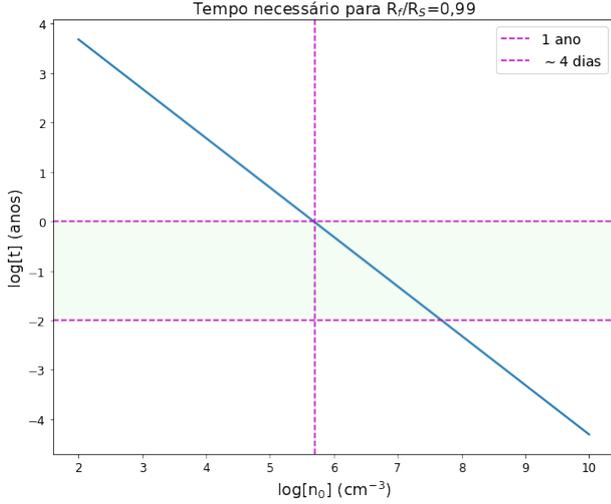


Figura 7: Tempo em que se forma a bolha de gás ionizado em torno do Sol em função da densidade volumétrica do meio. Observe que para densidades acima de $5,7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, esse tempo é inferior a um ano. A linha horizontal inferior indica um tempo de “preenchimento” de $\sim 3,5$ dias.

que pode ser reescrita usando a variável $\tau = n_0 \beta(T) t$ no argumento da exponencial:

$$R_f = R_S (1 - e^{-\tau})^{1/3} \quad (13)$$

Quando o tempo é muito grande, o raio da bolha ionizada (R_f) é igual ao raio de Strömngren (R_S).

A Figura 7 mostra em quanto tempo o campo de radiação UV ioniza uma região com raio de aproximadamente 99% do raio da esfera de gás ionizado, para diferentes valores de densidade volumétrica de HI da NM.

Tomando como base os resultados das Figuras 6 e 7, se o Sol entrar completamente em uma nuvem molecular com densidade maior do que 10^6 cm^{-3} , em menos que 0,6 anos o campo de radiação ultravioleta solar irá ionizar uma região com raio menor ou igual a 1 UA. A Figura 8, obtida da equação (13), mostra como varia a distância da frente de ionização em função do tempo, para diferentes valores de densidade da nuvem. Para densidades da ordem de 10^5 cm^{-3} ou menores, a frente de ionização alcança 1 UA em escalas de tempos menores que 20 dias. Para densidades de 10^6 cm^{-3} ou maiores, o raio da esfera de Strömngren não alcança a órbita da Terra (linha vermelha pontilhada), de modo que toda a radiação ultravioleta solar é consumida em uma região de raio inferior a 1 UA.

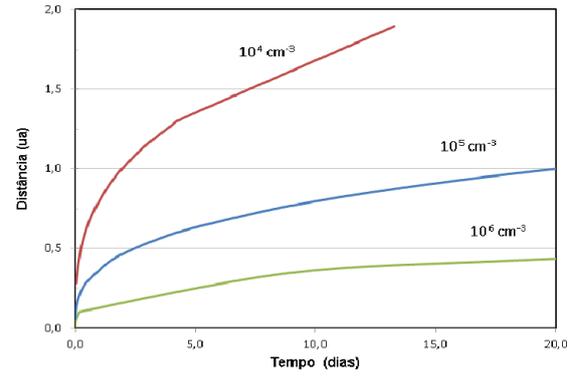


Figura 8: Distância percorrida pela frente de ionização em função do tempo para diferentes densidades volumétricas da nuvem interestelar. As densidades são indicadas acima de cada curva.

Na realidade, a esfera ionizada com raio R_S se expande devido à diferença de pressão entre gás quente ionizado e o gás neutro e frio da nuvem molecular, mesmo em ambientes com densidades ainda maiores do que 10^6 cm^{-3} .

Na seção seguinte calculamos o tempo necessário para que a superfície de bolhas com R_S menores que 1 UA levam para atingir e cruzar a órbita da Terra.

3.3 Expansão da bolha ionizada

Uma vez formada, a região ionizada ao redor do Sol se expande porque sua temperatura e densidade são maiores do que no ambiente externo. Isso cria uma onda de choque que se propaga através do meio neutro resultando em uma frente de choque e ionização que se move com velocidade [21]:

$$\frac{1}{v_i} \frac{dR_b}{dt} = \left(\frac{R_S}{R} \right)^{3/4} - \sigma \left(\frac{R}{R_S} \right)^{3/4} \quad (14)$$

em que R_b é o raio da bolha em expansão, R_S é o raio de Strömngren e $\sigma = (v_n/v_i)^2$ é a razão entre a velocidade do som no meio neutro e ionizado.

Essa expressão leva em consideração o fato de que o meio neutro também exerce uma pressão sobre a região ionizada em expansão. A solução analítica da equação (14) usa as condições: a) $R_{(t=0)} = R_S$; b) a expansão é homogênea, e c)

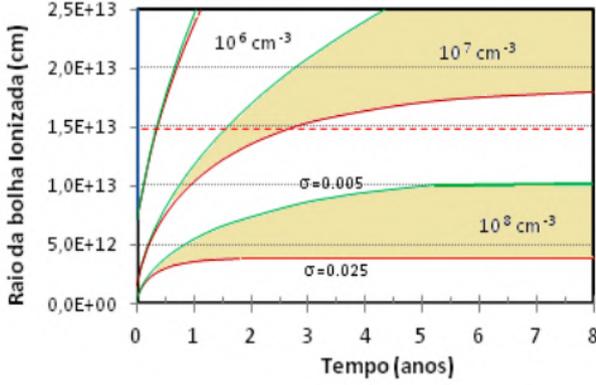


Figura 9: Raio da bolha ionizada criada pela expansão e pelo campo de radiação UV atual do Sol, em função do tempo, para nuvens interestelares com densidade volumétrica de partículas de 10^6 cm^{-3} , 10^7 cm^{-3} e 10^8 cm^{-3} . A linha tracejada em vermelho indica a distância de 1 UA e as linhas em cores verde e vinho indicam valores de $\sigma = (v_i/v_n)^2$ iguais a 0,005 e 0,025, respectivamente. A região amarela entre as duas linhas marca as condições mais representativas das NM para essas densidades.

todos os fótons ionizantes estão contidos na região delimitada pelo raio $R(t)$. Essas suposições resultam em [21]:

$$\tau = \frac{1}{3\sigma^{7/6}} (f(r) - f(1)), \quad (15)$$

em que $r = R_b/R_S$, $\tau = tv_i/R_S$ e $f(r)$ é dado por [21]:

$$f(r) = -12\sigma^{1/6}r^{0,25} + 2\sqrt{3} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}\sigma^{1/6}r^{0,25}}{1 - \sigma^{1/3}r^{0,5}} \right) + \ln \left[\frac{\left(\sigma^{1/3}r^{0,5} + \sigma^{1/6}r^{0,25} + 1 \right) \left(\sigma^{1/6}r^{0,25} + 1 \right)^2}{\left(\sigma^{1/3}r^{0,5} - \sigma^{1/6}r^{0,25} + 1 \right) \left(\sigma^{1/6}r^{0,25} - 1 \right)^2} \right]$$

em que $\sigma = (v_n/v_i)^2 = \frac{1}{2}T_n/T_i$. A temperatura da nuvem molecular é dada por T_n , e T_i é a temperatura do plasma ionizado. Neste trabalho, usamos $T_i = T_e = 7000 \text{ K}$, $v_i = 10 \text{ km/s}$ e $v_n = 1 \text{ km/s}$ como valores representativos.

A equação (14) permite estimar a variação do raio da bolha (R_b) ionizada em expansão em função do tempo, considerando a luminosidade UV do Sol em $4,5 \times 10^9$ anos, usando as HS do início da Seção 2, conforme mostrado na Figura 9. O intervalo de densidades usado deve-se ao fato de que, a partir de 10^6 cm^{-3} , $R_S < 1 \text{ UA}$.

Para cada densidade, os raios das regiões ionizadas são calculados para dois valores de razões

de velocidades do som na nuvem molecular e no meio ionizado (σ): $0,7 \text{ km/s} \leq v_n \leq 1,5 \text{ km/s}$ para as NM e 10 km/s para região ionizada. A razão de velocidades fornece os valores de σ indicados ao lado das linhas verdes e marrons. O intervalo claro entre as linhas corresponde ao intervalo possível de variação do raio da bolha em função do tempo, para os diferentes valores de densidade. Valores menores de σ podem ser encontrados nas regiões mais densas dessas nuvens.

A Figura 9 mostra também que, se a densidade da nuvem molecular é 10^6 cm^{-3} , a bolha ionizada criada pelo campo ultravioleta solar se expande alcançando o raio da órbita da Terra em aproximadamente 120 dias. Somando esse tempo aos cerca de 220 dias necessários para formação da região ionizada (obtido da Figura 7 ou da equação (12)), a órbita da Terra será alcançada em aproximadamente 340 dias.

No caso de uma nuvem com densidade volumétrica igual a 10^7 cm^{-3} , o tempo total para a bolha se expandir e alcançar a órbita da Terra será maior do que 1,8 anos. Para nuvens com densidades iguais ou maiores que 10^8 cm^{-3} , a expansão da bolha não alcançará a órbita da Terra.

3.3.1 A influência do vento solar

O modelo utilizado para estudar a interação da radiação ultravioleta do Sol com uma nuvem interestelar faz uma série de simplificações para que o problema possa ser tratado analiticamente. Na realidade, as NM são formadas por subestruturas com tamanhos e densidades que podem ser bem diferentes entre si.

O tratamento da seção anterior não considerou o efeito do vento estelar na evolução temporal da frente de ionização. De acordo com [22], a evolução temporal da frente de ionização é regida pelo campo de radiação se o parâmetro λ , definido abaixo, for muito menor do que 1:

$$\lambda = 0,5 \left(\frac{\left(\frac{3S^*}{4\pi n_0^2 \alpha_H} \right)^{1/3} \left(\frac{c_i}{c_0} \right)^{4/3}}{\left(\frac{3\dot{M}}{16\pi n_0 C_0^3 v_w} \right)^{1/2}} \right)^2. \quad (16)$$

S^* é o número de fótons ionizantes da estrela, n_0 é a densidade volumétrica da nuvem molecular, \dot{M} é a taxa de perda de massa, v_w é a velocidade do vento, α_H é o coeficiente de recombinação do

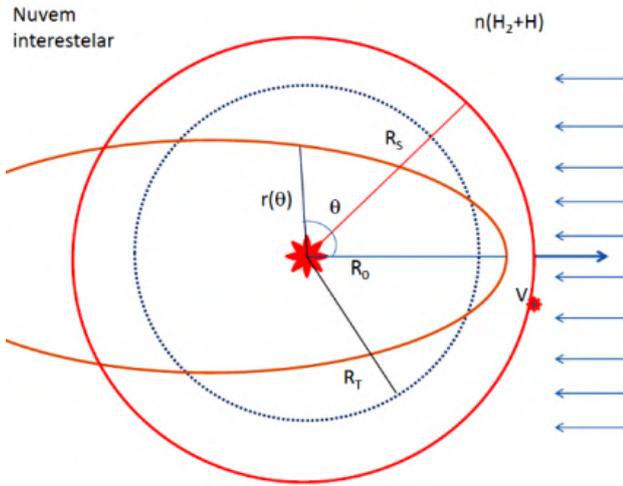


Figura 10: Representação da bolha ionizada criada pelo Sol em repouso (círculo vermelho) e em movimento (elipse vermelha) com velocidade V^* em um meio de densidade uniforme $n(H_2 + H)$. A esfera ionizada tem raio maior do que a órbita da Terra (azul pontilhado). A seta azul escura indica a direção do movimento do SS e as setas azuis mais finas, no sentido oposto, indicam o fluxo de gás da nuvem molecular que interage com a região ionizada. A situação representada considera que a densidade do meio é menor ou igual a 10^6 cm^{-3} .

meio e C_0 e C_i são as velocidades do som no meio neutro e ionizado, respectivamente.

Considerando $v_w \approx 2,5 \times 10^{-14} M_\odot/\text{ano}$, o número de fótons ionizantes $S_* \approx 10^{38} \text{ s}^{-1}$, $\alpha_H = 2,6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ e as velocidades do som no meio ionizado $C_i = 10 \text{ km/s}$, e no meio neutro $C_0 = 1 \text{ km/s}$, o parâmetro λ assume valores menores que 10^{-5} no intervalo de densidades $10^2 \leq n \leq 10^8 \text{ cm}^{-3}$ das NM. Nesse caso, a evolução da frente de ionização é regida pelo campo de radiação e o efeito do vento é desprezível no contexto desse trabalho.

As estimativas correntes do vento solar jovem sugerem velocidades maiores no passado, mas não é possível quantificar com precisão esses valores, que podem variar de um fator entre 10 e 1000. Wood e colaboradores propuseram uma relação entre o fluxo superficial de raio X e a taxa de perda de massa proporcional ao tempo segundo a relação T^{-2} (em unidades de 10^9 anos), resultando em um valor para o vento estelar mais intenso no passado do que hoje [23]. No entanto esses resultados não são 100% aceitos pela comunidade, e a velocidade do vento das estrelas mais jovens ainda é uma questão em aberto.

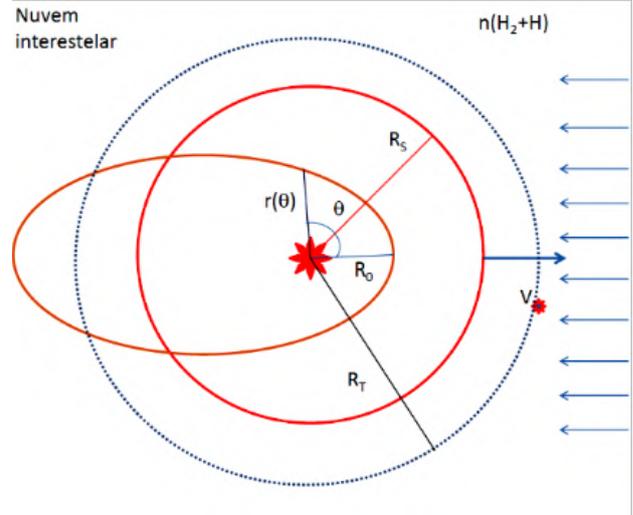


Figura 11: Situação idêntica à Figura 10, considerando que a esfera ionizada tem o raio menor do que a órbita da Terra. Nesse caso, a densidade do meio é maior ou igual a 10^7 cm^{-3} .

O efeito da atração gravitacional do Sol sobre a nuvem molecular [24,25], ou da interação do SS com o meio em decorrência dele se deslocar com velocidade de até 25 km s^{-1} , tem consequências sobre o tamanho e forma do raio da bolha ionizada. Nas Figuras 10 e 11, o círculo azul pontilhado mostra a órbita da Terra (de raio R_T), e o círculo vermelho (de raio R_S) mostra a bolha de gás ionizado em torno do Sol, assumindo que o Sol tenha velocidade nula. Se a velocidade é não nula em relação ao meio, o círculo vermelho transforma-se na elipse de raio $r(\theta)$.

Devido ao movimento do SS através do gás neutro da NM, a bolha inicialmente esférica é deformada, assumindo a forma elipsoidal dada por [26]:

$$r(\theta) = \sqrt{\left(\frac{S_*}{2\pi n_H V^*}\right) (1 - \cos\theta)} \quad (17)$$

em que θ é o ângulo entre o sentido do movimento do Sol e uma posição arbitrária na borda da região ionizada. A menor distância ao Sol (R_0) é obtida quando $r(\theta = 0)$. Nesse caso,

$$R_0 = \sqrt{\frac{S_*}{4\pi n_H V^*}} \quad (18)$$

A equação (17) é uma solução analítica para a região ionizada com forma elipsoidal, obtida no

caso particular em que a velocidade do Sol no meio e a densidade do gás são altas (Equações 1.21 e 1.22 de [26]). Ela mostra que R_0 decresce proporcionalmente ao aumento da densidade da nuvem e da velocidade relativa entre o SS e a NM.

Se o acréscimo de gás devido a atração gravitacional solar aumentar a concentração de gás, pode haver um atraso na expansão da frente de ionização, como ocorre nos caso de estrelas tipo O embebidas em NM muito densas. Nesse caso, o raio da região ionizada estimado neste trabalho pode ser considerado como um limite superior. Esses aspectos podem ser melhor explorados através de simulações numéricas, permitindo o acompanhamento gradativo da evolução temporal da região ionizada interagindo com a NM.

4 Discussão

Considerando a distribuição das NM na vizinhança solar, é possível que a trajetória do SS cruze uma dessas nuvens dentro de alguns milhões de anos. Partindo dessa premissa, exploramos a interação do campo de radiação solar com nuvens de diferentes densidades volumétricas e o efeito do movimento relativo do Sol dentro da nuvem. Essa abordagem tem como objetivo explorar os efeitos dessa interação sobre o clima terrestre.

A irradiância solar média medida sobre a Terra, nas últimas décadas, é $S_{\odot} = 1361 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, sendo responsável pela manutenção da temperatura média do planeta $T_{Terra} = 288 \text{ K}$. Essa temperatura é decorrente do equilíbrio entre a energia recebida e emitida pela Terra, onde estão implícitas as características físico-químicas da própria atmosfera, dadas principalmente pelo albedo, absorção atmosféricas e efeito estufa. Atualmente os valores mais representativos desses parâmetros são albedo igual a 0,294, absorção atmosférica igual a 0,235 e a contribuição do efeito estufa igual a 0,59 [27]. A partir desses valores e da temperatura média da Terra ($T_{Terra} = 288 \text{ K}$), obtém-se a relação $\Delta T_{Terra} = 0,053^{\circ} \text{C} \cdot \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \Delta S_{\odot}$ entre a variação da irradiância solar e a variação da temperatura média da Terra.

Analisamos a interação do campo de radiação solar ionizante com a nuvem molecular, assumindo que o Sol está embebido em uma nuvem molecular homogênea, isotrópica, de temperatura

constante e em repouso em relação ao meio. A Figura 9 mostra que se a densidade de partículas da nuvem for maior do que 10^8 cm^{-3} o espaço entre a Terra e o Sol é preenchido pelo gás da nuvem molecular, criando assim uma situação análoga àquela da proposta 1 desse trabalho. Nesse caso, para uma densidade de $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ a irradiância solar sobre a Terra sofreria uma redução da ordem de 77% do seu valor atual e a temperatura média da Terra diminuiria de aproximadamente 55°C , atingindo valores da ordem $T_{Terra} = -35^{\circ}\text{C}$. Nesse caso, a Terra ficaria completamente congelada, com consequências drásticas para várias formas de vida complexas habitando a crosta do planeta, inclusive a espécie humana.

Considerando que núcleos densos de nuvens moleculares tem dimensões da ordem de 0,05 pc e que a velocidade atual do SS é da ordem de $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ dentro da nuvem, o SS levaria alguns milhares de anos para percorrer toda a extensão da região densa, implicando em um longo período de congelamento de toda a superfície do planeta.

Para densidades da ordem de 10^7 cm^{-3} , a expansão da região ionizada diminui gradativamente o bloqueio da radiação solar e o tempo de duração desse bloqueio é bem menor quanto maior o raio da região ionizada. Para uma densidade média de $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ a irradiância solar seria atenuada, inicialmente, de aproximadamente 30%, levando a uma queda de temperatura média de 22°C e cairia gradativamente a zero em aproximadamente 3 anos (Figura 9). Nesse intervalo de tempo haveria uma variação forte na temperatura média da Terra e esse comportamento é independente do tempo que o SS permanece na nuvem, considerando que a densidade média do meio permanece constante.

Para densidades menores ou iguais a $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ a irradiância solar seria atenuada de aproximadamente 4% (resultaria em uma diminuição de 2°C na temperatura média) e de acordo com a Figura 9, em uma pequena fração de ano (meses) essa atenuação seria desprezível em função da rápida expansão da região ionizada. A forma como essas variações rápidas perturbariam o clima da Terra depende muito da resposta da atmosfera a variações da radiação nessa escala de tempo. Explorar esse problema está completamente fora do escopo desse trabalho. Se o SS

estiver em uma nuvem molecular com essa densidade ou menores, mesmo que ele permaneça embudo na nuvem por milhares de anos, não haverá perturbações relevantes ($> 1\%$) na irradiância solar. Por outro lado, com o SS se movendo rapidamente em relação à nuvem (Figuras 10,11), a deformação da região ionizada só reduz a irradiância solar sobre a Terra se a densidade do meio for maior do que $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Nesse caso, o cenário mais provável é aquele da Figura 11, uma vez que a frente de expansão, em função da densidade, pode não alcançar a órbita da Terra. Essa figura também mostra que nessa condição há variações na irradiância solar sobre a Terra ao longo do ano, devido ao fato da Terra entrar e sair na bolha ionizada durante o seu período de translação. No caso da Figura 10 a frente de ionização se propaga rapidamente para além da órbita da Terra, não afetando a irradiância sobre a Terra.

Atualmente o SS se move com aproximadamente $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ em um meio ionizado com densidade média menor do que 1 cm^{-3} . No entanto, ao longo de sua jornada, as variações das propriedades físicas desse meio podem modificar a heliosfera [28].

Zank e colaboradores [29] fizeram várias simulações numéricas da interação da heliosfera com o meio interestelar para explorar suas consequências sobre a heliosfera e o clima da Terra. Nas simulações os autores consideraram a densidade do meio interestelar local cerca de 10^2 vezes maior que o valor atual. Os resultados mostram que, nessas condições, o clima da Terra pode ser afetado e a menor distância da heliopausa para o Sol poderia ser 10 UA, que é 10 vezes menor do que a distância estimada atualmente.

Na heliosfera, tanto partículas neutras quanto ionizadas, originárias do meio interestelar, são encontradas dentro de 1 UA de distância do Sol mostrando a importância da interação da heliosfera e do meio interestelar. Poeira cósmica também é observada na heliosfera em distâncias de 0,3 a 3 UA do Sol [30].

O Sistema Solar deve ter atravessado múltiplas nuvens interestelares em sua jornada em torno do Centro Galáctico, ao longo de 220 milhões de anos, incluindo nuvens moleculares, nuvens ionizadas e plasmas quentes como é a situação atual. A vida inteligente como a conhecemos e sua sociedade tecnológica surgiram na Terra durante os úl-

timos milhões de anos, quando o SS esteve imerso no vácuo da Bolha Local [31].

5 Conclusões

Nesse trabalho exploramos as consequências da variação da irradiância solar sobre o clima da Terra, decorrentes da passagem do SS por uma nuvem molecular. Ao longo do seu caminho no meio interestelar o SS pode encontrar nuvens moleculares que apresentam estruturas diversas, variando de regiões extensas com densidade média de 10^2 cm^{-3} e raio de alguns pc, passando por regiões compactas com densidade média de 10^6 cm^{-3} e raio $r \sim 0,3 \text{ pc}$ e chegando a regiões ultracompactas com densidades médias maiores ou iguais a 10^7 cm^{-3} e raio $r \sim 0,05 \text{ pc}$.

Adotamos um tratamento analítico e exploramos a interação do campo de radiação do Sol com o meio para densidades de 10^6 cm^{-3} , 10^7 cm^{-3} e 10^8 cm^{-3} , considerando nuvens com densidades uniformes, temperaturas constantes e constituídas somente de hidrogênio. Também adotamos como hipótese que o SS está em repouso em relação à nuvem molecular e que o meio interplanetário é completamente preenchido pelo gás da nuvem.

Os principais resultados deste trabalho mostram que:

1. $n \lesssim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ - a interação do SS com uma nuvem de criaria uma bolha de gás ionizado em torno do Sol que se expandiria na escala de tempo de horas, não produzindo bloqueio relevante da irradiância solar sobre a Terra. O processo todo ocorreria como se a radiação solar varresse o gás da nuvem que tentasse entrar na órbita da Terra.
2. $10^6 \lesssim n \lesssim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ - a bolha de gás ionizado criada pela radiação solar se expandiria de tal forma que alcançaria a órbita da Terra em escalas de tempo de meses a anos. De acordo com essa modelagem, para o meio interplanetário totalmente ocupado pela nuvem de 10^7 cm^{-3} , a irradiância solar seria atenuada inicialmente de 7%, diminuindo gradativamente.

3. $n \gtrsim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ - a bolha de gás ionizada não se expandiria até a órbita da Terra, bloqueando permanentemente uma fração significativa da irradiância solar. Para densidades da ordem de $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, a irradiância solar seria bloqueada de 76% (-55° C) e para $6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ o bloqueio seria de 98% (-71° C). Em ambos os casos, a variação da irradiância sobre a Terra resultaria em temperaturas médias do planeta abaixo de -30° C . O processo todo ocorreria como se a radiação solar não fosse capaz de conter a invasão do SS pela nuvem de gás interestelar. Nesse caso, haveria um congelamento completo da superfície do planeta com consequências drásticas para muitas formas de vida que habitam sua superfície. Esse efeito poderia ter duração de milhares de anos se o SS tivesse que cruzar toda a extensão da região densa ultracompacta (0,05 pc).

As condições de habitabilidade usuais terrestres definidas pela existência de uma atmosfera suficientemente espessa para criar um efeito estufa positivo, a presença de campo magnético e uma estabilidade climática de longo prazo produzida pela manutenção do efeito estufa seriam alteradas pela variação do fluxo solar, resfriando a biosfera terrestre e impactando a existência das formas de vida, pelo menos na superfície.

6 Agradecimentos

Os autores agradecem ao revisor do artigo que levantou questões relevantes tornando-o mais completo e conciso. Os autores agradecem também a Nina Sartório pelas discussões iniciais relativas à interação do Sol com nuvens moleculares. As curvas da Figura 5 foram geradas usando o código MESA - *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*, produzido por Paxton et al. e Jermyn et al.

Sobre os autores

Jurandi Leão (jurandi.leao@gmail.com) possui graduação em Física pela Universidade Estadual

de Campinas (UNICAMP), Mestrado em Astrofísica pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), Mestrado em Ensino de Física pela Universidade Federal do ABC (UFABC), Especialização em Ensino de Física pela Universidade Cruzeiro do Sul (UNICSUL). Atualmente é professor de Física do Instituto Federal de São Paulo (IFSP).

Thays Bentes (bentesthays@gmail.com) é doutoranda e Mestre em Física e Astronomia com ênfase em Astrobiologia, no Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento (IP&D) da Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP). Bacharel em Ciências Biológicas - UniNorte Laureate (2014). Possui experiência na área de Astrobiologia, com ênfase em testes de crescimento e sobrevivência de microrganismos extremófilos e degradação de biomoléculas em simulações espaciais e planetárias; e Astroquímica, com ênfase em formação e destruição de moléculas prebióticas em ambientes astrofísicos. É membro estudante da Rede Brasileira de Astrobiologia - RBA e Pesquisadora convidada da Sociedad Científica de Astrobiología del Perú.

José Williams Vilas-Boas (jwboas@gmail.com) possui graduação em Astronomia pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (1978), mestrado em Ciências Espaciais pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (1982), doutorado em Ciências Espaciais pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (1998) e pós-doutorado pela Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (1993). Atualmente é Pesquisador Titular do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Tem experiência na área de Astronomia, com ênfase em Astrofísica do Meio Interestelar. Atuando principalmente nos seguintes temas: radioastronomia, espectroscopia, masers, meio interestelar, nuvens moleculares.

Carlos Alexandre Wuensche (ca.wuensche@inpe.br) é bacharel em física pela UERJ, mestre em Astrogeofísica pelo INPE e doutor em Cosmologia pelo INPE, com estágio na Universidade da Califórnia, Santa Bárbara (EUA) e estágio sabático na Università degli Studi di Roma "La Sapienza". É pesquisador titular do INPE, com experiência na área de cosmologia experimental e interesse em temas ligados à astrobiologia, habitabilidade cósmica e astroquímica.

Referências

- [1] P. C. Frisch et al., *The galactic environment of the Sun: Interstellar material inside and outside of the heliosphere*, *Space Sci. Rev.* **146**(1-4), 235 (2009).
- [2] S. J. Lallemand et al., *Accretionary wedge growth and the limit of the seismogenic zone.*, AGU Fall Meeting Abstracts T14A-08 (2008).
- [3] D. A. Machaieie et al., *Properties of Dense Cores Embedded in Musca Derived from Extinction Maps and ^{13}CO , C^{18}O , and NH_3 Emission Lines*, *Astrophys. J.* **836**(1), 19 (2017).
- [4] R. C. Bohlin, B. D. Savage e J. F. Drake, *A survey of interstellar H I from Ly- α absorption measurements. II.*, *Astrophys. J.* **224**, 132 (1978).
- [5] C. Fröhlich e J. Lean, *Solar radiative output and its variability: evidence and mechanisms*, *The Astronomy and Astrophysics Review* **12**(4), 273 (2004).
- [6] G. A. Meehl et al., *Amplifying the Pacific climate system response to a small 11-year solar cycle forcing*, *Science* **325**(5944), 1114 (2009).
- [7] I. Ribas, *The Sun and stars as the primary energy input in planetary atmospheres*, *Proceedings of the International Astronomical Union* **5**(S264), 3 (2009).
- [8] A. Kosovichev, A. Andrei e J.-P. Roelot, *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets*, *Proceedings of The International Astronomical Union* **264** (2010).
- [9] S. K. Yi, Y.-C. Kim e P. Demarque, *The Y^2 Stellar Evolutionary Tracks*, *Astrophys. J. Supp.* **144**, 259 (2003). [ArXiv:astro-ph/0210201](#).
- [10] Y.-C. Kim et al., *The Y^2 isochrones for α -element enhanced mixtures*, *Astrophys. J. Supp.* **143**(2), 499 (2002).
- [11] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA)*, *Astrophys. J. Supp.* **192**(1), 3 (2011). [ArXiv:1009.1622](#).
- [12] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars*, *Astrophys. J. Supp.* **208**(1), 4 (2013). [ArXiv:1301.0319](#).
- [13] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions*, *Astrophys. J. Supp.* **220**(1), 15 (2015). [ArXiv:1506.03146](#).
- [14] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Convective Boundaries, Element Diffusion, and Massive Star Explosions*, *Astrophys. J. Supp.* **234**(2), 34 (2018). [ArXiv:1710.08424](#).
- [15] B. Paxton et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Pulsating Variable Stars, Rotation, Convective Boundaries, and Energy Conservation*, *Astrophys. J. Supp.* **243**(1), 10 (2019). [ArXiv:1903.01426](#).
- [16] A. S. Jermyn et al., *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Time-Dependent Convection, Energy Conservation, Automatic Differentiation, and Infrastructure*, *arXiv e-prints arXiv:2208.03651* (2022). [ArXiv:2208.03651](#).
- [17] T. R. Ayres, *Evolution of the solar ionizing flux*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **102**(E1), 1641 (1997).
- [18] I. Ribas et al., *Evolution of the solar activity over time and effects on planetary atmospheres. I. High-energy irradiances (1-1700 Å)*, *Astrophys. J.* **622**(1), 680 (2005).
- [19] P. Lemaire et al., *Flare observation of the Sun as a star by SUMER/SOHO in the hydrogen Lyman continuum*, *Astron. Astrophys.* **418**(2), 737 (2004).
- [20] L. Spitzer, *Physics of fully ionized gases* (Courier Corporation, 2006).
- [21] A. Raga, J. Cantó e L. Rodríguez, *Analytic and numerical models for the expansion of a compact HII region*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419**(1), L39 (2012).

- [22] A. Raga, J. Cantó e L. Rodríguez, *New analytic and quasi-analytic solutions for wind-driven compact HII regions*, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **48**(2), 199 (2012).
- [23] B. E. Wood et al., *Measured mass-loss rates of solar-like stars as a function of age and activity*, *Astrophys. J.* **574**(1), 412 (2002).
- [24] E. Keto, *On the evolution of ultracompact H II regions*, *Astrophys. J.* **580**(2), 980 (2002).
- [25] E. Keto, *The formation of massive stars by accretion through trapped hypercompact H II regions*, *Astrophys. J.* **599**(2), 1196 (2003).
- [26] A. Raga, J. Cantó e A. Rodríguez-Gonzalez, *The physics of the interstellar medium* (UNAM, 2020). Disponível em <https://bigbang.nucleares.unam.mx/astroplasmas/images/stories/pdf/libro-mi.pdf>, acesso em jun. 2023.
- [27] M. Wild et al., *The energy balance over land and oceans: an assessment based on direct observations and CMIP5 climate models*, *Climate Dynamics* **44**(11), 3393 (2015).
- [28] P. C. Frisch e H.-R. Mueller, *Time-variability in the interstellar boundary conditions of the heliosphere: Effect of the solar journey on the galactic cosmic ray flux at Earth*, *Space Science Reviews* **176**(1), 21 (2013). [ArXiv:1010.4507](https://arxiv.org/abs/1010.4507).
- [29] G. P. Zank et al., *Heliospheric variation in response to changing interstellar environments*, in *Solar journey: The significance of our galactic environment for the heliosphere and earth*, editado por P. C. Frisch (Springer, Dordrecht, 2006), 23–51.
- [30] N. Altobelli, E. Grün e M. Landgraf, *A new look into the Helios dust experiment data: presence of interstellar dust inside the Earth's orbit*, *Astronomy & Astrophysics* **448**(1), 243 (2006).
- [31] P. Frisch e D. G. York, *Interstellar clouds near the Sun.*, in *The Galaxy and the Solar System*, editado por R. Smoluchowski, J. M. Bahcall e M. S. Matthews (University of Arizona Press, Tucson, 1986), 83–100.

O efeito Fulling-Davies-Unruh

José A. F. Pacheco

Observatório da Côte d’Azur, França

Resumo

Este texto (revisto e atualizado) é baseado em aulas do curso “Diferentes Aspectos da Relatividade Geral”, ministrado pelo autor no programa de doutorado da Universidade da Côte d’Azur, como parte do projeto de integração da equipe VIRGO em Nice (anteriormente localizada em Saclay), ocorrido em 1996. O presente artigo aborda o efeito Fulling-Davies-Unruh e sua conexão com a radiação Hawking, embora sejam processos distintos. A compreensão do efeito Fulling-Davies-Unruh é essencial na quantização de campos em espaços curvos, objetivo maior deste artigo.

Abstract

This text (revised and upgraded) is based on graduate lectures given the author at the Côte d’Azur University on “Different Aspects of General Relativity”. These lectures were part of a project aiming to integrate the group VIRGO in Nice (occurred in 1996), which was previously in Saclay. The present text addresses the Fulling-Davies-Unruh effect and its connection with the Hawking radiation, despite that both phenomena are distinct processes. The understanding of the Fulling-Davies-Unruh effect is fundamental in the field quantization on curved spacetimes, the main objective of this article.

Palavras-chave: efeito Unruh, radiação Hawking, teoria quântica de campos.

Keywords: Unruh effect, Hawking radiation, quantum field theory.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.42121](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.42121)

1 Introdução

Nos anos 70 houve um grande desenvolvimento dos aspectos quânticos relacionados com a física dos buracos negros. Stephen Hawking em 1974 mostrou que, na realidade, os buracos negros não eram completamente “negros”, mas deveriam emitir radiação com um espectro térmico, cuja origem é de natureza quântica [1]. Um ano antes, Stephen Fulling apontou a existência de incoerências na teoria de campos quântica quando a métrica de fundo não é do tipo Minkowski ou, em outras palavras, quando um campo gravitacional se encontra presente [2].

Um passo adiante na questão da métrica de fundo foi dado por Paul Davies que, usando uma métrica de Rindler, mostrou que um observador com uma aceleração uniforme observa uma radiação com temperatura proporcional à essa aceleração [3]. Em outras palavras, os trabalhos de Fulling e Davies sugeriam que o conteúdo em partículas de uma teoria quântica de campo depende do referencial do observador.

Em 1976, William Unruh estabeleceu de forma convincente que um observador em aceleração uniforme se encontra “mergulhado em um banho térmico”, o que não é o caso de um observador inercial [4]. Segundo Unruh, um termômetro em aceleração uniforme deve indicar uma temperatura superior à de um termômetro em repouso ou em velocidade constante. Este efeito é hoje conhecido como efeito Fulling-Davies-Unruh (FDU) e tem um papel importante na compreensão de efeitos quânticos na gravitação.

Neste artigo, dirigido principalmente para estudantes em pós-graduação, a chamada temperatura de Unruh (ou FDU) é deduzida a partir de um campo clássico de massa nula obedecendo a equação de Klein-Gordon em um referencial de Minkowski, seguida de uma transformação de coordenadas para um referencial de Rindler. Mostra-se igualmente que, nas proximidades do horizonte de um buraco negro de Schwarzschild, a métrica é aproximadamente do tipo Rindler, permitindo a obtenção da temperatura de Hawking

através da aplicação do princípio de equivalência. Para finalizar, serão feitas considerações sobre o efeito FDU e sobre diferentes propostas experimentais para a detecção do “banho térmico” de Unruh.

2 O espaço de Rindler e a temperatura de Fulling-Davies-Unruh

Consideremos inicialmente um sistema referencial em repouso S_0 e um campo escalar de massa nula φ obedecendo a equação de Klein-Gordon (usamos um sistema de unidades tal que, $\hbar = k_B = c = G = 1$, recuperando as constantes sempre que necessário). Neste caso,

$$\square\varphi = 0 \quad (1)$$

Para simplificar nossa análise e sem perda de generalidade, vamos considerar inicialmente um espaço de Minkowski bidimensional descrito pela métrica

$$ds^2 = -dt^2 + dx^2. \quad (2)$$

Nestas condições, a equação (1) pode ser reescrita como

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0. \quad (3)$$

A solução de (3) é uma onda plana representada pela expressão

$$\varphi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\omega_0}} \exp[-i(\omega_0 t - kx)], \quad (4)$$

onde foi adotada a condição de normalização usual. Como supusemos que a massa do campo é nula, da relação de dispersão obtemos $\omega_0 = |k|$, implicando que a fase da onda Φ pode ser expressa simplesmente como

$$\Phi = \omega_0(x - t). \quad (5)$$

Vamos considerar agora um sistema referencial S_l movendo-se com uma velocidade $V = \beta c$ ao longo do eixo x e com coordenadas x' e t' . Nestas condições, as coordenadas espaçotemporais nos referenciais S_0 e S_l estão relacionadas através das transformações de Lorentz, isto é

$$x' = \gamma(x - \beta t), \quad (6)$$

e

$$t' = \gamma(t - \beta x), \quad (7)$$

onde γ é o fator de Lorentz. A métrica permanece invariante pelas transformações de Lorentz e a fase da onda satisfaz agora a relação

$$\Phi = \omega'(x' - t') = \omega'\gamma(1 + \beta)(x - t), \quad (8)$$

onde foi feito o uso das equações (6) e (7). Comparando as equações (5) e (8), obtemos o resultado bem conhecido (efeito Doppler-Fizeau) relacionando as frequências entre os dois sistemas, ou seja

$$\omega' = \frac{\omega_0}{\gamma(1 + \beta)}. \quad (9)$$

Notar que a frequência da onda observada em S_l aumenta ou diminui segundo o sinal da velocidade V . No caso, o sinal positivo indica que o observador em S_l se afasta da fonte e que a frequência observada diminui.

Vamos introduzir agora um sistema de referência não-inercial S_2 , movendo-se com uma aceleração constante a em relação ao referencial S_0 . Se imaginarmos um observador movendo-se em uma trajetória hiperbólica em relação ao referencial S_0 , tal observador possui uma aceleração constante. Vamos introduzir τ , o tempo próprio do observador e a coordenada ρ tal que

$$x = \frac{\rho}{a} \cosh(a\tau) \quad (10)$$

$$t = \frac{\rho}{a} \sinh(a\tau).$$

As equações acima definem a transformação de coordenadas de Rindler. No sistema em repouso, tais equações caracterizam hipérbolas definidas por

$$x^2 - t^2 = \left(\frac{\rho}{a}\right)^2. \quad (11)$$

Tais hipérbolas estão ilustradas na Figura 1. Como mostrado na figura abaixo, as assíntotas constituem os horizontes passado e futuro das trajetórias hiperbólicas pois impõem condições para que o observador considerado receba ou não sinais de observadores situados em outras posições do plano (t, x) . Por exemplo, um fóton **A** emitido na origem e em um instante $t < 0$ (ver Figura 1) será detectado pelo observador acelerado na hipérbole em vermelho, o que não é o caso de um fóton **B** emitido em um instante $t > 0$, o qual não cruzará o horizonte futuro do observador.

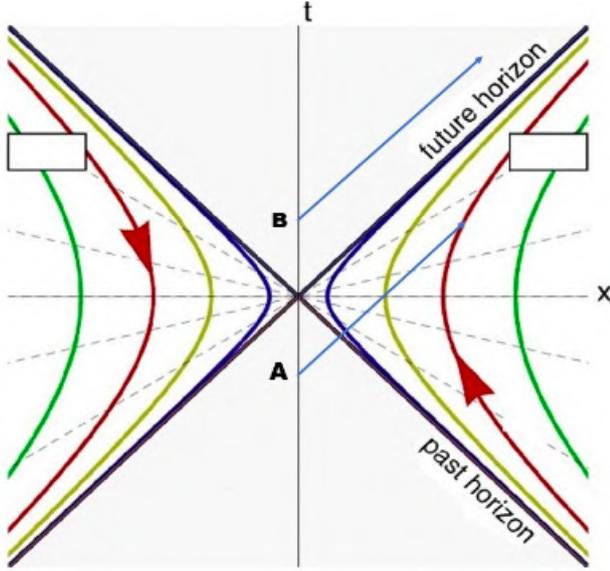


Figura 1: As trajetórias coloridas indicam hipérbolas caracterizadas por diferentes valores do parâmetro ρ/a , que indica a distância à origem quando $\tau = 0$. As linhas retas passando pela origem são assíntotas às hipérbolas. **A** e **B** indicam trajetórias de dois fótons distintos emitidos na origem ($x = 0$) mas em instantes diferentes.

Diferenciando as equações (10), quadrando e substituindo o resultado na equação (2) obtemos

$$ds^2 = -\rho^2 d\tau^2 + \frac{1}{a^2} d\rho^2, \quad (12)$$

que é a equação definindo a métrica de Rindler no sistema S_2 considerado. Neste sistema, a equação (1) pode ser reescrita como

$$a^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2} + \frac{a^2}{\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau^2} = 0. \quad (13)$$

A solução da equação acima pode ser obtida facilmente utilizando a conservação da fase da onda [cf. (5)]. Substituindo as equações (10) na (5) obtemos

$$\begin{aligned} \Phi &= \omega_0 \left(\frac{\rho}{a} \right) [\cosh(a\tau) - \sinh(a\tau)] \\ &= \omega_0 \left(\frac{\rho}{a} \right) \exp(-a\tau), \end{aligned} \quad (14)$$

ou seja,

$$\varphi(\rho, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\omega_0}} \exp \left[-i \frac{\omega_0 \rho}{a} \exp(-a\tau) \right]. \quad (15)$$

Notar que, substituindo-se a (15) na (13), a equação de onda é satisfeita. Como interpretar tal

resultado? O observador em aceleração constante não detecta simplesmente uma variação da frequência emitida ω_0 como ocorre para um observador em velocidade constante. A frequência da onda no referencial S_2 varia com o tempo e a solução (15) pode ser imaginada como uma superposição de ondas monocromáticas com amplitudes satisfazendo uma dada distribuição $f(\omega)$, ou seja

$$\varphi(\rho, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int e^{i\omega\tau} f(\omega) d\omega. \quad (16)$$

A equação (16) indica que a função de distribuição $f(\omega)$ deve ser a transformada de Fourier da equação (15). Neste caso, calculando-se explicitamente a transformada de Fourier da (15) obtemos

$$f(\omega) = \frac{(iK)^m \Gamma(-m)}{\sqrt{2\pi} \sqrt{2\omega_0 a}}, \quad (17)$$

onde $K = (\omega_0 \rho/a)$, $m = (i\omega/a)$ e $\Gamma(x)$ é a função Gama. Calculando-se o módulo da função de distribuição, após desenvolvimento algébrico (deixado como exercício para estudantes), obtemos

$$\begin{aligned} |f(\omega)|^2 &= |f(\omega) f^*(\omega)| \\ &= \frac{\exp\left(-\frac{\pi}{\omega a}\right)}{4\pi\omega_0 a^2} \left| \Gamma\left(i \frac{\omega}{a}\right) \right|^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Desenvolvendo-se a função Gama e simplificando-se, obtemos finalmente

$$|f(\omega)|^2 = \frac{1}{2\omega\omega_0 a} \frac{1}{(e^{2\pi\omega/a} - 1)}. \quad (19)$$

Em outras palavras, o módulo da função de distribuição é dado por uma distribuição de Bose com uma temperatura equivalente $T_U = a/2\pi$. Recuperando-se as constantes físicas, $k_B T_U = \hbar a/2\pi c$, onde T_U é a chamada temperatura de Fulling-Davies-Unruh. Como mencionado anteriormente, o detetor de um observador em aceleração constante notará uma radiação de caráter térmico com temperatura T_U . Do ponto de vista quântico, para o observador não-inercial, a energia do vácuo é não nula e igual a energia térmica definida pela temperatura de FDU, o que não é o caso de um observador em repouso, para o qual a energia do vácuo é nula.

3 A temperatura de Hawking

Como mencionado anteriormente, Hawking [1, 5] foi um dos primeiros a clamar que fótons e partículas massivas são emitidas por um buraco negro. Tudo se passa como se o horizonte tivesse uma temperatura efetiva T_H e emitisse radiação como um corpo “cinza” (a emissão de corpo negro é uma boa aproximação para o caso de um buraco negro sem carga e sem rotação). Uma demonstração rigorosa da emissão Hawking pode ser encontrada em [6] onde os autores levaram em consideração a produção de partículas associadas a um campo escalar na presença de um buraco negro. Além destes tratamentos rigorosos, existem outros métodos desenvolvidos na literatura mais adequados para uma apresentação pedagógica da radiação Hawking como, por exemplo, o procedimento semi-clássico de tunelamento [7,8]. Em tal método, as partículas emitidas atravessam uma barreira devido a contração do horizonte causada pela emissão de um fóton ou de uma partícula. A aproximação WKB fornece a taxa de escape de uma onda (partícula) com momento angular nulo (*s-wave*), dada por

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp[-2 \text{Im} S_A], \quad (20)$$

onde S_A é a ação clássica da partícula considerada e Γ_0 é uma constante de normalização. Por outro lado, classicamente, se o buraco negro emite aproximadamente como um corpo negro, a probabilidade de emissão de uma partícula com energia ω é

$$\Gamma = \Gamma_* \exp[-\omega/T]. \quad (21)$$

Comparando-se (20) e (21) pode-se obter a temperatura de radiação do horizonte. O raio do horizonte r_H depende unicamente da massa M do buraco negro no caso da métrica de Schwarzschild. Ao emitir uma partícula de energia ω , a massa diminui assim como o raio e a área do horizonte. Neste caso, a ação clássica pode ser expressa como

$$\begin{aligned} S_A &= \int_{r_H(M)}^{r_H(M-\omega)} p_r dr \\ &= \int_{r_H(M)}^{r_H(M-\omega)} dr \int_0^{p_r} dp'_r. \end{aligned} \quad (22)$$

Utilizando-se agora das equações de Hamilton,

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dH}{dp_r} = \frac{d(M-\omega)}{dp'_r}. \quad (23)$$

Usando-se (23), podemos reescrever a equação (22) como

$$\begin{aligned} S_A &= \int_{r_H(M)}^{r_H(M-\omega)} dr \int_0^\omega \frac{d(M-\omega')}{\dot{r}} \\ &= \int_0^\omega d\omega' \int_{r_H(M-\omega')}^{r_H(M)} \frac{dr}{\dot{r}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Em geral, as partículas com massa m e com $s = 0$, emitidas via efeito túnel, satisfazem a condição $m \ll T_H$, isto é, são ultra relativistas. Neste caso, a trajetória descrita pode ser aproximada por uma geodésica radial nula.

Consideremos agora um buraco negro descrito pela métrica

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + \frac{dr^2}{f(r)} + r^2 d\Omega^2. \quad (25)$$

A condição $f(r_H) = 0$ define o horizonte (ou horizontes) do buraco negro. Vamos efetuar uma mudança da coordenada temporal ($t \rightarrow T$) segundo Painlevé, isto é,

$$dT = dt - \frac{\sqrt{1-f(r)}}{f(r)} dr. \quad (26)$$

Quadrando (26) e substituindo em (25) obtemos

$$\begin{aligned} ds^2 &= -f(r)dT^2 + dr^2 \\ &\quad - 2\sqrt{(1-f(r))}drdT + r^2 d\Omega^2. \end{aligned} \quad (27)$$

Nestas condições, para uma geodésica nula ($ds = 0$), a velocidade radial $u_r = dr/dT$ pode ser calculada da (27), obtendo-se

$$u_r = 1 \mp \sqrt{1-f(r)}, \quad (28)$$

onde o sinal negativo corresponde a uma partícula emergindo do horizonte e o positivo a uma partícula movendo-se no sentido oposto. Como estamos interessados no movimento muito próximo do horizonte, podemos expandir a (28) em série de Taylor na vizinhança de r_H , considerando apenas o termo de primeira ordem, isto é

$$u_r \cong \frac{1}{2} f'(r_H) (r - r_H). \quad (29)$$

Substituindo a (29) na (24) obtemos

$$\begin{aligned} S_A &= \frac{2\omega}{f'(r_H)} \int_{r_H(M-\omega)}^{r_H(M)} \frac{dr}{(r-r_H)} \\ &= i \frac{2\pi\omega}{f'(r_H)}, \end{aligned} \quad (30)$$

onde fizemos uso do teorema dos resíduos para o cálculo da integral. Substituindo (30) na (20) e comparando com (21) obtemos para a temperatura de Hawking, $T_H = f'(r_H)/4\pi$. Lembrando que a aceleração da gravidade no horizonte de um buraco negro é dada por $\kappa = f'(r_H)/2$, a temperatura de Hawking pode ser expressa por uma equação similar a temperatura FDU, isto é, $T_H = \kappa/2\pi$. É preciso salientar que, embora formalmente ambas as temperaturas obedecem a relações similares, os dois processos tem um significado distinto. Voltaremos a esse aspecto mais adiante. No caso de um buraco negro de Schwarzschild, $f(r) = 1 - (2M/r)$: o horizonte é dado por $r_H = 2M$ e, usando os resultados acima, obtemos para a temperatura de Hawking, $T_H = 1/8\pi M$ ou, recuperando as constantes físicas,

$$k_B T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi G M}. \quad (31)$$

Podemos, igualmente, obter tal resultado através do seguinte raciocínio: no caso da métrica de Schwarzschild, $f(r) = 1 - (2M/r)$ [ver equação (25)], podemos definir uma nova coordenada radial R que mede a distância própria de um dado ponto em relação ao horizonte, ou seja

$$R = \int_{2M}^r \sqrt{1/f(r')} dr' = \sqrt{r(r-2M)} + 2M \operatorname{arcsch} \left(\sqrt{\frac{r}{2M}} - 1 \right). \quad (32)$$

Como estamos interessados em pontos próximos do horizonte ($r \approx 2M$) podemos expandir em série de Taylor a equação (32). Guardando-se apenas os termos de primeira ordem obtemos

$$R \approx 2\sqrt{2M(r-2M)}. \quad (33)$$

Invertendo a (33) obtemos

$$r \approx 2M + \frac{R^2}{8M}, \quad (34)$$

e, usando este resultado, podemos exprimir $f(r)$ como

$$f(r) = 1 - \frac{2M}{r} \approx \left(\frac{R}{4M} \right)^2. \quad (35)$$

Diferenciando a (34) e quadrando, bem como fazendo uso da (35), podemos reescrever a métrica de Schwarzschild nas vizinhanças do horizonte como

$$ds^2 = - \left(\frac{R}{4M} \right)^2 dt^2 + dR^2, \quad (36)$$

onde novamente desprezamos as variáveis angulares pois podemos considerar, sem perda de generalidade, apenas um pequeno entorno da posição $\theta = 0$. A métrica acima é do tipo Rindler, o que pode ser facilmente verificado através das transformações

$$T = R \sinh \left(\frac{t}{4M} \right) \quad (37)$$

$$X = R \cosh \left(\frac{t}{4M} \right),$$

que permitem, para um observador com aceleração uniforme ($1/4M$) passar de um referencial de Minkowski de coordenadas T, X para um espaço de Rindler de coordenadas t, R . Se a aceleração é constante, o princípio de equivalência nos permite afirmar que, a aceleração gravitacional do buraco negro nas vizinhanças do horizonte equivale a uma aceleração constante do observador. Neste caso, podemos utilizar a expressão da temperatura de Unruh e recuperar a equação (31).

4 Considerações finais

Na literatura aparecem com certa frequência textos nos quais não há uma distinção precisa entre o efeito FDU e a radiação de Hawking. Esta última representa um processo de emissão real através do qual o buraco negro perde massa e pode “evaporar” completamente. Por outro lado, um detetor acelerado uniformemente pode absorver uma partícula de Rindler, correspondendo a emissão de uma partícula de Minkowski. Este aparente paradoxo foi discutido em [9] e pode ser explicado da seguinte forma: para absorver uma partícula de Rindler, o detector deve estar acoplado ao campo eletromagnético, caso em que a partícula de Rindler é um fóton. Para o observador inercial, o detector acelerado está emitindo radiação, pois acoplado ao campo eletromagnético podemos imaginá-lo como possuindo uma carga. A fonte de aceleração do detector, seja qual for, supre a energia de emissão das partículas de Minkowski enquanto um observador acelerado observa uma emissão ou absorção de partículas presentes no banho térmico.

Poder-se-ia, igualmente, dizer que o banho térmico é originário do horizonte de Rindler (ver

Figura 1), que se encontra na temperatura T_U , conforme trabalho recente desenvolvido em [10]. Diferentes análises do efeito Unruh podem ser encontradas na literatura e, em particular nos artigos [11, 12], onde os autores desenvolvem um tratamento bem mais geral do que o estudo da equação de Klein-Gordon em um espaço de Minkowski (caso considerado no presente texto). Embora o efeito FDU e a radiação Hawking sejam fisicamente e matematicamente distintos, são intimamente ligados.

Atualmente, nem o efeito FDU, nem a radiação de Hawking foram detectados diretamente. Uma das razões é o obstáculo representado pela aceleração extremamente elevada requerida para que o “banho térmico” tenha uma temperatura adequada. Por exemplo, para observar um banho térmico com a temperatura ambiente (300°K) o observador deve ter uma aceleração $a = 2,5 \times 10^{20} \text{ m/s}^2$, que pode ser comparada à esperada na superfície de uma estrela de nêutrons, isto é, $a = 1,9 \times 10^{12} \text{ m/s}^2$.

Acelerações elevadas podem ser obtidas para partículas carregadas eletricamente. No entanto, por vários anos, a emissão de radiação por uma partícula carregada em movimento com aceleração constante, tem sido tema de intensos debates. Uma das razões é a seguinte: a fórmula de Larmor indica que uma partícula carregada irradia com uma taxa proporcional ao quadrado de sua aceleração. Ora, pelo princípio de equivalência isto deveria se verificar igualmente se a partícula estivesse em repouso mas na presença de um campo gravitacional uniforme. No entanto, neste último caso, a emissão não é observada.

A resposta a tal aparente contradição foi dada por [13] e pode ser entendida como se segue: o observador que detecta a emissão da partícula acelerada está em repouso, mas o observador que procura detectar a emissão da partícula no campo gravitacional uniforme, em geral, se encontra imerso no mesmo campo e não isolado. Portanto, trata-se de uma experiência difícil de ser realizada. Outra solução foi dada por [14], na qual a radiação emitida pela carga acelerada vai, na realidade, para uma região do espaço-tempo inacessível ao observador em co-aceleração (em outras palavras, fora do horizonte futuro de Rindler).

Apesar destas dificuldades conceituais, o autor

em [15] encontrou uma correspondência na eletrodinâmica clássica do efeito FDU, mostrando que um elétron com aceleração uniforme possui uma energia do vácuo não nula. Este resultado é uma consequência da reinterpretação da interação da radiação emitida (soluções avançada e retardada) com a partícula, equivalente as condições de contorno no “infinito”, que garantem a constância da aceleração.

Os trabalhos mencionados nos parágrafos anteriores garantem fundamentos teóricos para que se possa imaginar experimentos capazes de detectar o efeito FDU usando-se cargas aceleradas. Assim, espera-se que partículas carregadas com altas energias possam ser produzidas pelos diferentes aceleradores existentes no planeta, que sofrerão flutuações quânticas associadas ao efeito FDU. Segundo a Ref. [16], para serem detectadas, tais flutuações devem ser da ordem de 0,1 eV, isto é, comparáveis a energia térmica ambiente. Tais valores são esperados em aceleradores lineares como o LEP, pois no anel magnético de armazenamento a razão esperada entre a energia média das flutuações U_f e a energia de repouso dos elétrons é [16, 17]

$$\frac{U_f}{mc^2} \approx \frac{\gamma e \hbar B}{2\pi m^2 c^3}. \quad (38)$$

Com os parâmetros do anel magnético de armazenamento do LEP, $\gamma \sim 10^5$ e $B \sim 10^3$ Gauss, obtemos da (38) um valor para a energia esperada das flutuações $U_f \sim 0,2\text{eV}$, valor que, segundo [16] o efeito FDU poderia ser detectado mas que não ocorreu até a presente data.

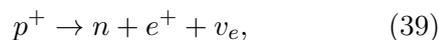
Aceleração de elétrons em plasmas por pulsos eletromagnéticos intensos, devidos a lasers de potência da ordem de 10^{15} W , podem produzir acelerações da ordem de 10^{26} m/s^2 . Em tal situação, os elétrons são acelerados e desacelerados em cada ciclo do laser, cuja frequência é muito maior que à do plasma. Em princípio, o elétron acelerado se encontra no “banho térmico” FDU, afetando a emissão de Larmor por um fator que depende da razão $\hbar\omega_0/mc^2 \approx 10^{-4}$, onde ω_0 é a frequência angular da onda eletromagnética associada ao laser. Para maiores detalhes, ver o artigo [18].

Nos anos sessenta Sokolov & Ternov previram a existência de flutuações quânticas na radiação síncrotron capazes de impor limites da ordem de 92% na polarização transversa do feixe [19]. Sem

tais flutuações, a polarização deveria alcançar o valor máximo de 100%. O trabalho de Sokolov & Ternov é anterior aos artigos de Fulling, Davies e Unruh, que datam da década posterior. Portanto, na época, os resultados de Sokolov & Ternov não foram associados ao efeito FDU. No entanto, em 1987, investigações de vários pesquisadores [20] mostraram que a limitação na polarização da radiação síncrotron poderia estar ligada a flutuações de caráter térmico e, portanto, ao efeito FDU. Mais recentemente, Akhmedov & Singleton [21] mostraram que, efetivamente o efeito previsto por Sokolov & Ternov é fisicamente equivalente ao efeito FDU no caso de uma aceleração constante circular e se as mudanças de estado do spin dos elétrons for considerada como um detector do tipo Unruh-DeWitt [9, 22], isto é, com dois níveis de excitação. No entanto, os autores em [21] salientam as dificuldades para observar tal efeito.

Mais recentemente, um grupo de pesquisadores [23] efetuou uma experiência utilizando um sistema físico contendo aproximadamente 10^5 átomos e cuja dinâmica obedece equações similares às que descrevem o efeito FDU. As ondas materiais observadas por observadores inerciais obedecem a uma distribuição de Boltzmann, em acordo com o esperado pelo efeito FDU. Mais ainda, a temperatura equivalente da distribuição segue a expressão da temperatura de Unruh. Esta experiência, embora indireta, é a única detecção positiva do efeito FDU até a presente data.

Para finalizar, é importante salientar um outro aspecto importante do efeito FDU, isto é, a desintegração do próton. É bem sabido que o próton é uma partícula estável com uma vida média superior a $1,6 \times 10^{25}$ anos (valor independente de modelos). No entanto, já na década dos anos sessenta, os físicos soviéticos Ginzburg & Syrovatskii conjecturaram que um próton acelerado poderia se desintegrar [24], mas estimativas concretas do processo foram feitas somente trinta anos mais tarde por Müller [25]. Este autor estimou o tempo de vida do decaimento do próton acelerado através do processo



onde as partículas envolvidas foram consideradas como “escalares”. Logo em seguida, os físicos brasileiros Daniel Vanzella e George Matsas [26, 27]

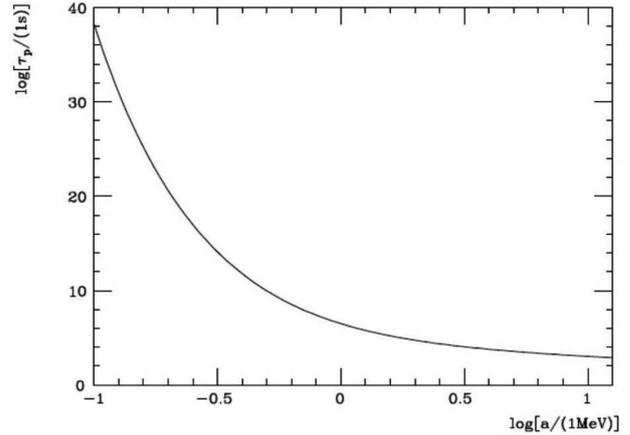
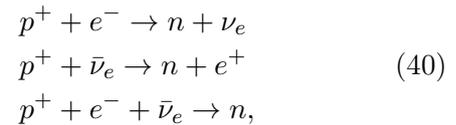


Figura 2: Vida média do próton (em segundos) em função da sua aceleração (em MeV onde $1\text{MeV} = 4,6 \times 10^{29} \text{ m/s}^2$), segundo a referência [26]. Notar que quando $a \rightarrow 0$, a vida média tende ao “infinito”.

efetuaram cálculos mais realistas descrevendo os processos de decaimento



onde os léptons presentes no banho térmico são tratados como férmions. Utilizando uma teoria quântica de campos, o tempo de vida do próton devido aos processos (40) foi estimado em função da aceleração do mesmo (ver Figura 2).

Pulsares são estrelas de nêutrons (EN) em rotação, com um campo magnético dipolar (ou mais complexo em alguns casos) responsável pela variabilidade observada da emissão eletromagnética. A crosta externa é formada por um cristal de Fe, mas uma magnetosfera constituída por elementos leves (H, He) pode estar presente se a EN for parte de um sistema binário ou, se for isolada, por acreção do gás interestelar. No caso de magnetares (EN com campos $H \geq 10^{14}$ Gauss) prótons da magnetosfera tem o momento perpendicular ao campo magnético quantizado, constituindo os chamados níveis de Landau. Neste caso, a aceleração é dada por $a_{\perp} = \omega_H u_{\perp}$, onde ω_H é a frequência de Larmor e u_{\perp} é a componente da velocidade do próton perpendicular ao campo, cuja ordem de grandeza é comparável ao potencial gravitacional da EN se a magnetosfera estiver em equilíbrio.

Para um magnetar com $H = 10^{15}$ Gauss, a aceleração é aproximadamente $a_{\perp} \approx 1,3 \times 10^{27} \text{ m/s}^2$.

Considerando o primeiro dos processos descritos em (40), o próton interagindo com um elétron do banho térmico produz um neutrino cuja energia é comparável a temperatura FDU do banho térmico, isto é, $E_\nu \sim 1,0 \text{ keV}$. Embora neutrinos com tal energia se distingam facilmente do fundo cosmológico, os detectores atuais (Antares, Ice-Cube, etc.) estão projetados para estudar neutrinos com energias superiores a 1 TeV, restando a esperança de que, no futuro, instrumentos suficientemente eficazes nestas baixas energias possam ser desenvolvidos e testar assim as previsões envolvendo o decaimento dos prótons.

Sobre o autor

José Antônio de Freitas Pacheco (pacheco@oca.eu) é Professor Emérito do Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), na França. Formado na Universidade de São Paulo (USP), foi diretor do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP, do Observatório Nacional, e do próprio OCA. Membro da Academia Brasileira de Ciências, foi agraciado com a medalha do Mérito Científico do Governo Brasileiro. Possui mais de 200 artigos científicos publicados, tendo sido orientador de mais de 20 doutorandos, tanto no Brasil quanto na Europa. Autor do livro *Vida no Universo*, publicado pela EDUSP.

Referências

- [1] S. Hawking, *Particle creation by black holes*, *Comm. Math. Phys* **43**, 199 (1975).
- [2] S. A. Fulling, *Nonuniqueness of canonical field quantization in Riemannian space-time*, *Physical Review D* **7**(10), 2850 (1973).
- [3] P. Davies, *Scalar production in Schwarzschild and Rindler metrics*, *Journal of Physics A: Mathematical and General* **8**(4), 609 (1975).
- [4] W. Unruh, *Notes on black hole evaporation*, *Phys. Rev. D* **14**, 870 (1976).
- [5] S. W. Hawking, *Black hole explosions?*, *Nature* **248**(5443), 30 (1974).
- [6] K. Fredenhagen e . R. Haag, *On the derivation of Hawking radiation associated with the formation of a black hole*, *Comm. Math. Phys* **127**, 273 (1990).
- [7] M. Parikh e . F. Wilczek, *Hawking radiation as tunneling*, *Phys. Rev. Lett* **85**, 5042 (2000).
- [8] R. Banerjee, B. Majhi e . Samanta, *Noncommutative black hole thermodynamics*, *Phys. Rev. D* **77**, 124035 (2008).
- [9] W. G. Unruh e R. M. Wald, *What happens when an accelerating observer detects a Rindler particle*, *Physical Review D* **29**(6), 1047 (1984).
- [10] M. Lynch, *Notes on the experimental observation of the Unruh effect*, Essay written for the Gravity Research Foundation 2022 Awards for Essays on Gravitation (2022).
- [11] B. S. Kay e R. M. Wald, *Theorems on the uniqueness and thermal properties of stationary, nonsingular, quasi-free states on spacetimes with a bifurcate Killing horizon*, *Physics Reports* **207**(2), 49 (1991).
- [12] S. Takagi, *Vacuum noise and stress induced by uniform acceleration*, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **88**, 1 (1986).
- [13] T. Fulton e F. Rohrlich, *Classical radiation from a uniformly accelerated charge*, *Annals of Physics* **9**(4), 499 (1960).
- [14] D. G. Boulware, *Radiation from a uniformly accelerated charge*, *Annals of Physics* **124**(1), 168 (1980).
- [15] S. Y. Lin, *Classical correspondence of Unruh effect* (2001). [ArXiv:gr-qc/0105051](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0105051).
- [16] K. McDonald, *The Hawking-Unruh temperature and quantum fluctuations in particle accelerators* (2000). [ArXiv:physics/0003060](https://arxiv.org/abs/physics/0003060).
- [17] J. Bell e J. Leinaas, *The Unruh effect and quantum fluctuations of electrons in storage rings*, *Nucl. Phys. B* **284**, 488 (1987).
- [18] P. Chen e T. Tajima, *Testing Unruh radiation with ultraintense lasers*, *Phys. Rev. Lett* **83**(2), 256 (1999).

- [19] A. A. Sokolov e I. M. Ternov, *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*, *Sov. Phys. Dokl* **8**, 1203 (1964). Disponível em <https://www.mathnet.ru/eng/dan28897>, acesso em ago. 2023.
- [20] J. Bell e J. Leinaas, *Electrons as accelerated thermometers*, *Nuclear Physics B* **212**(1), 131 (1983).
- [21] E. Akhmedov e D. Singleton, *On the relation between Unruh and Sokolov-Ternov effects*, *International Journal of Modern Physics A* **22**(26), 4797 (2007).
- [22] B. Dewitt, *Quantum gravity: the new synthesis*, in *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, editado por S. W. Hawking e W. Israel (Cambridge University Press, 1979), 680.
- [23] J. Hu et al., *Quantum simulation of Unruh radiation*, *Nature Physics* **15**(8), 785 (2019).
- [24] V. L. Ginzburg e S. I. Syrovatskiĭ, *Cosmic Magnetic Bremsstrahlung (Synchrotron Radiation)*, *Soviet Physics Uspekhi* **8**(5), 674 (1966).
- [25] R. Müller, *Decay of accelerated particles*, *Phys. Rev. D* **56**(2), 953 (1997).
- [26] D. A. T. Vanzella e G. E. A. Matsas, *Decay of accelerated protons and the existence of the Fulling-Davies-Unruh effect*, *Physical Review Letters* **87**(15), 151301 (2001).
- [27] D. A. T. Vanzella e G. E. A. Matsas, *Weak decay of uniformly accelerated protons and related processes*, *Physical Review D* **63**(1), 014010 (2001).

Análise espectral da composição química do meteoro incidente no dia 02/01/2023

Matheus Agenor e Rodolfo Langhi

Universidade Estadual Paulista

Resumo

No Brasil, existe uma carência de pesquisa relacionada a espectroscopia de meteoros, por este motivo o trabalho desenvolvido pode ser considerado pioneiro. Para esta pesquisa, foi instalada uma estação de monitoramento em vídeo de meteoros, como as usadas pela BRAMON no âmbito do projeto PATRICIA, com uma rede de difração acoplada à câmera, de modo que a captura de um meteoro possa revelar o espectro do seu rastro. Para a captura foi usada uma câmera de vigilância Samsung modelo SCB 2000 e uma rede de difração de 500 linhas/mm. No dia 02 de janeiro de 2023, às 6:53 (UTC), a câmera vinculada ao presente Projeto fez a captura de um meteoro relativamente brilhante. Por meio desta captura, e com o auxílio do software RSpec, foi possível fazer uma análise do espectro emitido pela ablação do meteoro, e estudando os picos de intensidade, foi possível descobrir a composição química do meteoro. Observamos a presença de Ferro, Cromo, Cálcio, Níquel, Magnésio, Nitrogênio e Oxigênio, todos em suas formas neutras, exceto pelo Nitrogênio, proveniente dos gases atmosféricos, que foi encontrado em sua forma ionizada.

Abstract

In Brazil, we do not have many researchers working in meteor spectroscopy, which is why the work developed can be considered pioneering. For this research, a video meteor monitoring station was installed, similar to those used by the BRAMON within the PATRICIA project, with a diffraction grating attached to the camera, allowing the capture of a meteor to reveal its spectrum. A Samsung surveillance camera model SCB 2000 and a 500 lines/mm diffraction grating were used for the capture. On January 2, 2023, at 6:53 (UTC), the camera linked to the present project captured a relatively bright meteor. Through this capture, and with the aid of the RSpec software, it was possible to analyze the spectrum emitted by the meteor's ablation, and by studying the intensity peaks, it was possible to determine the chemical composition of the meteor. We observed the presence of Iron, Chromium, Calcium, Nickel, Magnesium, Nitrogen, and Oxygen, all in their neutral forms, except for Nitrogen, which was found in its ionized form.

Palavras-chave: espectroscopia de meteoros, espectro, composição química.

Keywords: meteor spectroscopy, spectrum, chemical composition.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41689](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41689)

1 Introdução

A observação de espectros de meteoros teve seu início com Alexander Herschel no final do século XIX. Junto com alguns companheiros, Herschel registrou o espectro de 300 a 400 meteoros no período entre 1866 e 1880. Herschel também identificou corretamente as linhas D do Sódio e o trio verde do Magnésio. Entre 1897 e 1940, aproximadamente 60 espectros de meteoros foram fotografados, permitindo a identificação de 9 átomos neutros e 4 átomos ionizados [1]. O trabalho mais notável é o de Harvey (1973), que apresentou um

estudo de inspeção visual de 500 espectros fotográficos de meteoros na faixa de magnitude +1 a -3. A maioria dos espectros continha as linhas de emissão de Fe, Mg, Na e Ca em proporções semelhantes e menos de 10% eram espectros não representativos, sugerindo composição química diferente.

Nos últimos anos, houve um avanço significativo na tecnologia de câmeras e técnicas de captura, o que resultou em um aumento substancial no banco de dados de espectros de meteoros. Atualmente, temos disponíveis registros de vários milhares de meteoros, graças à facilidade de obten-

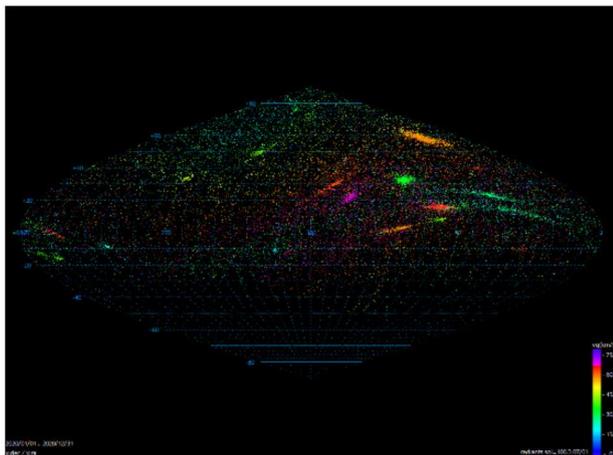


Figura 1: Mapa de radiantes identificados até 2020. Créditos: [SonotaCo Network Simultaneously Observed Meteor Data Sets](#), acesso em jul. 2023.

ção e tratamento desses dados. Esses avanços têm permitido a identificação de aproximadamente 20 átomos neutros, 9 átomos ionizados singulares e 6 moléculas diatômicas presentes nos espectros dos meteoros [1].

Embora os espectros de meteoros sejam observados desde o século XIX, poucas pesquisas nesta área foram publicadas no hemisfério sul. Isso pode ser atribuído, em parte, à falta de engajamento e participação dos pesquisadores do hemisfério sul no monitoramento de meteoros, em comparação com os países do hemisfério norte.

No Brasil, o trabalho mais notável é o da BRAMON (*Brazilian Meteor Observation Network*) e o da EXOSS (do inglês *Exoss Citizen Science*). Em contrapartida, no hemisfério norte temos muitas organizações responsáveis por fazer esse tipo de monitoramento, as quais podemos citar por exemplo a AMS (*American Meteor Society*), EDMOND (*European Video Meteor Network Database*), UKMON (*United Kingdom Meteor Network*) e a CAMS (*Cameras for All-Sky Meteor Surveillance*) [2].

Na Figura 1, apresentada acima, pode-se observar a distribuição dos radiantes noturnos das chuvas de meteoros ao longo do ano. Cada um dos pontos representa um radiante, que é o ponto no céu de onde os meteoros parecem se originar durante uma chuva de meteoros. As cores utilizadas nos pontos indicam as velocidades dos meteoros, com os mais rápidos representados em tons de vermelho, roxo e azul, e os mais lentos em tons

de amarelo e verde.

Ao analisar o mapa, é possível observar uma característica interessante: à medida que se aproxima do polo sul, há uma diminuição significativa na quantidade de radiantes indicados. Isso ocorre devido à falta de coleta de dados nessa região da esfera celeste, o que resulta em uma menor densidade de radiantes no hemisfério sul em comparação com o hemisfério norte.

Essa discrepância é um desafio enfrentado pelos estudos de meteoros, uma vez que não havendo muitos estudos, não há referencial teórico, o que representa uma necessidade significativa para a realização de estudos mais abrangentes e aprofundados nesta região. Ao expandir as capacidades de monitoramento e observação no hemisfério sul, poderíamos obter informações mais completas sobre as chuvas de meteoros, seus radiantes e suas características, contribuindo para o mapeamento e catalogação de tal evento, assim como das quedas esporádicas de meteoros.

Na madrugada do dia 02 de janeiro de 2023, a câmera uODA2, vinculada ao projeto PATRICIA (PATRulhamento Investigativo do Céu por Imageamento Automático de meteoros), capturou um meteoro de brilho relativamente intenso. O evento foi registrado em Bauru-SP, às 06:53 UTC (do inglês *Coordinated Universal Time*) por uma das câmeras do Observatório Astronômico da Universidade Estadual Paulista. O meteoro foi capturado nas coordenadas 162, 63°Az (azimute) e 36,5 °Ev (elevação). No *frame* de maior brilho, o fenômeno luminoso atingiu uma $mag_{ap} \approx -1,26$.

Assim, o evento registrado deu início a nossa pesquisa em meteorítica, uma das poucas buscando estudar estes fenômenos no hemisfério sul e no Brasil.

2 Fundamentação

Uma grande quantidade de meteoroides é atraída pela força gravitacional terrestre, aproximadamente 25 milhões por dia, e produzem um traço luminoso quando entram em nossa atmosfera que chamamos de meteoro [3]. Os meteoros são fenômenos que acontecem na atmosfera superior, entre 75 km e 120 km de altitude, e seu brilho está relacionado, principalmente,

com o aquecimento do meteoróide [4], caracterizando, portanto, a aeroluminescência. Ao entrar na atmosfera com velocidades entre 11,2 km/s e 72,8 km/s, o meteoróide começa a interagir com as moléculas de ar que oferecem a ele uma resistência em sua passagem. Devido a isto, o meteoróide aquece e começa o processo de ablação, um processo no qual o corpo, agora chamado de meteoró, passa a perder massa por conta do atrito com as partículas da atmosfera, liberando fragmentos sólidos e, as vezes, gás quente contendo átomos excitados e ionizados. Dessa forma, a luminosidade proveniente do aquecimento do corpo celeste juntamente com os gases atmosféricos, produz o que chamamos de estrela cadente, sendo esta uma trilha de plasma [5,6].

Em alguns casos, o corpo resiste à passagem atmosférica, seja por conta do tamanho ou da massa, chegando à superfície terrestre, sendo agora chamado de meteorito. Na maioria das vezes, são fragmentos de pequenos corpos planetários como asteroides ou cometas, podendo ser também fragmentos de Marte ou da Lua.

Esses pedaços de rocha espacial são uma importante fonte de material para pesquisa e contribuem com a compreensão de como o sistema solar se formou e evoluiu [7]. Alguns destes corpos podem ter órbitas que cruzam a da Terra ou não, no entanto, estudos em dinâmica orbital e campanhas de observação sugerem que a maioria dos meteoritos têm corpos de origem no cinturão de asteroides e não entre os asteroides próximos da Terra ou cometas [8]. No processo de entrada na atmosfera, não sobra muito material para ser estudado, uma vez que a quantidade de meteoritos é muito inferior à quantidade de meteoros. Contudo, ainda há informações que podem ser retiradas do rastro luminoso por meio da análise do espectro da luz emitida por estes corpos durante a entrada na atmosfera, pois podemos separar as componentes elementares que emitiram a luz observada, e assim, pode-se inferir a composição química do meteoro [9].

As classes de rochas espaciais são divididas em três grandes categorias principais com base em suas características e composição, sendo eles os rochosos, metálicos e os metálico-rochosos. Os rochosos ainda são subdivididos nas categorias condritos e acondritos, sendo estes últimos diferenciados quimicamente, como Marte e a Lua. [3].

Os condritos compreendem 85 – 90% de todos os meteoritos encontrados na Terra, sendo eles compostos, principalmente, de minerais silicáticos contendo pequenas quantidades de grãos metálicos de ferro-níquel. Essa classe de meteoritos ainda se mostra extremamente importante, uma vez que fornecem informações importantes sobre a composição química e a evolução do nosso sistema planetário. Os acondritos são menos comuns do que os condritos, representando cerca de 8% dos meteoritos encontrados, sendo geralmente ricos em minerais como piroxênio e plagioclásio. Já os metálicos são compostos principalmente de ferro e níquel, com pequenas quantidades de outros elementos, representando cerca de 5-7% dos meteoritos encontrados [3,10,11].

Em relação às partículas de poeira interplanetária, elas podem ser estudadas *in situ* por detectores de poeira de espaçonaves ou coleta de material na estratosfera. No entanto, a única maneira de estudar meteoróides individuais de dimensões milimétricas a centimétricas é observando sua interação com a atmosfera terrestre [12]. O estudo da espectroscopia de meteoros pode ser usado como uma ferramenta poderosa para comparar as abundâncias químicas entre correntes de meteoros e seus corpos parentais, usando a análise do espectro de luz de meteoros para deduzir as abundâncias químicas elementares em meteoróides [13].

Atualmente, usamos redes de difração para dispersar a luz de modo mais eficiente e mais simples do que o método anteriormente empregado. Na década de 50, boas redes de difração ficaram disponíveis substituindo em boa parte os prismas objetivos como unidades dispersoras para os estudos em espectroscopia, incluindo a espectroscopia de meteoros [14].

3 Objetivos

Nosso projeto tem como principal objetivo a aplicação da técnica de espectroscopia por rede de difração para a análise detalhada do espectro luminoso de meteoros incidentes no hemisfério sul. Essa técnica nos permite investigar a composição química desses corpos celestes e contribuir para o conhecimento científico em uma área que ainda carece de estudos abrangentes.

Ao concentrar nossos estudos nos meteoros incidentes no hemisfério sul, buscamos preencher uma lacuna na pesquisa científica. Embora haja um número significativo de estudos sobre meteoros em geral, a maioria se concentra no hemisfério norte, onde a atividade meteorítica é bem documentada. No entanto, os meteoros que cruzam os céus do hemisfério sul são igualmente relevantes e oferecem uma oportunidade única de explorar novas informações sobre a composição química desses objetos e contribuir para o mapeamento da diversidade química desses corpos.

Essas informações são cruciais para a investigação de questões fundamentais, como a formação do sistema solar, a história da evolução do universo e a possibilidade de impactos astronômicos na Terra. Além disso, a nossa pesquisa também pode ter aplicações práticas, como o desenvolvimento de métodos de detecção e monitoramento de meteoros, contribuindo para a segurança espacial e o estudo de eventos que possam representar riscos potenciais.

No presente artigo, buscamos estudar e analisar o espectro da luz emitida pelo corpo cadente capturado no dia 02 de janeiro de 2023.

4 Metodologia

Para esta pesquisa, implementamos uma estação de monitoramento em vídeo de meteoros, utilizando uma abordagem semelhante à adotada pela BRAMON no âmbito do projeto PATRICIA.

Nossa estação de monitoramento é parte integrante da rede nacional da BRAMON e conta com uma câmera de vigilância Samsung modelo SCB 2000, uma rede de difração de 500 linhas/mm acoplada à câmera e uma CPU que mantém o sistema ativo e controla a câmera. Essa configuração nos permite registrar a captura de um meteoro e, ao mesmo tempo, revelar o espectro do seu rastro luminoso. A escolha específica da rede de difração foi determinada levando em consideração a limitação de abertura da câmera utilizada. Optamos por uma rede com um número de ranhuras adequado para que o efeito de difração pudesse ser corretamente capturado pela câmera. A Figura 2 apresenta a montagem dessa estação de monitoramento, ilustrando os componentes utilizados e a disposição do equipamento

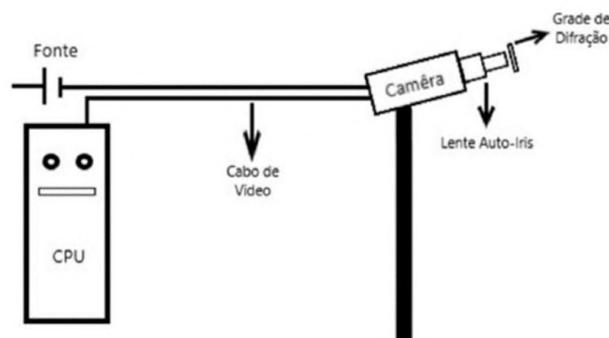


Figura 2: Montagem do equipamento de captura. Créditos: autores (2023).

de captura.

A lente usada na câmera é uma lente auto-iris, tipo de lente que regula automaticamente sua abertura, possuindo uma razão focal de 1,0, ideal para trabalhos em baixas condições de luminosidade. Isto permite a detecção de meteoros de baixo brilho pelo sensor da câmera.

A câmera ainda foi modificada, retirando o filtro infravermelho (IR) de seu sensor de imagem do tipo CCD (do inglês *Charge-Coupled Device*). Esta modificação aumenta o espectro de luz captado pelo dispositivo e, em consequência, aumenta sua sensibilidade. A câmera ainda foi configurada dentro de parâmetros a fim de que se pudesse aumentar seu brilho, contraste e tempo de exposição. Para a análise de dados deste trabalho, foram utilizados dois softwares principais, sendo o UFOCapture para o monitoramento e o Real-time Spectroscopy (RSpec) para auxiliar nas análises da composição química dos meteoros registrados. Alguns ajustes foram feitos nos parâmetros do UFOCapture a fim de evitar capturas indesejadas, chamados de ‘falsos positivos’, o que pode ocorrer durante o monitoramento, como por exemplo a captura de aves, aviões, satélites, raios de tempestades entre outros.

5 Resultados

A partir das imagens e dados coletados pela câmera vinculada ao presente projeto foi possível obter os resultados a seguir. Na Figura 3, temos um recorte de um *frame* de vídeo capturado pela câmera. Esse recorte revela a imagem do meteoro como um objeto pontual à esquerda, e à direita seu respectivo espectro.



Figura 3: Recorte do frame do vídeo do meteoro capturado no dia 02/01/2023, Fonte: BRAMON/PATRICIA-uODA2 (2023).

Com esta captura, procedemos com a análise do espectro luminoso utilizando o software RSpec. Esse software nos permite realizar uma análise detalhada e precisa dos dados espectrais obtidos. Com o auxílio do RSpec, geramos um gráfico de intensidade por comprimento de onda (\AA), como pode ser observado na Figura 4.

Esse gráfico representa a distribuição de intensidade do espectro gravado em diferentes comprimentos de onda. Através da calibração do comprimento de onda em função da intensidade, estudamos os picos que compõem o espectro. Esses picos são indicativos de emissões específicas de diferentes elementos químicos presentes no corpo celeste que gerou tal rastro luminoso.

Assim, para determinar a composição química do espectro emitido pelo referido meteoro, utilizamos as referências presentes no próprio software RSpec e também consultamos a bibliografia conhecida sobre espectros luminosos de elementos químicos. Comparando os picos de intensidade do espectro capturado com as referências, identificamos os principais elementos químicos presentes em sua composição. Dessa maneira, ao identificar tais linhas espectrais que correspondem a transições eletrônicas específicas, podemos determinar a composição química da luz emitida pelo meteoro, assim como os principais elementos químicos presentes no material que o originou.

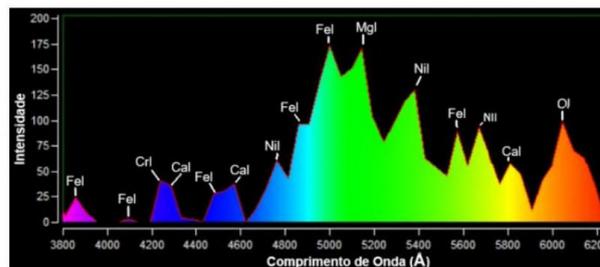


Figura 4: Gráfico de intensidade x comprimento de onda (\AA) do espectro do *frame* analisado. Fonte: Autores (2023). Suspeitamos que o meteoro capturado é uma rocha condritica ordinária do grupo químico H, provavelmente originário de um asteroide da mesma família, pois, como é possível verificar, encontramos a presença de Ferro, Cromo, Cálcio, Níquel, Magnésio, Nitrogênio e Oxigênio, elementos estes muito comuns na família dos CO – H.

6 Discussão

6.1 Imagem capturada

Na Figura 3, podemos observar um fenômeno conhecido como ‘ruído de imagem’, que resulta em um efeito de granulação perceptível. Esse ruído é causado pela presença da grade de difração na câmera, o que impacta negativamente a qualidade da imagem capturada. É importante destacar que a presença do ruído de imagem, causado pela grade de difração, pode variar dependendo da configuração específica da câmera e da qualidade da grade utilizada. Em algumas situações, pode ser possível minimizar ou corrigir parcialmente esse ruído por meio de técnicas de processamento de imagem ou ajustes na configuração da câmera. Ao compararmos a imagem de uma câmera sem a grade de difração e uma com a grade, podemos notar uma diferença significativa na nitidez e na definição dos detalhes.

A granulação da imagem, embora neste caso não interfira diretamente na obtenção e no estudo do espectro, se esse efeito for muito intenso, pode apresentar dificuldades na análise quantitativa do espectro do meteoro. Isto porque ela pode introduzir variações aleatórias na intensidade luminosa em diferentes pixels da imagem. Essas variações podem sobrepor os detalhes do espectro do meteoro e dificultar a identificação de linhas espectrais. Além disso, a granulação intensa pode fazer com que o sinal do meteoro se misture com o ruído de fundo, reduzindo a relação sinal-ruído e tornando mais desafiadora a extração de informações espectrais confiáveis.

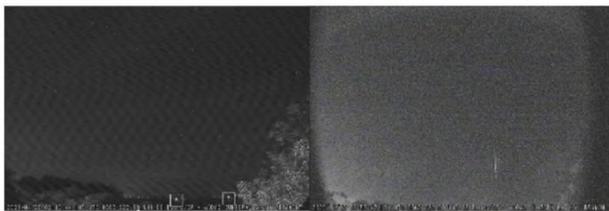


Figura 5: À esquerda uma imagem capturada por uma câmera sem grade de difração. À direita, uma imagem capturada através de uma câmera com grade de difração acoplada. Ambas as imagens foram feitas no âmbito do projeto PATRICIA. Fonte: Autores (2023).

Desse modo, a análise quantitativa do espectro envolve a medição precisa das intensidades luminosas em diferentes comprimentos de onda. Para isso, é necessário realizar uma separação clara entre o sinal de interesse e o ruído de fundo, que inclui o ruído de imagem gerado pela granulação. Se o ruído de imagem for excessivo, pode dificultar a identificação e a medição precisa das características espectrais relevantes.

Alguns dos principais motivos que podem causar o ruído de imagem são:

- **Calor:** Em altas temperaturas (seja por conta do clima ou do aquecimento da câmera) a imagem capturada pode apresentar ruído, chamamos isso de ruído térmico.
- **Mal contato:** Cabos e conectores mal encaixados ou mal isolados também podem causar ruído de imagem.
- **Má configuração dos ajustes de imagem da câmera:** Toda câmera Samsung-SCB 2000 possui um controle de imagem e vídeo. Se estes não forem adequadamente configurados, a imagem capturada pode perder a qualidade.
- **Má configuração dos parâmetros do software de captura:** O UFOCapture possui uma série de parâmetros de configuração que são responsáveis, justamente, por fazer uma boa captura de imagem. Se estes estiverem mal calibrados, a imagem obtida poderá não ser tão boa.

6.2 Frame estudado

É importante ressaltar que fizemos a análise do espectro do *frame* mais brilhante do vídeo, pen-

sando na temperatura do meteoro e na energia de excitação dos elétrons de cada elemento. Isso porque, cada elemento possui um *gap* de energia distinto, ou seja, a quantidade de energia necessária para que um elétron salte de um nível energético menor para um nível energético maior. Ao retornar ao seu estado fundamental, buscando minimizar sua energia total, o elétron emite um fóton cuja energia é diretamente proporcional ao valor do *gap* energético. Esse fóton possui uma frequência, comprimento de onda e cor específica (se a energia estiver contida na faixa visível do espectro eletromagnético, uma vez que a maioria dos fótons não são visíveis), de acordo com o elemento químico do qual se originou.

Como cada elemento químico possui uma configuração eletrônica única, isso resulta em distintos fótons para cada material. Além disso, as linhas espectrais, que são características de cada elemento, também variam. Essa compreensão aprofundada das propriedades dos elétrons excitados e das emissões de fótons nos permite identificar e distinguir os elementos presentes no meteoro com base nas informações espectrais.

Assim, analisando o *frame* de maior intensidade, onde a temperatura do meteoro atinge o seu pico, podemos observar a emissão de luz por diversos elementos presentes como Fe, Cr, Ca, Ni, Mg, N e O.

Acredita-se que a origem do meteoro seja provavelmente de um asteroide rochoso, devido à presença dos elementos Mg e Ca, o que exclui a possibilidade de ser de origem metálica. Os meteoritos do tipo condrito ordinário (CO), que possuem esses elementos, são os mais comuns em casos de incidência de queda. No entanto, elementos como Si (silício), Al (alumínio) e Na (sódio), presentes na sua composição, precisam ser mais bem analisados para confirmar essa origem. Além disso, existem elementos em quantidades muito pequenas, conhecidos como elementos traços, que também não foram identificados devido aos seus baixos níveis de concentração, abaixo dos limites de detecção do método utilizado. No futuro, análises mais refinadas serão necessárias para fazer tal afirmação.

Com base nisso, o próximo passo do nosso estudo é examinar a evolução do espectro ao longo do tempo e em relação à temperatura. Através da magnitude, é possível calcular a temperatura

do corpo celeste. Dessa forma, ao analisar a temperatura *frame a frame*, conseguiremos determinar a temperatura em que cada elemento químico começa a emitir luz. Essa análise detalhada da evolução do espectro em função do tempo e da temperatura nos permite obter informações valiosas sobre o meteoro. Compreender esses padrões pode contribuir para avanços científicos e uma melhor compreensão dos processos físicos envolvidos nos fenômenos astronômicos e na formação dos corpos celestes.

7 Conclusão

Observamos a presença de Ferro, Cromo, Cálcio, Níquel, Magnésio, Nitrogênio e Oxigênio, todos em suas formas neutras, exceto pelo Nitrogênio, que foi encontrado em sua forma ionizada, características estas esperadas do espectro de um corpo superaquecido.

Não podemos afirmar a origem do corpo parental, mas podemos supor, com base na composição química encontrada, que nosso objeto de estudo é uma rocha do tipo condrito ordinário. Devido a alta concentração de Fe, é possível que esta rocha seja, inclusive, oriunda de um condrito ordinário pertencente ao grupo químico H (*High*, que significa alto teor de Fe). Como é apontado por Norton e Chitwood [15], esse grupo contém de 25 a 30% de sua composição em Ferro, e dada a alta concentração de Ni, esta suposição de um condrito H é reforçada, pois este tipo de rocha possui pequenos grãos metálicos de Fe e Ni na sua estrutura. Em relação a presença de Oxigênio e Nitrogênio no espectro, é provável que sejam oriundos da atmosfera, conforme apontado por Millman [1] e Marreira [2].

O monitoramento espectroscópico de meteoros é uma atividade importante que deve ser realizada por observatórios, pesquisadores e astrônomos amadores no hemisfério sul e em todo o mundo. Essa técnica contribui significativamente para a pesquisa em astronomia e para o estudo dos fenômenos relacionados aos meteoros, enriquecendo nosso conhecimento sobre a história e a dinâmica do sistema solar. Para obter o máximo aproveitamento desse método, é necessário investir em estudos teóricos e observações adicionais, e esperamos que nosso estudo possa contribuir com

essa área tão escassa no hemisfério sul.

Agradecimentos

Agradecemos ao Sr. Renato Poltronieri e Me. Rubens Marreira, por disponibilizar dados e material para a montagem do equipamento de captura. Em especial, gostaríamos de deixar nossos agradecimentos ao Sr. Lionel Andriatto, cuja habilidade em consertar o equipamento de captura foi essencial para superarmos desafios técnicos ao longo do processo, ao Dr Jiří Borovička (AsÚ AV ČR/Ondřejov) por se mostrar tão solícito em compartilhar seus artigos publicados, contribuindo significativamente para a compreensão e análise dos dados obtidos. Por fim, ao Prof. Dr. Roberto Boczek (IAG/USP), por sua revisão criteriosa deste material, o que garantiu sua qualidade e precisão. Estendemos nosso sincero agradecimento a essas pessoas que desempenharam papéis importantes para o progresso deste projeto.

Sobre os autores

Matheus Agenor (matheus.agenor@unesp.br) é discente do curso de física da Unesp, cursando Licenciatura em Física e Bacharelado em Física de Materiais. Também é Monitor Sênior no Observatório Didático de Astronomia 'Lionel José Andriatto'. Além disso, desenvolve um projeto de iniciação científica com o título Análise Espectral da Composição Química de Meteoros Incidentes no Hemisfério Sul, sob a orientação do Professor Dr. Rodolfo Langhi (rodolfo.langhi@unesp.br), docente do Departamento de Física e Meteorologia e do programa de pós-graduação em Educação para Ciência, além de Coordenador do Observatório Didático de Astronomia 'Lionel José Andriatto'.

Referências

- [1] P. M. Millman, *One hundred and fifteen years of meteor spectroscopy*, [Symposium - International Astronomical Union 90](#), 121 (1980).

- [2] R. A. D. Marreira, *Bramon, Análise Dos Melhores Meteoros Registrados Pela Estação De Monitoramento De Meteoros Otto1/BRAMON*, Trabalho de Conclusão de Curso, Licenciatura em Física, Universidade Estadual do Ceará (2018).
- [3] S. Kepler e M. Saraiva, *Astronomia e Astrofísica* (Editora Livraria da Física, São Paulo, 2017), 4^a ed.
- [4] P. G. Varella, *Meteoróides, meteoros e meteoritos* (Planetário/Escola Municipal de Astrofísica, São Paulo, 1985).
- [5] V. A. Bronshten, *Physics of Meteoric Phenomena* (Springer Netherlands, 1983).
- [6] J. Corrêa, *Estudo de meteoros e investigações de seus efeitos na ionosfera com dados do radar SKiYMET e GPS*, Dissertação de Mestrado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos (2003). Disponível em http://www.inpe.br/posgraduacao/ast/arquivos/dissertacoes/dissertacao_jorge_albuquerque_2003.pdf, acesso em ago. 2023.
- [7] R. Hutchison, I. P. Williams e S. S. Russell, *Theories of planetary formation: constraints from the study of meteorites*, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **359**(1787), 2077 (2001).
- [8] P. Vernazza et al., *Compositional differences between meteorites and near-Earth asteroids*, *Nature* **454**(7206), 858 (2008).
- [9] J. Borovicka, R. Stork e J. Bocek, *First results from video spectroscopy of 1998 Leonid meteors*, *Meteoritics & Planetary Science* **34**(6), 987 (1999).
- [10] B. Zanda e M. Rotaru (eds.), *Meteorites: their impact on science and history* (Cambridge University Press, 2001).
- [11] R. A. Gallant, *The Meteorite Hunter: The Search for Siberian Meteorite Craters* (McGraw-Hill, 2002).
- [12] J. Borovička et al., *A survey of meteor spectra and orbits: evidence for three populations of Na-free meteoroids*, *Icarus* **174**(1), 15 (2005).
- [13] J. M. Trigo-Rodriguez et al., *Chemical abundances determined from meteor spectra: I. Ratios of the main chemical elements*, *Meteoritics & Planetary Science* **38**(8), 1283 (2003).
- [14] P. Millman, *A complex Perseide meteor spectrum*, *Sky and Telescope* **15**, 445 (1956).
- [15] O. R. Norton e L. A. Chitwood, *Field Guide to Meteors and Meteorites* (Springer, London, 2008).

Astronomia e Cosmologia em pesquisa: uma análise bibliométrica

Lucas Antonio Xavier¹, Chirlei de Fátima Rodrigues¹ e Simone Vieira Sant'Anna Fardim²

¹Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro

²Prefeitura Municipal de Marataízes

Resumo

O “Cadernos de Astronomia” é um periódico destinado à divulgação científica, história da ciência, ensino e pesquisa em astronomia e áreas correlatas. Direcionado a atender um público amplo, o periódico tem como foco o conhecimento científico relacionado à astronomia, cosmologia e gravitação. Neste estudo, com viés qualitativo, buscou-se analisar as publicações do periódico dentro de um período de tempo específico. Com o objetivo de realizar uma revisão sistemática foram adotadas seis categorias distintas de artigos. A fim de aproximar da forma como os cientistas vêm produzindo seus resultados foram acessadas duas bases de dados, *Scopus* e *Web of Science*. Foi considerado como tema de pesquisa nestas bases o “Universo Primordial”. Após a análise dos artigos selecionados foi possível refletir sobre a importância das comunidades científicas para a continuidade do desenvolvimento de pesquisas científicas. Como o ensino de astronomia foi integrado à grade curricular do ensino médio a partir de 2022, acredita-se, que a produção científica do periódico, apresenta grande potencial para auxiliar os professores em suas práticas pedagógicas.

Abstract

“Cadernos de Astronomia” is a periodical publication dedicated to scientific dissemination, the history of science, teaching and research in astronomy and related areas. Aimed at serving a wide audience, the magazine focuses on scientific knowledge related to astronomy, cosmology and gravitation. In this study, with a qualitative bias, we sought to analyze the journal’s publications in a specific period of time. To carry out a systematic review, six different categories of articles were adopted. To approximate the way in which scientists have been producing their results, two databases, Scopus and Web of Science, were accessed. The “Primordial Universe” was considered as a research topic in these databases. After the analysis of the selected articles, it was possible to reflect on the importance of scientific communities for the continuity of the development of scientific research. Since the teaching of astronomy has been integrated into the secondary school curriculum from 2022, it is believed that the scientific output of the journal has great potential to assisting teachers in their pedagogical practices.

Palavras-chave: ciência, comunidade científica, educação em astronomia, interdisciplinaridade, bibliometria.

Keywords: science, scientific community, astronomy education, interdisciplinarity, bibliometrics.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.41644](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.41644)

1 Introdução

Inserida no bojo das temáticas do cotidiano, a astronomia é apontada pela Base Nacional Comum Curricular (BNCC) [1] como um assunto importante para a compreensão mais aprofundada da Terra, do Sol e da nossa galáxia. Dessa forma a inserção de tópicos relacionados a esta temática, no ensino de ciências, possibilita aos alunos refletir sobre a posição da Terra e da es-

pécie humana no universo.

Os Campos Temáticos sugeridos na BNCC, foram reorganizados para a área de ciências da natureza da seguinte forma: Matéria e Energia; Vida e Evolução; Terra e Universo. No terceiro, o estudo da astronomia figura por meio de conteúdos mencionados nas habilidades relacionadas à uma das três competências específicas que a BNCC apresenta para a área das ciências da na-

tureza, ressaltando o caráter interdisciplinar.

O documento também ressalta a importância e atenção às metodologias aplicadas a fim de atender aos objetivos educacionais. Segundo o documento, trata-se de

[...] maneiras diferentes e intercambiáveis para designar algo comum, ou seja, aquilo que os estudantes devem aprender na educação básica, o que inclui tanto os saberes quanto a capacidade de mobilizá-los e aplica-los [1, p. 12].

No estado do Espírito Santo várias ações voltadas para o estudo da astronomia já estão envolvendo os estudantes das diferentes redes de ensino. A Universidade Federal do Espírito Santo (UFES), por meio de um projeto de extensão (Mostra de Astronomia do Espírito Santo – MAES) vem engajando estudantes das redes públicas estaduais, federais e particulares no evento composto por três fases. O Instituto Federal do Espírito Santo (IFES), Campus Piúma, também vem desenvolvendo ações onde disponibiliza um planetário inflável, instalado para oficinas ofertadas às escolas da região.

A constante busca pela elucidação da origem do universo tem atraído grupos de estudos em torno da temática astronomia, direcionando pesquisas nos campos da astroquímica, astrofísica e astrobiologia.

Conforme a nova arquitetura curricular proposta pela BNCC o ensino está organizado de forma a ofertar os itinerários formativos. Neste novo modelo de ensino o professor, ao lecionar tópicos de astronomia, precisa buscar compreender conceitos e métodos. Além disso ele precisa se aproximar das práticas e do trabalho científico realizado pelos cientistas. A Figura 1 ilustra e situa o ensino de astronomia neste novo contexto.

A Astronomia, como campo de estudos interdisciplinares vem, ao longo dos últimos anos, ganhando novos espaços na educação. Dessa forma, agrega aos docentes da educação básica o compromisso com um ensino de astronomia articulado aos pressupostos da BNCC. A Base prescreve, na unidade “Vida, Terra e Cosmos” dentre as competências a de número dois que está associada à astronomia, onde considera necessário que os alunos possam:

Analisar e utilizar interpretações sobre a dinâmica da Vida, da Terra e do Cosmos para elaborar argumentos, realizar previsões sobre o funci-

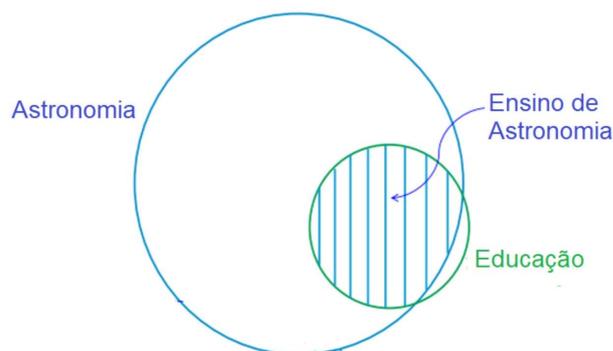


Figura 1: O ensino da astronomia no contexto da Educação. O círculo maior representa o vasto conhecimento da área da astronomia produzidos pela comunidade de cientistas. O círculo menor representa a área da educação. Com o ensejo de buscar uma interface, principalmente a partir da BNCC. A interdisciplinaridade é uma forma de articulação entre astronomia e cosmologia no contexto da educação básica. Fonte: Imagem adaptada - IV SNEA 2016 [2].

onamento e a evolução dos seres vivos e do Universo, e fundamentar e defender decisões éticas e responsáveis [1, p. 553].

Esta competência específica tem o desdobramento de três habilidades, a saber [1, p. 557]:

- (EM13CNT201) Analisar e discutir modelos, teorias e leis propostos em diferentes épocas e culturas para comparar distintas explicações sobre o surgimento e a evolução da Vida, da Terra e do Universo com as teorias científicas aceitas atualmente.
- (EM13CNT204) Elaborar explicações, previsões e cálculos a respeito dos movimentos de objetos na Terra, no Sistema Solar e no Universo com base na análise das interações gravitacionais, com ou sem o uso de dispositivos e aplicativos digitais (como *softwares* de simulação e de realidade virtual, entre outros).
- (EM13CNT209) Analisar a evolução estelar associando-a aos modelos de origem e distribuição dos elementos químicos no Universo, compreendendo suas relações com as condições necessárias ao surgimento de sistemas solares e planetários, suas estruturas e composições e as possibilidades de existência de vida, utilizando representações e simulações, com ou sem o uso de dispositivos e aplicativos digitais (como *softwares* de simulação e de realidade virtual, entre outros).

Assim, é esperado que o educador, conforme é ilustrado na Figura 1, consiga integrar, no contexto da educação, diferentes tópicos da astronomia de forma interdisciplinar. O ensino de astronomia abrange conceitos da física, química e biologia. Em conformidade com o que se espera com o desenvolvimento das habilidades prescritas na competência específica dois, é necessário que o docente se aprofunde nos tópicos de astronomia que não são vistos normalmente nos cursos de licenciatura. Portanto, para a prática docente o professor deve buscar o conhecimento sobre cosmologia, evolução estelar, composição química dos astros, entre outros conteúdos a fim de poder dialogar sobre os mesmos com os alunos.

Neste contexto falar sobre ciência, ou seja, a natureza da ciência, que aborda aspectos do funcionamento da ciência e seu desenvolvimento [3]; [4] envolve também a apropriação das produções científicas, contidas na literatura, como por exemplo, na revista “Cadernos de Astronomia” do Programa de Pós-Graduação (interinstitucional) em Astronomia, Cosmologia e Gravitação (PPG-Cosmo - UFES). O programa possui parceria com a Universidade Federal de Ouro Preto UFOP) e o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

Dentre as diferentes formas de apropriação de conhecimentos e desenvolvimento de novas estratégias para o ensino de astronomia destacam-se a realização de cursos e participação em eventos científicos pelo professor. Esta participação oportuniza não apenas agregar novas experiências docentes como também criar oportunidades, aos educandos de aproximação com a comunidade científica. Como exemplo destaca-se a participação em eventos como a Olimpíada Brasileira de Astronomia (OBA) e a MAES.

O que podemos apreender sobre as publicações contidas no periódico Cadernos de Astronomia? As publicações mostram a forma como os cientistas vêm produzindo seus resultados?

A fim de obter respostas a estas questões foi realizada uma bibliometria. O estudo visou a apreensão dos assuntos de interesse para o professor das ciências da natureza. Com a apropriação da produção científica compartilhada, a partir de experiências já realizadas, é possível ao docente realinhar sua prática. Portanto, a bibliometria pode ser utilizada para

[...] analisar a produção científica sobre um de-

terminado tema em questão. Analisar o conteúdo, abrangendo títulos, palavras-chave, resumos, textos, autores, instituições, autorias, co-autorias e referências bibliográficas [5].

Este levantamento bibliográfico tem, portanto, o objetivo de mapear artigos publicados no periódico Cadernos de Astronomia. Além deste mapeamento o estudo se propôs a um levantamento do número de artigos publicados nas bases *Scopus* e *Web of Science* que tivessem relação com o tema Universo Primordial. A escolha da temática se justifica pelo fato de a mesma ser antecipada como proposta pelo periódico Cadernos de Astronomia para um dossiê. A escolha das bases está pautada na relevância que as mesmas representam no cenário mundial de publicações científicas.

A partir do exposto apresentamos a seguir elementos da bibliometria, a metodologia e a discussão dos resultados extraídos, tanto dos Cadernos de Astronomia quanto das bases de dados *Web of Science* e *Scopus*. Para estas últimas bases de dados consultadas foi adotado como termo para a busca “universo primordial”. E, por fim, as considerações finais.

2 Elementos da Bibliometria

Para maior familiaridade dos assuntos da ciência torna-se necessário se apropriar das pesquisas desenvolvidas pelos cientistas e publicadas nos diversos periódicos.

Dessa forma, a revisão sistemática facilita no

[...] levantamento do estado da arte, cujo encaminhamento exige identificação, coleta, seleção, avaliação dos resultados, análise e relatório de um conjunto de trabalhos sobre diferentes questões de pesquisa [6].

O método sistemático é uma estratégia que auxilia acesso a uma área desejada, por exemplo, a área de ensino, a fim de servir como lente para a prática pedagógica.

Entretanto, o pesquisador deve adotar o uso de um protocolo para conduzir seu trabalho de pesquisa. Deve partir de uma pergunta de pesquisa, definir estratégias de busca, adotar critérios de inclusão e exclusão, selecionar seu campo de conhecimento desejado, extrair dados das bases desejadas, avaliar a qualidade metodológica,

Tabela 1: Protocolo de pesquisa realizada

Base de Dados	Caderno de Astronomia <i>Web of Science</i> <i>Scopus</i>
Parâmetros	Divulgação científica. Ciência e Sociedade. Seção Temática. Artigos. Ensino. MAES. Textos clássicos. Notas. Universo Primordial.
Recorte temporal	2020 – 2023
Recorte Análise	Títulos, autores, resumos e palavras-chave.

em seguida fazer as análises e por fim apresentar os resultados, preferencialmente em formato de artigo científico [7–9].

Por sua vez, estes indicadores mostram a tendência e o desenvolvimento da área pesquisada. Além do mais acrescentam uma visão da produtividade e influência de pesquisadores nas comunidades científicas e identificação de temáticas não percebidas.

O estudo bibliométrico conta com recursos tecnológicos como *softwares* que possibilitam uma maior rapidez no tratamento dos dados. O *software* VOSViewer é um programa gratuito utilizado para construção e visualização de redes bibliométricas. Esta ferramenta utiliza de dados como palavras-chave, agrupamentos, distâncias, dentre outros termos de um documento para visualização de resultados [10]; [11].

De fato, a bibliometria é uma técnica estatística que

[...] tem se popularizado entre os acadêmicos em função da grande quantidade de material bibliográfico que é produzido e disponibilizado atualmente [12].

3 Percorso metodológico

O estudo bibliométrico é de caráter exploratório, sendo caracterizado por

[...] técnica estatística utilizada para mensurar aspectos da produção acadêmica que contribui para o desenvolvimento da ciência [13].

A Tabela 1 apresenta o protocolo adotado na pesquisa.

Com este protocolo de pesquisa foi feito o mapeamento e planejamento das ações a partir da questão levantada. Portanto, foi utilizada a parametrização com intuito de identificar estratégias de busca mediante títulos, autores, resumos e palavras-chave, considerando um recorte temporal de 2020 a 2023. O objetivo de adotar este recorte temporal é o de abranger a busca durante o período de criação do periódico até os dias atuais. Devido a este fato foi adotado este mesmo parâmetro de tempo nas bases *Scopus* e *Web of Science*. Com esta estratégia os dados obtidos foram indexados e estruturados para posteriormente serem exportados, categorizados e organizados na forma de gráficos e mapas. Para a apresentação dos resultados referentes às palavras-chave e de autorias foi adotada a ferramenta VOSViewer,¹ recurso desenvolvido em 2010 para construção de redes bibliométricas. Também, na apresentação das palavras-chave foi adotado o modelo de nuvem.²

Na Tabela 2 apresenta o total de referências encontradas por meio da busca em função dos descritores selecionados previamente.

Na busca ao Cadernos de Astronomia, foram considerados todos os artigos revisados por pares. E nas bases de dados *Web of Science* e *Scopus* somente assuntos correlacionados ao universo primordial. Sobre este tema, qual o quantitativo de trabalhos que vem sendo produzidos no recorte temporal adotado neste artigo? Com o resultado espera-se que seja possível compreender a dimensão dos trabalhos dos grupos que também

¹<https://www.vosviewer.com>

²<https://wordart.com/create>

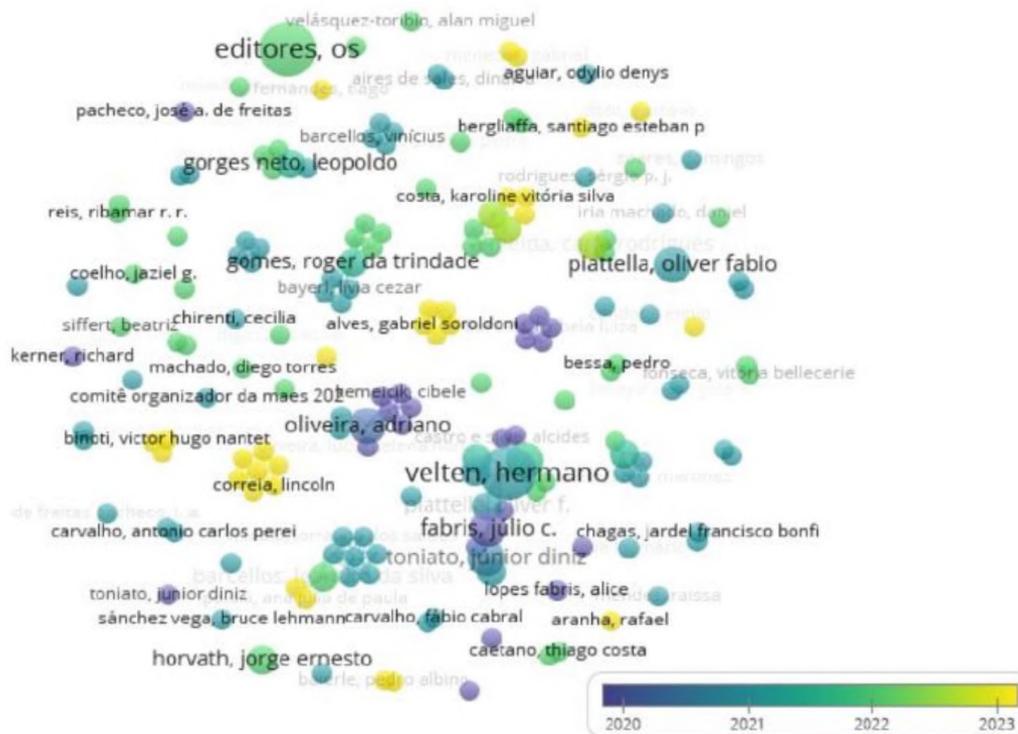


Figura 2: Visualização de sobreposição dos autores dos trabalhos, <https://tinyurl.com/2jcng3lc>. Ao clicar no link é possível visualizar, de forma detalhada, as linhas que conectam os autores e colaboradores das pesquisas nos diferentes *clusters*. Fonte: VOSviewer 2023.

desenvolvem pesquisas sobre o universo primordial, cujo tema ainda não foi proposto nas edições anteriores do periódico *Cadernos de Astronomia*.

4 Resultados alcançados e discussão

De acordo com o protocolo adotado, são apresentados os resultados obtidos a partir dos títulos, autores, resumos e palavras-chave, seguido de análises. Primeiramente os dados referentes ao periódico *Cadernos de Astronomia* e posteriormente dados das bases de dados *Web of Science* e *Scopus*.

4.1 *Cadernos de Astronomia*

4.1.1 *Autorias*

Iniciamos com a apresentação dos dados de autorias dos documentos. A Figura 2 mostra a visualização de sobreposição dos 165 autores dos 105 documentos das edições do periódico no período de 2020 a 2023. A rede bibliométrica contém 76 *clusters* (aglomerados), sendo 44 deles formados por um único autor.

Na rede da Figura 2, o destaque é para o cientista Hermano Velten. O maior tamanho do círculo significa maior produtividade de autoria e co-autoria nos artigos científicos.

Ao utilizar os dados da pesquisa para identificar pesquisadores em conexão com autores usando o *software* VOSViewer, foi construída a rede, que pode ser visualizada na Figura 3. Estes 14 autores se encontram em 6 *clusters* com 20 conexões, que por sua vez formam 10 links de força total, que significa a interconectividade de autoria e coautoria com outros autores.

A interação entre pesquisadores, conforme a Figura 3, ressalta a maneira como a ciência funciona, ou seja, mostra que o conhecimento científico é produzido por colaborações.

Nesta perspectiva, não foi observado interação entre os professores tutores participantes da MAES. O periódico *Cadernos de Astronomia* apresenta diferentes seções. Nas seções Ensino e MAES foi observado que parte dos autores formam links dentro de um mesmo *cluster*. Mas, o esperado seria formar links entre os autores e co-autores com os demais *clusters* da rede bibliométrica, ilustrada na Figura 2. Para contornar

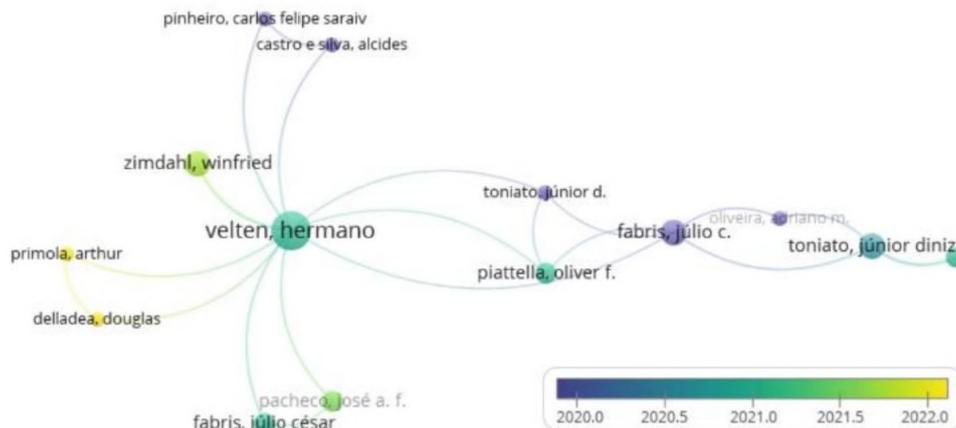


Figura 3: Representação do maior conjunto de itens conectados, que consiste em 14 autores, formando 6 *clusters* <https://tinyurl.com/2qmr5nqh>. Neste link é possível clicar em cada cientista e ver como eles estão conectados nos 6 *clusters*. Não foi considerado autores que não estão conectados entre si. Fonte: VOSviewer 2023.

Tabela 2: Resultados da busca com descritores. A sigla CdA refere-se a Cadernos de Astronomia, enquanto DC, C&S indica a seção Divulgação Científica, Ciência & Sociedade.

Meio de busca	Descritores	Referências encontradas
Cadernos de Astronomia	Seção Temática	39
	DC, C&S	19
	Artigos	13
	Ensino	10
	MAES	10
	Textos Clássicos	05
	Notas	05
Web of Science	Primordial Universe	8.108
Scopus	Primordial Universe	5.568

esta situação acreditamos que o caminho seria buscar mais colaboração entre os professores tutores da MAES. Além disso, consideramos como essencial trazer as contribuições destes cientistas para a sala de aula da educação básica. Dessa forma aumenta a possibilidade de maior interação e troca de experiências, estabelecendo conexões, conforme é ilustrado na rede de cientistas da Figura 3.

A integração se faz com a prática da interdisciplinaridade que “caracteriza-se pela intensidade das trocas entre os especialistas e pela integração das disciplinas” [14, p. 45]. Ao observar os 6 *clusters* da Figura 3, visualização de sobrepo-

sição (acessível pelo link disponível na legenda), o destaque é para o *cluster* 1, composto pelos pesquisadores Fabris, Oliveira, Sturani e Toniato com quatro documentos. Os demais cinco *clusters* são formados por dois pesquisadores e dois documentos. Ao mesmo tempo, ao analisar a Figura 3, por meio de visualização de densidade, observa-se o destaque dos trabalhos dos cientistas Velten e Toniato. Este resultado representa a variedade de pesquisas que foram realizadas em torno de temas como gravitação, matéria escura, expansão do universo e astrobiologia, além da integração entre os diferentes autores.

4.1.2 Palavras-chave

Na sequência serão apresentados os resultados a partir do número de palavras-chave encontrados por seções. Na categoria Seção Temática composta por 222 palavras-chave destacam-se a relatividade geral, ondas gravitacionais e buracos negros. Esta categoria é de textos de cientistas, assim como, a categoria Divulgação Científica, Ciência e Sociedade, com 98 termos e os mais recorrentes são - astronomia e galáxias. Na categoria Artigos, também escritos por pesquisadores, dos 83 termos os que mais apareceram na busca foram galáxias e astroquímica. Tanto na categoria Ensino, com 77 palavras-chave quanto na categoria MAES com 60 palavras-chave, o destaque é para os termos astronomia e ensino, que correspondem a contribuições de pesquisadores e outros profissionais.

Esses outros profissionais são, em sua maioria,

professores tutores dos alunos da educação básica participantes da MAES. Nas categorias Textos Clássicos e Notas com 53 itens, os mais recorrentes nos documentos foram as palavras-chaves - relatividade e Einstein. As ocorrências das principais palavras-chaves são destacadas na Tabela 3 em função das categorias. Os dados são de referências completas dos 105 documentos escritos por 165 autores.

Tabela 3: Co-ocorrência de palavras-chave por categorias nos Cadernos de Astronomia.

Categorias	Palavras-chave	Ocorrências
Seção Temática	Relatividade Geral	9
	Ondas Gravitacionais	9
	Buracos Negros	9
	Cosmologia	8
	Matéria Escura	8
DC,C&S	Astronomia	4
	Galáxias	4
	Cosmologia	3
	Ciência	3
	Divulgação Científica	2
Artigos	Galáxia	4
	Astroquímica	3
	Astrofísica	2
	Cosmologia	2
	Espectroscopia	2
Ensino	Astronomia	11
	Ensino	11
	Divulgação Científica	3
	Ciência	3
	Educação	2
MAES	Astronomia	6
	Ensino	4
	Estrelas	3
	Ondas Gravitacionais	2
	Exoplanetas	2
Textos Clássicos e Notas	Relatividade	6
	Einstein	3
	Modelo de Friedmann	2
	Universo	2
	Cosmologia	2

Continua...

...continuação da Tabela 3

Categorias	Palavras-chave	Ocorrências
------------	----------------	-------------

Na sequência é ilustrado na nuvem o destaque das palavras-chaves dos 105 documentos. A Figura 4 traz a visualização da nuvem de palavras formada por palavras-chave dos artigos. Cada palavra possui um tamanho que depende da sua co-ocorrência nos artigos das edições do periódico. Observamos que astronomia, relatividade, cosmologia, ensino e buraco negro são os termos utilizados com maior frequência.

No total foram analisadas 583 palavras-chave dos 105 documentos. Eliminados os termos de conjunção, observamos que astronomia, relatividade, cosmologia, ensino, buraco negro, ondas gravitacionais, galáxias, matéria escura, astrofísica, astrobiologia são as palavras-chave mais comuns com respectivamente 25,17 , 15, 15, 13, 11, 19, 10, 8, 8 repetições cada.

A produção científica passou por um crescimento importante nos últimos anos o que ocorreu por meio de trabalho coletivo dentro das comunidades científicas. De fato,

[...] a ciência não é a obra isolada de indivíduos, mas um trabalho coletivo, em que muitos contribuem para o resultado final [15, p. 166].

Por exemplo, podemos citar a teoria da relatividade, “termo utilizado para designar teorias que supõem que os fenômenos físicos devem ser compreendidos relativamente a um referencial” [16, p. 221]. A teoria da relatividade restrita e geral, atualmente é apresentada como uma construção de vários cientistas, dentre eles, Albert Einstein, Hendrik Lorentz, Henri Poincaré. Estas teorias ajudaram a alavancar a astronomia e cosmologia da forma que é conhecida hoje. Entretanto, a teoria da relatividade geral vem sendo questionada por vários cientistas que estudam, por exemplo o universo primordial, por não possibilitar explicações de questões em aberto. Os autores Fabris, Toniato e Velten abordam sobre a necessidade do abandono de alguns dos pilares da qual foi construída a teoria da relatividade geral, citam:

Teorias com gravidade massiva, onde é atribuída a massa ao gráviton (partícula que intermediaria a interação gravitacional); teorias não-locais, equivalentes a introduzir potências negativas do d’Alembertiano do escalar de Ricci; teorias com

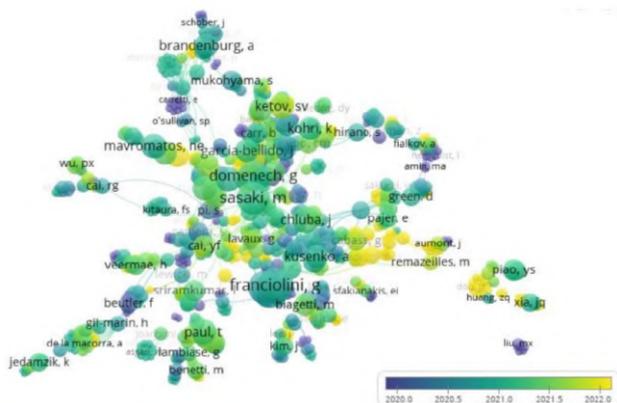


Figura 7: Autorias <https://tinyurl.com/2ogzya32>. O maior conjunto de autores conectados consiste de 682 autores concentrados em 33 *clusters* conectados com 2745 links. A força total de links corresponde a 3323 links, que significa a força de co-autoria de um artigo com outros trabalhos. Fonte: VOSviewer 2023.

responder questões em aberto, dentro do modelo do Big Bang. Martins esclarece que

[...] essa teoria faz com que, na fase inicial da expansão, o tempo necessário para a luz atravessar o universo inteiro seja muito menor do que a idade do universo [15, p. 215].

Com base neste pressuposto ocorreria um equilíbrio conduzindo à homogeneidade do universo. A teoria inflacionária explica que essa homogeneidade é possível “se o universo passasse por um estágio onde sua expansão fosse extremamente rápida” [18, p. 173]. Entretanto, há muito trabalho ainda a ser feito para uma teoria cosmológica sólida.

Em relação às autorias dos artigos foram verificadas 1.885 autores nos 978 documentos. Foi observado que constam autores que não estão conectados. A Figura 7 retrata somente os aglomerados de cientistas conectados, no caso, em 33 *clusters*. Chama a atenção as instituições e parcerias desses autores, e que, coaduna com o pensamento de Pedro Russo em sua palestra Astronomia, Educação e Sociedade, ministrada no V Simpósio Nacional de Educação em Astronomia, onde salientou que nos últimos 50 anos

[...] a astronomia tornou-se uma “Ciência Global” com organizações transnacionais a construir observatórios dispendiosos, que só com colaborações globais são possíveis de financiar [19].

Os dados mostraram que os autores mais recorrentes na busca foram Franciolini, Susaki, Riotto,

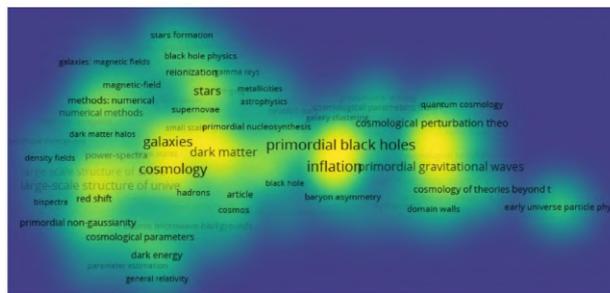


Figura 8: Visualização de densidade. Maior brilho e círculo de maior tamanho significa frequência recorrente do termo, cuja interpretação é elevado índice de pesquisas sendo realizadas.

De Luca, Finelli em quantidade de documentos respectivamente 18, 18, 17, 16 e 15.

O artigo Planck 2018 results: VI. Cosmological parameters, dos autores Aghanim, Nabila et al. [20] possui 1.656 citações na *Web of Science* e outras 8.622 citações no Google Scholar. Este trabalho mostra a relação forte do grupo de pesquisa da colaboração Planck. Os autores buscaram apresentar parâmetros cosmológicos com a radiação de fundo, concluindo que os dados do Planck não foram suficientes para resolver algumas tensões abordadas durante a pesquisa. Porém, o estudo aponta que é uma estratégia forte estudar a cosmologia e a física do universo primordial, temática desta edição dos Cadernos de Astronomia.

Neste viés os autores Paulucci, Moraes e Horvath ressaltam que a

[...] complexidade no universo aumenta com o tempo. O universo atual é mais complexo e cheio de estrutura que o universo primordial [18, p. 130].

E complementam: “se o universo era quase homogêneo nos primórdios, como é que estas estruturas apareceram?” [18, p. 134]. Os mesmos autores pontuam que

[...] compreender os mecanismos que levaram à configuração que hoje se observa é o principal objetivo dos estudos da formação de estruturas no universo [18, p. 134].

Por isto, o grande interesse das comunidades científicas ao propor pesquisas sobre o universo primordial.

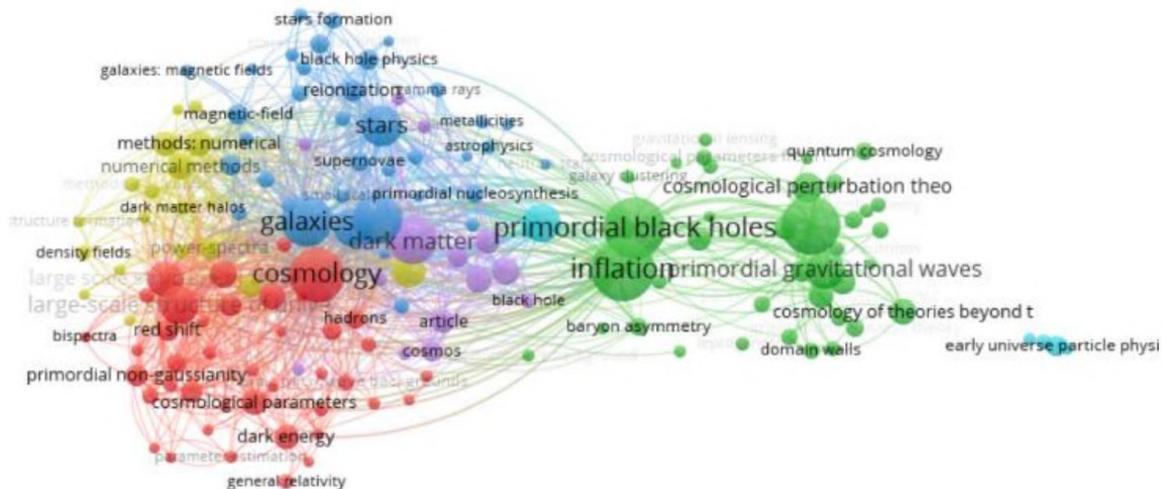


Figura 9: Rede bibliométrica de palavras-chave. <https://tinyurl.com/2gnwktuk>. As palavras-chave que mais se destacaram em co-ocorrência foram inflação, buracos negros primordiais, física do universo primitivo, cosmologia, galáxias, universo primitivo, matéria escura, estrelas, respectivamente com 140, 138, 127, 110, 94, 89, 82, 60 repetições cada. Quanto menor o tamanho do círculo menor o índice de estudos relacionados. Fonte: VOSviewer 2023.

4.3 Resultados base Scopus

Na base de dados *Scopus* foram encontrados 5.568 documentos utilizando o termo “*primordial universe*”. No filtro optamos pelo recorte temporal de 2020 a 2023 e pelas áreas de física e astronomia. Assim o número de documentos ficou reduzidos a 964. Conforme ilustra a Figura 8 foram encontradas 1.788 palavras-chave com número mínimo de co-ocorrência de uma palavra-chave igual a 1. Em novo filtro, com número mínimo de cinco co-ocorrência de palavra-chave, a quantidade ficou reduzida a 155 palavras-chave, como é ilustrada nas redes bibliométricas de densidade (Figura 8) e de visualização (Figura 9).

Ao analisar por força total de links, palavras-chave conectada com os demais termos da rede foi observado que a ordem passa a ser, galáxias, cosmologia, universo primitivo, matéria escura, buraco negro primordial, estrela, gravitação, inflação, estrutura em grande escala do universo, respectivamente com 848, 721, 601, 564, 524, 486, 585, 560, 449, 440 repetições cada.

Para a construção da rede de autores conectados, conforme a Figura 10, foi considerado na filtragem um mínimo de 3 autores por documento, totalizando 230 documentos escritos por 165 autores.

5 Considerações finais

Realizamos um levantamento bibliográfico para apreender o espectro geral das publicações contidas no periódico *Cadernos de Astronomia*. A partir dessa busca objetivamos identificar elementos que evidenciassem as características de formação de comunidades científicas. Os resultados comprovaram que a continuidade do desenvolvimento de pesquisas científicas é um fator influenciado pela formação destas comunidades. Além de explorar os artigos do periódico *Caderno de Astronomia* realizamos um levantamento bibliográfico nas bases de dados *Web of Science* e *Scopus*, com o termo “universo primordial” tema desta edição do caderno.

A partir dos dados obtidos com o levantamento foi possível responder ao seguinte questionamento: *O que podemos apreender sobre as publicações contidas no periódico Cadernos de Astronomia?* A inserção da unidade temática “Vida, Terra e Cosmos” no currículo, ocorrida em 2022, deixou evidente que o professor, no diálogo com os alunos sobre os tópicos de astronomia, precisa de um aprofundamento neste campo de conhecimento. Dessa forma, as práticas pedagógicas que contemplem esta abordagem poderão alinhar as aprendizagens com o desenvolvimento das três habilidades correspondentes à competência dois, citada anteriormente a saber: EM13CNT201; EM13CNT204 e EM13CNT209.

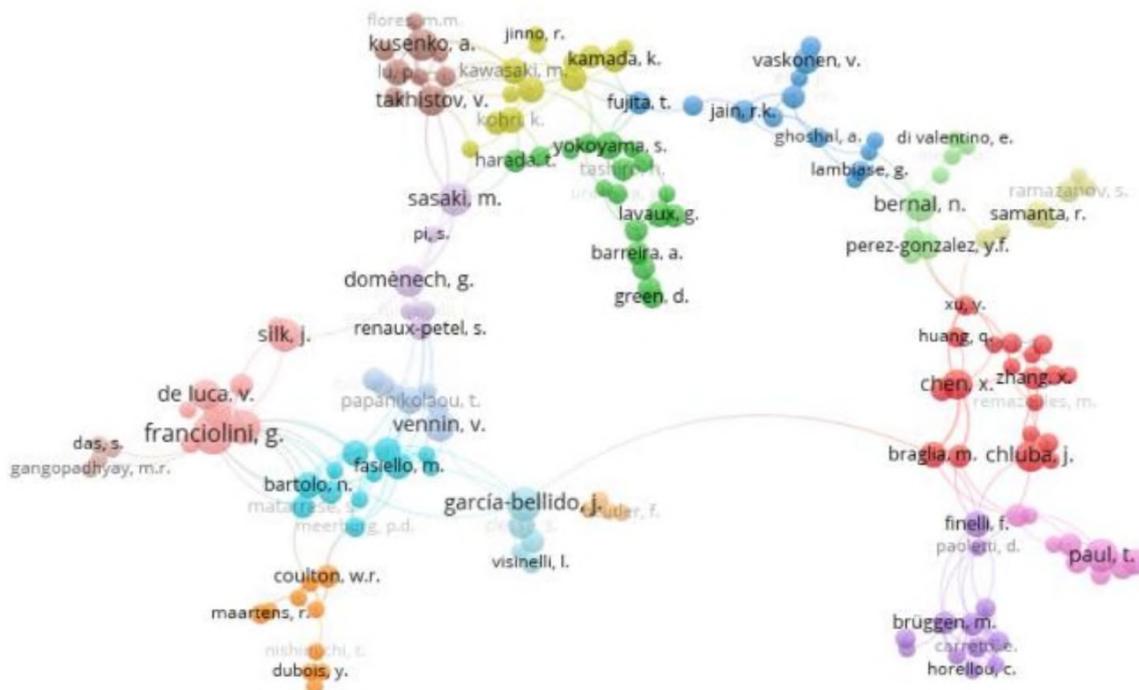


Figura 10: Aglomerados de autores conectados, <https://tinyurl.com/2zdzh7k>. Foi formado 17 *clusters* com 351 links e 631 links de força total. Alguns dos 2.066 autores dos 864 documentos não estão conectados entre si. Fonte: VOSviewer 2023

O periódico *Cadernos de Astronomia* oferece ao professor alternativas para um ensino diversificado e interdisciplinar neste campo de conhecimento. O periódico concentra um grande número de artigos sobre cosmologia, evolução estelar, composição química dos astros, astrobiologia, história da ciência, dentre outros. Além disso, ressalta-se a importância da divulgação científica principalmente no campo do ensino e pesquisa em astronomia que é disponibilizada em forma de artigos. Esta diversidade de temas possibilita e inspira ao professor a organização de atividades sintonizadas com os pressupostos do currículo ao inserir a unidade temática supracitada.

Outro aspecto ressaltado pelo levantamento das publicações no periódico *Cadernos de Astronomia* diz respeito ao questionamento: “As publicações mostram a forma como os cientistas vêm produzindo seus resultados?” Com uma linguagem acadêmica e sofisticada, parte das publicações do periódico é direcionada a pesquisadores especializados e integrantes de um grupo específico de cientistas. Entretanto, o periódico contém artigos acessíveis a alunos da educação básica, da graduação e para cidadãos que possuam interesse em astronomia, cosmologia e gravitação,

com linguagem própria para este público de leitores. Portanto, os professores podem e devem se apropriar destes materiais como um apoio em sua organização e planejamento da aprendizagem quando se tratar de temas dentro do referido escopo.

Os artigos publicados nos *Cadernos de Astronomia* são uma importante base de dados com diferentes contribuições dos cientistas que podem ser aproveitados pelos professores da educação básica. O ensino de astronomia passou a fazer parte das grades curriculares do ensino médio a partir de 2022. Portanto, acredita-se, por meio deste estudo, que a produção científica do periódico, ao ser explorada, tem grande potencial para auxiliar os professores em suas práticas pedagógicas.

O estudo também evidenciou a importância da apropriação e utilização de recursos e produtos disponibilizados na internet como o *software* VOSviewer. Estes representam um aporte significativo aos estudos bibliométricos. Com estas ferramentas e acessibilidade às bases de dados, ampliam-se as possibilidades quanto à apresentação dos resultados de forma mais abrangente.

Agradecimentos

À Secretaria de Estado da Educação do Espírito Santo (SEDU), devido ao programa Pró-Docência Stricto Sensu (CEFOPE). À CAPES pelo suporte às bases de dados. Aos árbitros e editores dos Cadernos de Astronomia por darem contribuições valiosas para a qualidade do artigo.

Sobre os autores

Lucas Antonio Xavier (lucas.perobas@gmail.com) é professor de física na Escola Estadual Professora Filomena Quitiba (SEDU-ES) em Piúma, ES. Mestre em Ensino de Física pela UFES e atualmente é doutorando no Programa de Ciências Naturais da Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro (UENF), Campos dos Goytacazes, RJ, onde desenvolve pesquisas em Ensino das Ciências.

Chirlei de Fátima Rodrigues (chirleifrodri-gues@gmail.com) Doutoranda em Ciências Naturais pela Universidade Estadual do Norte Fluminense Darcy Ribeiro (UENF). Mestrado em Educação em Ciências pelo Programa de Pós-Graduação em Ciências e Matemática (EDUCIMAT - IFES) - Vitória, 2019. Desenvolve estudos em metodologias diversificadas, atividades experimentais, História da Química, Teoria da Aprendizagem Expansiva e Divulgação Científica. Professora de química da Rede Estadual de Educação Básica do Espírito Santo (SEDU). Atualmente lotada na Escola Estadual de Ensino Fundamental e Médio Professora Filomena Quitiba em Piúma - ES.

Simone Vieira Sant'Anna Fardim (simonevsantanna@gmail.com). Mestre em Ciências, Tecnologia e Educação pela Faculdade Vale do Cricaré. Trabalha com alunos do ensino fundamental. Desenvolve pesquisas com educação formal e não-formal.

Referências

- [1] Ministério da Educação, *Base nacional comum curricular* (2018). Disponível em <http://basenacionalcomum.mec.gov.br/>, acesso em mai. 2023.
- [2] L. C. Jafelice, *O ensino de Astronomia Cultural: por quem, para quem, como e para quê?*, in *Anais do IV Simpósio Nacional de Educação em Astronomia* (2016). Disponível em https://www.sab-astro.org.br/wp-content/uploads/2018/04/SNEA2016_M1_Jafelice.pdf, acesso em ago. 2023.
- [3] A. F. P. Martins, *História e Filosofia da Ciência no ensino: há muitas pedras nesse caminho...*, Caderno Brasileiro Ensino Física **24**(1), 112 (2007). Disponível em <https://periodicos.ufsc.br/index.php/fisica/article/view/6056/12761>.
- [4] T. C. de Mello Forato, *A Natureza da Ciência como Saber Escolar: um estudo de caso a partir da história da luz*, Tese de Doutorado, Faculdade de Educação, Universidade Federal de São Paulo (2009).
- [5] J. B. Ferreira et al., *Diversidade e gênero no contexto organizacional: um estudo bibliométrico*, *Rev. Pens. Cont. Adm.* **9**(3), 45 (2015).
- [6] I. M. W. da Silva Coelho, *Métodos sistemáticos de revisão de literatura científica: apontamentos para o desenvolvimento e publicação de pesquisas educacionais*, *Educitec* **9**, 216523 (2023).
- [7] B. Kitchenham e S. Charters, *Guidelines for performing Systematic Literature Reviews in Software Engineering*, Relatório técnico da EBSE (2007). Disponível em https://www.elsevier.com/__data/promis_misc/525444systematicreviewsguide.pdf, acesso em ago. 2023.
- [8] K. Petersen et al., *Systematic Mapping Studies in Software Engineering*, in *Proceedings of the 12th International Conference on Evaluation and Assessment in Software Engineering* (2008), vol. 17. Disponível em https://www.researchgate.net/publication/228350426_Systematic_Mapping_Studies_in_Software_Engineering, acesso em ago. 2023.
- [9] M. Kuhrmann, D. M. Fernández e M. Daneva, *On the Pragmatic Design of Literature Studies in Software Engineering: An*

- Experience-based Guideline*, *Empir. Softw. Eng.* **22**(6), 2852 (2017). [ArXiv:1612.03583](#).
- [10] E. Farahmand et al., *Five Decades of Scientific Development on 'Attachment Theory': Trends and Future Landscape*, *Pertanika Journal of Social Sciences and Humanities* **26**(3), 2145 (2018). Disponível em <http://www.pertanika.upm.edu.my/pjssh/browse/regular-issue?article=JSSH-S0898-2018>, acesso em ago. 2023.
- [11] R. A. S. Leite et al., *Bibliometria como trilha de conhecimento e pesquisa* (Atena, Ponta Grossa, 2021), 405–417.
- [12] F. Quevedo-Silva et al., *Estudo Bibliométrico: Orientações sobre sua Aplicação*, *Rev. Bras. Mark.* **15**(2), 246 (2016).
- [13] J. M. G. de Medeiros e M. A. V. Vitoriano, *A evolução da bibliometria e sua interdisciplinaridade na produção científica brasileira*, *Rev. Digit. Bibl. e Cienc. Inf.* **13**(3), 491 (2015).
- [14] I. C. A. Fazenda, *Interdisciplinaridade - Um projeto em parceria* (Edições Loyola, São Paulo, 1991).
- [15] R. A. Martins, *O Universo: Teorias Sobre sua Origem e Evolução* (Livraria da física, São Paulo, 2012).
- [16] I. Roditi, *Dicionário Houaiss de física* (Objetiva, Rio de Janeiro, 2005).
- [17] J. C. Fabris, J. D. Toniato e H. Velten, *Gravitação* (Livraria da Física, São Paulo, 2021).
- [18] L. Paulucci, P. H. R. S. Moraes e J. E. Horvath, *A Cosmologia na sala de aula* (Livraria da física, São Paulo, 2022).
- [19] P. Russo, *Astronomia, Educação e Sociedade*, in *V Simpósio Nacional de Educação em Astronomia* (2018).
- [20] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astronomy & Astrophysics* **641**, A6 (2020). [ArXiv:1807.06209](#).

A hipótese do átomo primordial de Georges Lemaître

Felipe T. Falciano¹ e Júlio C. Fabris²

¹Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

²Universidade Federal do Espírito Santo

Resumo

Georges Lemaître é uma figura singular com contribuições importantes à física e à cosmologia do século XX. Um dos pioneiros na elaboração do cenário do universo primordial, Lemaître foi alegadamente o primeiro a interpretar com profundidade o significado físico dos resultados observacionais da equipe de Hubble sobre a conexão entre o desvio para o vermelho das galáxias vizinhas e a expansão do universo. Aqui apresentamos a tradução do texto publicado por Lemaître em 1949 onde ele expõe de forma completa a ideia que o universo surge da desintegração de um “átomo primitivo”. Valendo-se das características dos processos radiativos, Lemaître desenvolve uma visão ampla sobre os processos físicos no universo primordial que guarda semelhanças interessantes com o que hoje se consolidou como o modelo padrão da cosmologia.

Abstract

Georges Lemaître is a singular figure with important contributions to 20th century physics and cosmology. One of the pioneers in the elaboration of the primordial universe scenario, Lemaître was allegedly the first to interpret in depth the physical meaning of the observational results of Hubble’s team on the connection between the redshift of neighbouring galaxies and the expansion of the universe. Here we present a translation of the text published by Lemaître in 1949, in which he fully explains the idea that the universe arises from the disintegration of a "primitive atom". Using the characteristics of radiative processes, Lemaître develops a broad vision of the physical processes in the primordial universe that bears interesting similarities to what has now become the standard model of cosmology.

Palavras-chave: Lemaître, cosmologia, átomo primitivo, universo.

Keywords: Lemaître, cosmology, primitive atom, universe.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n2.42147](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n2.42147)

1 Introdução

A Hipótese do Átomo Primordial, de autoria do físico, matemático e padre belga Georges Lemaître (1894-1966) é constantemente citada, mas pouco conhecida. No entanto, como outros trabalhos de Lemaître, é um marco na história da cosmologia, e uma das primeiras hipóteses para o estado inicial do universo.

Neste número dos Cadernos de Astronomia, com uma seção especial dedicada ao universo primordial, mostra-se pertinente apresentar a tradução do texto publicado por Lemaître em 1949 onde ele expõe de forma completa a ideia que o universo surge da desintegração de um “átomo primitivo”. Esta desintegração conduziria a uma configuração cósmica como a que observamos hoje. É importante lembrar que Lemaître, com

atuação profissional constantemente ligada à astronomia, sempre mostrou desejo e empenho de confrontar as teorias com os fatos observacionais. Com efeito, Lemaître demonstrou estar mais atualizado que o próprio Alexandre Friedmann, primeiro a propor a possibilidade de um universo dinâmico, do status experimental da teoria da relatividade geral.

A tradução apresentada a seguir foi feita diretamente do texto em francês veiculado na *Acta Pontificiae Academiae Scientiarum*, em 1949 [1]. O texto não contém nenhuma equação, mas procura expor o conceito do átomo primitivo e algumas ideias qualitativas de como, a partir dele, o universo evolui deste estado primordial até a complexa estrutura que hoje exhibe, com as diversas e complexas estruturas cósmicas observadas, tendo passado por diversos estágios evolutivos.

Georges Lemaître é uma figura singular na Física e Astronomia. A I Guerra Mundial eclodiu quando ele tinha 20 anos. Foi mobilizado, participando do conflito como oficial da artilharia, sendo inclusive condecorado. Estudou ciências, em particular física e matemática, obtendo seu diploma superior nestas disciplinas em 1920. Ao mesmo tempo, seguiu formação religiosa, tendo sido ordenado padre em 1923. Neste mesmo ano, ocuparia a posição de pesquisador associado da Universidade de Cambridge, Reino Unido, o que permitiu que ele mantivesse um contato próximo com um dos maiores astrônomos da época, Arthur Eddington (1882-1944). Em 1927 publicaria o artigo *Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques* [2], onde realiza uma análise da expansão do universo a partir dos dados então existentes sobre o desvio para o vermelho das galáxias, o que levaria à lei de Hubble-Lemaître, estabelecendo a hoje bem conhecida relação entre a velocidade de recessão observada das galáxias $v = H_0 d$, sendo H_0 uma constante, denominada de constante de Hubble. Este artigo recebeu uma tradução para o inglês publicada no *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. O astrônomo norte-americano Edwin Hubble (1889-1953) só viria a publicar o seu artigo sobre a relação velocidade \times distância das galáxias dois anos depois, em 1929. Mesmo assim, até recentemente a lei que estabelece esta relação era conhecida como lei de Hubble, e só recentemente a *International Astronomical Union* (IAU) definiu que ela fosse chamada de lei de Hubble-Lemaître guardando, no entanto, a denominação de constante de Hubble para H_0 .

As contribuições de Lemaître à física e à cosmologia são muitas, e estão sendo pouco a pouco reconhecidas no seu justo valor. Além da lei de Hubble-Lemaître, ele foi o primeiro a identificar a importância da constante cosmológica, e consequentemente de um estágio de aceleração cósmica, para que a idade do universo fosse maior que os dos seus constituintes [3]. Realizou também estudos importantes conectados com o colapso gravitacional e a física de buracos negros em um época na qual estes objetos eram muito pouco compreendidos [4].

Lemaître desenvolveu e consolidou o trabalho do matemático russo Alexander Friedmann

(1888-1925) que, em 1922, publicaria artigo mostrando que as equações da Relatividade Geral, quando aplicadas à cosmologia prevêm, de forma que podemos dizer *natural*, soluções dinâmicas indicando um universo em expansão.¹ Friedmann não pôde desenvolver de forma quantitativa as consequências observacionais de um universo em expansão devido tanto à sua morte prematura aos 37 anos de idade, quanto ao fato de que o conceito de galáxia só se solidificaria a partir dos anos 20, quando também surgem as primeiras medidas das velocidades de recessão destes objetos em largas escalas do universo.² As evidências observacionais para um universo em expansão viriam com a análise feita por Lemaître inicialmente, e confirmada posteriormente por Hubble.

A expansão do universo, quando extrapolada para o passado, indica um momento inicial. Este momento inicial é um estado em princípio singular, não admitindo uma descrição nem física nem matemática. Lemaître substitui este estado singular por um átomo primitivo. Obviamente, não estamos falando aqui de nenhum elemento da tabela periódica, mas uma configuração inicial (em princípio não singular) da qual se originam os elementos conhecidos hoje. O processo fundamental evocado por Lemaître é o da “desintegração” deste átomo primitivo, que leva não apenas aos elementos químicos conhecidos, mas também a todas as estruturas cósmicas observadas. No artigo de Lemaître os mecanismos desta desintegração e consequente formação do cosmo são evocados apenas qualitativamente. Ao nosso conhecimento, não houve um desenvolvimento ulterior quantitativo. Mas, o processo fundamental é repetidamente enfatizado: os processos de desintegração, em vários níveis, é que geram a dinâmica cósmica. Podemos pensar em um íntima conexão com a segunda lei da termodinâmica, que indica que a entropia do universo sempre cresce. Embora isto não seja explicitamente dito no texto, tal conexão pode ser considerada como natural.

O artigo começa e termina com uma citação do filósofo francês René Descartes (1596-1650):

¹Ver tradução do artigo original de Friedmann, com apresentação de H. Velten e W. Zimdahl [5]. É interessante notar que Friedmann lutou também na I Guerra Mundial, mas como aviador, tendo também sido condecorado por bravura.

²Ver artigo *Via Láctea: ilha isolada* [6].

Mundus est fabula (o mundo é uma fábula). Lemaître parece assim reconhecer que ele também está, nesta descrição do átomo primitivo e sua conexão com a dinâmica cósmica, realizando uma narrativa. Uma narrativa que estabelece o estado primordial do universo (não singular), o processo motor fundamental da evolução cósmica (a desintegração sucessiva dos elementos a partir do átomo primitivo), e as conexões possíveis com o universo observado hoje. O texto se distingue fortemente da literatura científica atual, possuindo um certo “sabor” de literatura clássica, sem dúvida reflexo da dupla formação do seu autor, ao mesmo tempo científica e teológica.

A obra cosmológica de Lemaître possui dois momentos de destaque. Sua primeira contribuição marcante foi demonstrar, de maneira independente de Friedmann, que as equações de Einstein admitem soluções dinâmicas para o universo (expansão ou contração). Ademais, sua profunda compreensão da teoria da relatividade geral o permitiu interpretar de maneira correta os então recentes resultados observacionais da equipe de Hubble sobre o desvio para o vermelho como sendo uma evidência da expansão do universo.

Em um segundo momento, Lemaître traz a cena cósmica conhecimentos de outras áreas da física, como a mecânica quântica e física estatística, para desenvolver uma hipótese coerente, porém extremamente ousada para época, sobre o estado do universo primordial. A hipótese do átomo primitivo de Lemaître pode de uma certa forma ser entendida como um desdobramento lógico do fato do universo estar em expansão. De fato, se o universo está em expansão, no passado ele deve ser progressivamente mais denso. Valendo-se das características físicas dos processos radiativos, onde átomos mais pesados decaem em átomos mais leves liberando energia, Lemaître desenvolve uma visão ampla sobre os processos físicos no universo primordial que guarda semelhanças interessantes com o que hoje se consolidou como o modelo padrão da cosmologia.

Em uma edição dedicada aos estudos do universo primordial, a tradução deste texto nos parece particularmente oportuna.

Sobre os tradutores

Felipe T. Falciano (ftovar@cbpf.br) é Doutor em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) e Mestre em Filosofia pela Universidade do Estado do Rio de Janeiro (UERJ). Desde 2009 é pesquisador do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, vinculado à coordenação COSMO e atuando nas áreas de cosmologia e gravitação.

Júlio C. Fabris (julio.fabris@cosmo-ufes.org) é professor titular do Departamento de Física da UFES e pesquisador do CNPq. Suas atividades científicas versam sobre física teórica, com especial ênfase em cosmologia e gravitação.

Referências

- [1] G. Lemaître, *L'hypothèse de l'atome primitif*, Acta Pontificiae Academiae Scientiarum **XII**(6), 25 (1948). Disponível em <https://archives.uclouvain.be/ark:/33176/dli000000f2DF>, acesso em ago. 2023.
- [2] G. Lemaître, *Un univers homogène de masse constante et de rayon croissant, rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques*, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles **XLVII**, 49 (1927). Disponível em <https://archives.uclouvain.be/ark:/33176/dli000000eVnQ>, acesso em ago. 2023.
- [3] A. G. Lematre e A. S. Eddington, *The Expanding Universe*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **91**(5), 490 (1931).
- [4] G. Lemaître, *L'univers en expansion*, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles **A 53**(2), 51 (1933). Disponível em <https://archives.uclouvain.be/ark:/33176/dli000000eXt8>, acesso em ago. 2023.
- [5] H. Velten e W. Zimdahl, *universo dinâmico de Friedmann*, *Cadernos de Astronomia* **3**(1), 151 (2022).
- [6] V. F. P. de Andrade e O. F. Júnior, *Via Láctea: Ilha Isolada?*, *Cadernos de Astronomia* **2**(1), 79 (2021).

A Hipótese do Átomo Primitivo

Georges Lemaître

Acadêmico Pontifício

RESUMO: O Autor propõe uma hipótese segundo a qual o mundo surgiu da desintegração de um único átomo, e mostra como se pode superar os contra-argumentos que podem ser apresentados.

Um dos retratos que nos chegou, do filósofo e matemático René Descartes, é acompanhado por um lema que nos parece oportuno recordar no início desta apresentação: *Mundus est fabula*. O mundo é uma bela história pela qual cada geração luta melhorar. Os vórtices de Descartes não sobreviveram ao progresso científico; talvez, no entanto, permaneça algo da atitude mental que levou Descartes a dizer *Mundus est fabula* no que Poincaré mais tarde chamou de hipóteses cosmogônicas pelas quais o homem não pode deixar de tentar contar a si mesmo a história do universo e reconstruir sua evolução passada.

O problema cosmogônico começou a surgir de maneira precisa quando, seguindo as pesquisas de Galileu e depois de Newton, foram descobertas as leis da mecânica. A existência dessas leis afastou, em certa medida, a arbitrariedade que até então reinava nas concepções cosmogônicas. Para a mecânica, a evolução de um sistema material é inteiramente determinada e pode ser calculada quando sabemos o que os matemáticos chamam de condições iniciais e o objetivo da cosmogonia é encontrar condições iniciais que apresentem algum caráter de simplicidade e de modo que o universo atual possa resultar delas pelo jogo de leis conhecidas.

Certamente pode-se perguntar se as leis, que são válidas no lugar onde estamos e na época em que vivemos, ainda são válidas longe, lá onde não podemos pensar em fazer a verificação e se elas eram válidas no passado remoto. O problema cosmogônico pode ser abordado nas mais diversas atitudes mentais. Aqueles cujo estado de espírito é de, acima de tudo, nunca admitir nada que não seja absolutamente certo, sem dúvida será melhor desistir. Abordar o problema cosmogônico

envolve necessariamente um certo risco. Não é apenas o risco de perder tempo tentando resolver um problema que poderia ser insolúvel, mas também o perigo de se perder. Mas esse risco não é compensado pela esperança de chegar a uma solução, a uma concepção do mundo em todo o seu alcance atual e em toda a duração de sua evolução passada, uma concepção cuja validade poderia basear-se em alguma confirmação experimental?

Ao tentar explicar a hipótese do átomo primitivo para vocês, tentarei fazê-los entender em que ela consiste, em vez de discutir o escopo exato dos argumentos que a sustentam. Também penso que uma conclusão definitiva não pode ser feita no momento e que tal conclusão dependerá do resultado de cálculos difíceis que ainda não puderam ser feitos e dos quais depende a comparação da hipótese com fatos experimentais. Estes talvez o confirmem, ou talvez compartilhem com ele o destino dos vórtices de Descartes e muitas outras hipóteses esquecidas.

Depois da mecânica, é naturalmente a astronomia que nos problematiza a contribuição mais essencial, descrevendo-nos qual é o estado atual do mundo ao nosso redor.

Assim como Copérnico, lançando a terra no espaço, nos ensinou que o lugar da inteligência era apenas uma grande pedra girando com algumas outras em torno da estrela incomparável, no centro de nosso sistema, o sol. De maneira semelhante, avanços posteriores nos ensinaram que o Sol é apenas uma estrela entre muitas outras. É inclusive uma estrela classificada entre as anãs, dez vezes menos massiva e milhares de vezes menos brilhante que certas outras estrelas chamadas gigantes.

A estrela mais próxima está a quatro anos-luz de distância, uma grande distância considerando que a luz leva apenas oito minutos para percorrer os cento e cinquenta milhões de quilômetros que nos separam do Sol.

O número de estrelas que podem ser vistas em grandes telescópios é de cerca de um bilhão e sua distribuição entre as várias magnitudes pelas quais seu brilho é medido permite que seu número total seja estimado em quase cem bilhões com uma massa total de cem bilhões de vezes maior que a do Sol.

Essas estrelas formam com nebulosas associadas a elas o que é chamado de galáxia e essas nebulosas são chamadas de nebulosas galácticas, ou seja, parte da galáxia.

A galáxia é um sistema achatado e a via leiteira, da qual deriva seu nome, é formada a partir das regiões mais distantes vistas do interior, seguindo o plano de simetria do sistema. Há um grande acúmulo de estrelas e nebulosas galácticas que circundam o céu.

A galáxia possui um movimento de rotação em torno de um centro localizado a cerca de trinta mil anos de distância. A velocidade do Sol em torno deste centro é de trezentos quilômetros por segundo, uma grande velocidade, do ponto de vista astronômico, pois é dez vezes a da Terra ao redor do Sol ou quinze vezes a do Sol em relação às estrelas que passam por ele.

Fora da galáxia, existem outras galáxias. A palavra galáxia é, portanto, usada como nome próprio para designar os sistemas estelares dos quais acabamos de falar; ela é usada como nome comum para designar sistemas semelhantes a este, mas localizados fora dele. Entendemos assim como essas galáxias também são chamadas de nebulosas extragalácticas; assim como as estrelas podem ser consideradas sóis fora do sistema solar.

As mais próximas das nebulosas extragalácticas são as nuvens de Magalhães, depois a grande nebulosa de Andrômeda, elas formam com algumas outras o que se chama de aglomerado local e a nossa galáxia é uma delas.

Além disso, observamos outras nebulosas, reduções em pequenas e menos brilhantes dessas grandes nebulosas. Eles são, de fato, objetos semelhantes, mas localizados mais longe. Observamos uma distância estimada em quase um bilhão de anos. Essas nebulosas estão localizadas a dis-

tâncias mútuas de um milhão e meio de anos. Sua distribuição mostra grandes flutuações de densidade, mas sem nenhuma tendência de diminuir a densidade nas regiões externas, de modo que não há nenhuma indicação de que alcançamos o limite de o sistema de nebulosas como conseguimos observar a região externa da galáxia, onde as estrelas começam a rarear.

Além de simples flutuações na distribuição de nebulosas extragalácticas, existem verdadeiros aglomerados de nebulosas onde várias centenas de nebulosas estão reunidas a distâncias dez vezes menores que sua distância normal.

Esses aglomerados têm, do ponto de vista técnico, desempenhado um papel essencial no estudo das nebulosas, pois nos apresentam várias centenas de objetos localizados à mesma distância de nós. Eles mostraram, entre outras coisas, que é muito raro observar uma nebulosa dez vezes mais brilhante ou dez vezes mais escura que a média, enquanto isso é comum para estrelas. A determinação das distâncias relativas das nebulosas, e especialmente dos aglomerados de nebulosas, é, portanto, um problema comparativamente fácil.

A julgar pela posição das linhas de seu espectro, as nebulosas são animadas por velocidades extremamente altas. No aglomerado mais próximo, o de Virgo, as velocidades observadas variam de zero a três mil quilômetros por segundo. Além dessa grande dispersão de velocidades no mesmo aglomerado, há um movimento médio de afastamento que é maior quanto maior for a distância do aglomerado.

Um fenômeno semelhante é observado para nebulosas isoladas. A velocidade de afastamento é tal que bastaria para cobrir a distância que nos separa da nebulosa em questão em dois bilhões de anos.

É nisso que consiste a expansão do sistema de nebulosas ou expansão do universo.

Se a astronomia e a mecânica celeste têm um papel essencial na formulação do problema cosmogônico, há uma terceira ciência que lhe traz uma contribuição importante: é a física.

A matéria é radioativa. A radioatividade é um fenômeno de grande importância do ponto de vista cosmogônico, pois é um fenômeno que está se esgotando e, portanto, um fenômeno que deve ter sido mais importante no passado.

O elemento rádio desaparece pela metade em

mil e seiscentos anos. Se ainda podemos encontrar rádio em nossa velha Terra, é porque existe um material radioativo de vida mais longa, o ancestral do rádio, o urânio. Ele decai pela metade em 4,4 bilhões de anos, dando origem a toda uma série de produtos, inclusive o rádio.

Deixando de lado os detalhes dessas transformações, podemos dizer que finalmente o urânio se desintegrou em um átomo de chumbo e oito átomos de hélio. Estes últimos são ejetados com grandes velocidades e constituem os raios alfas.

Se houvesse um minério de urânio de quatro bilhões de anos, ele deveria conter tanto chumbo quanto urânio. Tal mineral não existe. É concebível que a observação do teor de chumbo dos minérios de urânio encontrados nas diversas camadas geológicas possa fixar a duração destes; descobrimos que existem rochas de dois bilhões de anos.

Mas de onde vem o próprio urânio? Ele mesmo tem um parente desaparecido? Ele existe há muito mais do que quatro bilhões de anos? Mas então o que aconteceu com o chumbo produzido? Não há muito mais chumbo do que urânio.

Mais recentemente, parecia que a radioatividade, longe de ser um fenômeno específico de algumas famílias de corpos, era um fenômeno bastante geral.

Não é apenas o chumbo que é um elemento estável produzido pela desintegração de um corpo radioativo. Ao lado da radioatividade natural, existe a radioatividade artificial, que mostra que todos os corpos estáveis podem ter sido o produto da desintegração de corpos radioativos que é possível produzir artificialmente. Esses corpos não existem mais, sem dúvida porque não há ancestral, como o urânio, com vida média suficiente, mas pode-se fazê-los passar artificialmente, em sentido contrário, aos últimos estágios que os elementos das famílias radioativas naturais.

A hipótese segundo a qual todos os corpos atuais resultam de transformações radioativas encontrou recentemente uma base experimental certa.

Essa hipótese foi, no entanto, proposta, quando esses fatos experimentais ainda não eram conhecidos, com base em considerações de outra natureza.

Sabemos que, se a energia se conserva em quantidade total, no entanto tem tendência a degradar-se, isto é, a modificar-se de forma uni-

lateral de tal forma que uma certa quantidade, a “entropia”, aumenta em qualquer sistema fechado.

O caso mais simples e fundamental é aquele em que essas noções são aplicadas à radiação do corpo negro acompanhada da quantidade mínima de matéria necessária para atingir o equilíbrio termodinâmico.

Verificamos, neste caso, que a entropia da radiação negra é medida pelo número de fótons que a constituem e que durante as misturas irreversíveis a energia cuja quantidade total permaneceu a mesma foi distribuída em um maior número de pacotes elementares, de quanta, de fótons distintos.

Do ponto de vista quântico, o princípio de degradação de energia aparece, portanto, como um princípio de pulverização de energia.

As transformações radioativas fornecem outro exemplo de transformações irreversíveis em que um núcleo atômico se quebra em nove fragmentos, espalhando a energia originalmente condensada.

Esses dois exemplos extremos permitem afirmar que a transposição para a linguagem quântica do princípio da degradação da energia é que a matéria existe em pacotes de energia ou quanta distintos e que no jogo natural das transformações, a energia total, sempre a mesma, finalmente se vê dividida em um número cada vez maior de fragmentos.

Considerando uma origem fotônica da matéria, Jeans sugeriu, assim, como um começo possível, uma radiação eletromagnética de comprimento de onda baixíssimo, que sem dúvida apresentaria, segundo ele, as possibilidades necessárias. Mas quem diz comprimento de onda muito curto diz alta frequência, e como a energia individual dos fótons é proporcional à sua frequência, fótons de alta energia individual e portanto em número pequeno.

Essas considerações levam a supor como condição inicial a partir da qual o universo atual poderia evoluir, através do jogo de leis físicas e mecânicas conhecidas, daquilo que chamei de hipótese do átomo primitivo.

De acordo com esta hipótese, o universo teria começado em um estado onde a energia total estava concentrada em um único quantum em um único pacote de energia que dificilmente pode ser representado de outra forma que não seja um núcleo atômico.

A tendência da matéria a se pulverizar não seria aqui senão a instabilidade radioativa do átomo primitivo; os próprios fragmentos radioativos se desintegrariam por sua vez, assim como os membros sucessivos das famílias naturais de corpos radioativos. A fragmentação parou quando chegamos a elementos estáveis, ou corpos de vida longa como o urânio.

O átomo primitivo não deve ser considerado um transurânico. Pode ser um isótopo de massa extremamente grande de corpos atuais e até, mais provavelmente, do nêutron.

Atualmente existe uma tendência de dar aos núcleos atômicos uma certa estrutura e uma certa complexidade. A física do núcleo ainda está em sua infância e não parece estabelecido que o núcleo seja realmente um complexo sistema de partículas elementares. Entretanto, se prevalecesse essa tendência, bastaria considerar o átomo primitivo como tendo um máximo de concentração e um mínimo de entropia. Seríamos, sem dúvida, levados a atribuir-lhe um raio que não seria completamente nulo, mas que teria alguns minutos de luz e, portanto, astronomicamente falando, seria bastante insignificante em comparação com as dimensões atuais do universo.

Uma hipótese como a do átomo primitivo esbarra em objeções que, à primeira vista, parecem destinadas a lhe ser fatais.

Em primeiro lugar, onde estava esse átomo, durante sua desintegração e como entender que tendo sido originalmente um fenômeno tão estritamente localizado, pode-se obter um universo que as observações astronômicas mostram ser globalmente homogêneo?

Uma segunda dificuldade é causada pela radiação que é acompanhada pelas transformações radioativas, radiação que não pode deixar de ocorrer e sem dúvida com uma energia muito maior ainda para essas transformações antigas, que devem ter envolvido massas atômicas muito consideráveis. O que aconteceu com essa radiação, não devemos observá-la?

Finalmente, a terceira dificuldade, como conceber que a partir da desintegração primitiva se obtenha, em um tempo não muito maior que o da vida média do urânio, o universo atual formado por estrelas organizadas em galáxias?

Tentaremos explicar como essas três dificuldades são resolvidas.

A primeira é explicada pelos conceitos geométricos introduzidos em 1854 por Riemann. Riemann fez a observação muito simples de que não há conexão lógica entre as duas noções seguintes: a de um volume de medida finita e a de uma extensão determinada por um limite que a separa de uma extensão exterior. A conexão que o “senso comum” estabelece entre essas duas noções logicamente independentes deve-se unicamente à intuição geométrica que adquirimos nos experimentos geométricos em que se baseia nosso senso comum. Em outras palavras, rejeitamos a possibilidade de um espaço sem limites que, no entanto, tem um volume finito, não porque seria absurdo, mas porque nunca vimos nada parecido.

Como não temos intuições diretas de um espaço de milhões ou bilhões de anos-luz e como as propriedades geométricas podem muito bem depender de suas dimensões, de forma que a semelhança geométrica seria apenas uma aproximação para figuras muito pequenas, as únicas que sabemos diretamente, pode muito bem ser que o espaço real seja de volume finito e não tenha limites.

Poderíamos assim conceber que, levando em todas as direções um comprimento, digamos, de dez bilhões de anos-luz, teríamos encontrado em um ou outro desses raios levados em todas as direções todas as nebulosas que existem. Fora do espaço assim delimitado, não há nada. Mas então você vai me dizer o que acontecerá se quisermos estender um desses raios dez bilhões de anos-luz. A solução dos geometras é a seguinte: este raio bate por sua extremidade contra a extremidade do raio semelhante traçado na direção oposta. É impossível imaginar isso com uma imaginação que só foi capaz de se treinar em volumes minúsculos em escala humana. Mas não há dificuldade em conceber que dois emissários correndo dez bilhões de anos-luz em duas direções opostas finalmente se encontrarão face a face. Se representarmos em pequena escala humana o que acabamos de afirmar para o espaço total, somos levados a representar todo o espaço dentro de uma pequena esfera, esta esfera tem uma borda, mas nessa borda os pontos reais são representados duas vezes, como em um planisfério os pontos do centésimo octogésimo meridiano são representados duas vezes nas duas bordas do mapa.

Nosso mapa esférico do espaço é limitado por

um limite, a borda do mapa. Quando chegarmos a esta borda e parecermos forçados a sair do mapa, se quisermos continuar avançando, basta lembrar que este ponto da borda que estamos alcançando também está representado no ponto oposto da esfera, para que possamos nos mover para esta outra representação do mesmo ponto, continue a jornada caminhando para dentro.

A linha reta formada pelos dois raios opostos de dez bilhões de anos-luz é, portanto, soldada em uma única linha fechada, tendo como comprimento total, ou “volta da linha” vinte bilhões de anos-luz. Por razões técnicas designa-se sob o nome de raio de espaço o terço da circunferência da linha.

É concebível que a circunferência da linha, ou o que dá no mesmo, o raio do espaço, varie com o tempo. Obtemos então o que se chama de espaço de raio variável. Suponha que o raio aumente com o tempo. As nebulosas que estão distribuídas no espaço e o preenchem uniformemente irão, portanto, separar-se umas das outras. Se, por exemplo, em torno de uma linha reta, vinte mil nebulosas estão alinhadas que dividem essa linha reta em partes iguais, então, quando o comprimento da linha reta aumenta, a distância das nebulosas individuais deve aumentar na mesma proporção. Encontramos o fenômeno astronômico da expansão do sistema nebuloso e agora o interpretamos como uma indicação de que o raio finito do espaço está aumentando.

No passado, o raio do espaço era menor. Nada nos impede de supor que, no momento em que o átomo primitivo se desintegrou, o raio do espaço era extremamente pequeno, de modo que esse átomo, que representamos para nós mesmos como tendo apenas cerca de dez minutos de raio de luz, preencheu todo o espaço, o raio deste não sendo maior. Astronomicamente, diríamos que o raio do espaço começa do zero, quando o átomo começa a se desintegrar. Os fragmentos resultantes dessa desintegração podem, portanto, preencher uniformemente o espaço de raio crescente e, quando a desintegração avança e o raio aumenta, a matéria continua a preencher uniformemente todo o espaço. Podemos, portanto, conceber como, da desintegração do átomo primitivo, pode resultar um universo globalmente homogêneo.

Esta é a explicação da primeira dificuldade.

A segunda dificuldade diz respeito ao que acon-

teceu com o raio emitido durante desintegrações sucessivas.

Em primeiro lugar, pode-se mostrar que a intensidade dessa radiação é reduzida, numa proporção igual à do raio do espaço no momento da emissão para o raio no momento da observação.

Os primeiros raios são assim perdidos para observação; os raios que nos chegam correspondem a um compromisso entre a energia de emissão que sem dúvida diminuiu à medida que a fragmentação avançava e o fator de redução que aumentava à medida que aumentava o raio do espaço.

Parece que esta radiação pode ser identificada com os raios cósmicos. Isso está de acordo com a qualidade dos raios cósmicos, dos quais pelo menos uma parte tem uma intensidade individual que supera qualquer fenômeno, mesmo nuclear, atualmente existente. Isso parece indicar que corresponde a fenômenos atualmente esgotados.

Do ponto de vista quantitativo, devemos comparar a intensidade total dos raios cósmicos com a de toda a matéria, pois é toda a matéria que atualmente está organizada em estrelas que um dia lhes deram origem.

Einstein mostrou que a energia é equivalente à matéria e deu uma fórmula simples para dizer quantos gramas pesa a unidade de energia de um erg. Podemos, portanto, transformar em gramas por centímetro cúbico os valores dados pelos físicos para a intensidade da radiação cósmica em ergs por centímetro quadrado, (é preciso dividir por c^3). Encontramos 10^{-34} gramas por cm^3 . Por outro lado, encontra-se 10^{-30} gramas por cm^3 para a matéria da nebulosa assumida como distribuída uniformemente pelo espaço. Para um fator de redução devido à variação do raio de cem ou mil, os raios são encontrados como um ou dez por cento da energia material. Isso é o que se espera para a radiação de transformações análogas às atuais.

A densidade 10^{-30} g/cm^3 foi obtida com base na distância média das nebulosas e na observação espectroscópica da rotação em torno de seu centro de algumas das mais brilhantes entre elas. A massa é então estimada assumindo que a atração gravitacional que ela exerce sobre um ponto da borda é suficiente para compensar a força centrífuga devido à rotação que tenderia a fazê-la escapar para o espaço.

Para esclarecer o terceiro ponto, precisamos fa-

lar sobre a teoria da relatividade.

Einstein mostrou que a teoria da gravitação de Newton é uma aproximação de uma teoria mais profunda, onde a matéria aparece como uma manifestação do caráter não euclidiano do espaço, ou melhor, do espaço-tempo.

Esta teoria é confirmada pela observação de pequenos desvios da lei de Newton que a teoria prevê e o mais famoso dos quais é uma pequena perturbação do planeta Mercúrio para a qual Leverrier já se aventurou a prever a existência de um planeta, cujos elementos ele havia calculado, e ao qual ele havia dado o nome de Vulcano, mas que não se mostrou fiel ao encontro matemático. Esta perturbação é uma consequência da nova teoria.

A teoria da relatividade prediz que, mesmo na aproximação newtoniana, outra força poderia estar presente, além da atração na razão inversa do quadrado da distância; esta outra força, ao contrário da primeira, aumentaria com a distância. Poderia ser totalmente insensível na observação dos planetas e só se manifestar quando as distâncias se tornam muito grandes, ou seja, em escala cósmica. Esta força depende de uma constante à qual demos o nome de constante cosmológica. A teoria não indica sua magnitude ou seu sinal (nem indicou o da constante de atração universal). O caso interessante é quando a nova força seria uma repulsão, pois assim ela pode contrabalançar a atração newtoniana e levar a um equilíbrio entre as duas forças.

É possível calcular a constante cosmológica, se conhecermos a densidade da matéria. Para o valor 10^{-30} gr/cm³ indicado acima, e para o valor da expansão em dois bilhões de anos, verificamos que a repulsão cósmica atualmente prevalece sobre a atração gravitacional e que essas duas forças se equilibraram quando o raio do espaço era dez vezes menor do que é agora. Esses cálculos dão para o raio atual o valor de cerca de dez bilhões de anos-luz que usamos acima.

Como nos aglomerados de nebulosas a distância das nebulosas é cerca de dez vezes menor do que nas nebulosas isoladas, somos levados a interpretar esses aglomerados como regiões ainda parcialmente em equilíbrio. Há, no entanto, uma dificuldade advinda das altas velocidades das nebulosas desses aglomerados, velocidades que parecem fazer com que o sistema se disperse. Mas, por outro lado, o aglomerado constitui um centro

de atração para as nebulosas externas e estas podem, até certo ponto, substituir as nebulosas que escapam.

Somos assim levados a admitir que o raio do espaço, que partia praticamente do zero, aumentava cada vez com menor velocidade e alcançava, e ultrapassava lentamente, o valor do bilhão de anos em que se deu o equilíbrio entre a atração e a repulsão, a expansão retomando em seguida a um ritmo acelerado.

É essa lenta passagem pelo equilíbrio que nos dará a solução para nossa terceira dificuldade. De fato, esse equilíbrio é instável. Bastam pequenos desvios locais de densidades e velocidades, nas condições médias que asseguram esse equilíbrio, de modo que, localmente, a expansão desacelerada, em vez de ser seguida de uma retomada da expansão, seja seguida de uma contração. Localmente a matéria retrocede para um centro acidental de condensação, enquanto o sistema como um todo retoma sua expansão. Condensações locais, portanto, separam-se umas das outras como fazem as nebulosas extragalácticas.

O desenvolvimento posterior da teoria depende da ideia que se pode ter do estado da matéria no momento em que ocorrem essas condensações locais que devem ser interpretadas como nebulosas extragalácticas.

É preciso encontrar para esse estado intermediário as condições que podem resultar da desintegração inicial e das quais pode resultar o mundo atual.

Acredito que devemos imaginar, nesse estado intermediário, a matéria como formada por nuvens gasosas movendo-se umas em relação às outras a velocidades muito altas.

Essas nuvens teriam a densidade de equilíbrio e teriam pouca tendência a se contrair. Se, ao contrário, duas dessas nuvens se encontrassem, elas se achatariam uma sobre a outra enquanto a energia cinética se dissiparia em radiação; uma vez iniciada a contração, a atração gravitacional dominando a repulsão cósmica transformaria o sistema em uma estrela ou, se o momento angular for suficiente, em um sistema de estrelas e satélites.

Esses encontros entre as nuvens ocorrerão especialmente nas regiões de condensação onde as nuvens se chocam. Isso terá duas consequências. Em primeiro lugar, uma parte notável das nuvens

se transformará em estrelas. Em segundo lugar, como resultado da dissipação de energia durante as colisões entre nuvens, o sistema pode adquirir um alto grau de condensação central.

A suposição de que as nuvens se movem com grandes velocidades relativas é necessária para explicar que, em aglomerados de nebulosas, as nebulosas individuais se movem com grandes velocidades.

Devemos realmente conceber que uma nuvem anormalmente densa pode servir como um núcleo de condensação em torno da qual uma nebulosa se formará. Este núcleo só poderá reter, entre as nuvens que passam perto dele, aquelas que têm quase a mesma velocidade que ele, as demais escaparão de sua atração. A velocidade das nebulosas é, portanto, uma manifestação da velocidade das nuvens das quais elas foram formadas.

As idéias que acabamos de indicar são suscetíveis de estudo quantitativo. Devemos ser capazes de deduzir as condições iniciais para a formação de uma nebulosa, um núcleo central reter todas as nuvens, até a velocidade de escape. Este problema é fácil e está resolvido. Mas ainda seria necessário monitorar o efeito dos choques entre as nuvens sobre sua distribuição e o grau de concentração das nebulosas que elas formam.

Este aspecto do problema é muito mais difícil e a solução está longe de ser completa.

Se esse cálculo pudesse ser feito, forneceria uma distribuição teórica de densidades em uma nebulosa. Como a distribuição real é conhecida pela observação fotométrica das nebulosas extragalácticas, a comparação dos dois resultados, astronômico por um lado, teórico por outro lado, poderia fornecer um confronto decisivo da teoria com os fatos.

Agora que percebemos que o estado intermediário da matéria ou estado pré-estelar consiste em nuvens gasosas que se movem em alta velocidade, devemos examinar se podemos explicar a origem dessas nuvens no âmbito da nossa teoria.

A questão é entender como um gás, a partir dos produtos de desintegrações sucessivas do átomo primitivo e seus fragmentos. No início, devemos ter núcleos atômicos movendo-se com velocidades enormes como nos raios alfa que são núcleos de hélio.

Núcleos ainda mais massivos devem, como raios de canal, possuir altas velocidades de re-

cuo. Certamente essas partículas às vezes devem se encontrar: mas choques muito violentos não podem ser, como nos gases, choques elásticos, esses choques destrutivos devem simplesmente causar novas transformações nucleares. Como essa radiação pode ter se separado em uma parte que resta da radiação e é observada como raios cósmicos, e uma parte que formou as nuvens gasosas das quais nasceram as estrelas e as nebulosas?

Há um fenômeno relacionado à expansão do espaço que fornece um elemento de solução para esse problema. Este fenômeno é muito análogo à atenuação da radiação como resultado da expansão, que mencionamos várias vezes em nossa exposição.

Para perceber isso, tomemos nossa imagem de pontos igualmente distribuídos em retas partindo do mesmo centro e de comprimento igual a metade da volta da reta.

Todos esses pontos se afastam do centro da representação com velocidades tanto maiores quanto mais se afastam dele.

Eles representam a velocidade normal no universo em expansão.

Agora suponha que um átomo tenha uma velocidade anormal. Suponhamos, por exemplo, que ela esteja no centro, onde, em nossa representação, a velocidade normal é zero, e que, ao contrário, ela seja movida por uma alta velocidade. Então, ele se afastará do centro ao longo de um dos raios, alcançará regiões cada vez mais distantes, onde a velocidade normal não é mais zero, a alta velocidade com que se move se tornará cada vez menos anormal. No entanto, ele não vai deixar a representação. Se ele atingir a borda, ele voltará na direção oposta. Se voltar ao centro, voltará para lá com uma velocidade bem menor do que tinha na largada.

A sua velocidade própria será, de fato, reduzida na proporção da expansão, ou seja, na proporção dos valores do raio do espaço no início e no fim.

Nos estágios iniciais da expansão, esse fenômeno deve ter reduzido consideravelmente as velocidades próprias, ou seja, a diferença entre a velocidade individual e a velocidade normal no local por onde a partícula passa.

Podemos então entender que, como resultado dessa atenuação das dispersões das velocidades, os átomos têm alguma chance de se encontrarem às vezes, com velocidades relativas baixas o su-

ficiente para que o choque seja elástico e se isso se repetir com bastante frequência e envolver um número suficiente de átomos para formar localmente uma nuvem gasosa.

Entendemos que apenas nuvens gasosas são formadas, porque é muito improvável que o fenômeno que estamos invocando tenha ocorrido em todos os lugares ao mesmo tempo.

Também entendemos que essas nuvens são animadas por altas velocidades umas em relação às outras, pois são provenientes de partículas rápidas, viajando com quase a mesma velocidade, mas que podem ter uma alta velocidade comum.

Este é o estado atual da hipótese do átomo primitivo. Talvez vocês a considerem digna de consideração e de ser implementada do ponto de vista técnico. Sem dúvida também, vocês podem achar prudente suspender o julgamento até que um confronto crucial possa ser feito com os fatos.

Não podemos terminar esta apresentação sem considerar por um momento a própria origem que nossa teoria dá ao universo: o momento inicial, a fragmentação inicial; o momento em que o espaço nasceu com um raio partindo de zero, o momento em que a multiplicidade nasceu na matéria.

Esta origem surge-nos, no espaço-tempo, como um pano de fundo que desafia a nossa imaginação e a nossa razão, opondo-lhes uma barreira que não podem transpor. O espaço-tempo nos aparece, semelhante a um corte cônico. Progredimos rumo ao futuro seguindo os geradores do cone até a borda externa do vidro. Contornamos o espaço

percorrendo um círculo normalmente até as geratrizes. Quando subimos em pensamento o curso do tempo, nos aproximamos do fundo do copo, nos aproximamos desse momento único, que não teve ontem porque ontem não havia espaço.

Começo natural do mundo, origem para a qual o pensamento não pode conceber uma pré-existência, pois é o próprio espaço que começa e nada podemos conceber sem espaço. O tempo parece poder estender-se à vontade tanto para o passado como para o futuro. Mas o espaço pode começar, e o tempo não pode existir sem espaço, então pode-se dizer que o espaço estrangula o tempo e o impede de se estender além do fundo do espaço-tempo.

Mas esta origem é também o começo da multiplicidade. É um momento em que a matéria é um único átomo, um momento em que as noções estatísticas que assumem a multiplicidade não têm utilidade. Pode-se perguntar se nestas condições a própria noção de espaço não se esvai no limite e só gradualmente adquire um sentido à medida que a fragmentação termina e os seres se multiplicam.

Devemos reclamar que nossas noções mais familiares desaparecem quando se aproximam do termo final que não devem passar? Eu não penso assim.

Para encerrar, não posso deixar de recordar a palavra de René Descartes com a qual comecei e que sem dúvida também se aplica ao átomo primitivo: *Mundus est fabula*.

NANOGrav detecta o fundo de ondas gravitacionais

por Jaziel G. Coelho, Valerio Marra e Jonas P. Pereira
Universidade Federal do Espírito Santo

O universo é atravessado por ondas ultralongas (na faixa de nanohertz), caracterizadas por cristas e vales que se estendem por distâncias de anos-luz. Essas ondas têm origens diversas e incidem em todas as direções, constituindo o que é denominado de fundo de ondas gravitacionais (OGs). A observação desse fenômeno tem o potencial de desvendar segredos relacionados à formação e origem do universo. A revelação da descoberta do fundo de ondas gravitacionais em baixas frequências foi finalmente anunciada em 29 de junho de 2023, por meio de um anúncio transmitido ao vivo pela *National Science Foundation* dos EUA e uma série de artigos científicos publicados no renomado periódico *The Astrophysical Journal Letters* [1–6].

Essa descoberta é um marco significativo para a astronomia, sendo a primeira evidência de ondas gravitacionais em frequências excepcionalmente baixas. A detecção inédita foi possível após 15 anos de monitoramento meticuloso realizado pelo NANOGrav (*North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves*). Utilizando dados provenientes de alguns dos maiores radiotelescópios do mundo (*Arecibo Observatory, Green Bank Telescope e Very Large Array*), o NANOGrav monitorou com precisão 68 rádio pulsares de milissegundos. Essa abordagem envolve a utilização de uma técnica conhecida como *pulsar timing array (PTA)*, na qual os pulsares funcionam como uma “rede de bóias” flutuando em um oceano tranquilo de ondas gravitacionais.

Os pulsares têm origem nas explosões de estrelas massivas e emitem feixes regulares de radiação eletromagnética, que se assemelham a faróis cósmicos, devido ao fato dos seus pólos magnéticos não coincidirem com seus eixos de rotação. Sua regularidade é tão extrema que superam a precisão dos melhores relógios atômicos atualmente construídos. O impacto do oceano de ondas gravitacionais no espaço-tempo é capaz de ocasionar variações ínfimas na distância entre a Terra e um determinado pulsar. Como resultado, os momentos em que os pulsares emitem “flashes de luz” podem ser adiantados ou atrasados, de maneira coerente. O principal foco do NANOGrav é a detecção de ondas gravitacionais de baixas frequências, que se manifestam como perturbações no tecido do espaço-tempo causadas por eventos cósmicos massivos, como sistemas binários de buracos negros supermassivos espiralando, com massas de até bilhões de vezes a massa do Sol, ou até mesmo eventos exóticos de natureza primordial ou cosmológica (como cordas cósmicas). Ao monitorar cuidadosamente essa seleção de pulsares, a colaboração NANOGrav modelou vários processos de ruído que afetam as taxas de rotação observadas e intrínsecas dos pulsares. O observatório identificou variações sutis na chegada desses pulsos de luz e a explicação mais natural destes foi devido à passagem das ondas gravitacionais. Juntas,



Figura 1: Interpretação artística de uma rede de pulsares (as estrelas brilhantes com os faróis de radiação eletromagnética) sendo afetada por ondulações gravitacionais (a malha de xadrez) produzidas por um sistema binário de buracos negros supermassivos em uma galáxia distante (no canto superior esquerdo). Crédito: NANOGrav/Sonoma State University/Aurore Simonnet.

essas análises puderam prever os tempos de chegada de cada pulso com uma precisão de algumas centenas de nanossegundos ao longo de décadas. A Figura 1 ilustra artisticamente como a rede de pulsares é afetada pelas OGs emitidas por um sistema binário de buracos negros supermassivos.

Previu-se que o primeiro sinal de OGs detectado em frequências de nHz pelos PTAs é um fundo estocástico, uma superposição de um grande número de fontes de OGs, em vez de uma única fonte. Para tal conclusão, foram utilizados algoritmos, técnicas e códigos sofisticados desenvolvidos pela NANOGrav e pela comunidade do PTA na última década. A análise estatística desses dados ao longo do tempo permitiu que a colaboração identificasse fortes evidências, pela primeira vez, tanto em análises frequentistas quanto bayesianas, das correlações com o fundo estocástico de OGs. Em breve, artigos adicionais sobre explicações de binárias de buracos negros supermassivos, fundo de OGs e pesquisas por ondas contínuas e sinais anisotrópicos serão apresentados pelo NANOGrav.

A era da astronomia de ondas gravitacionais em nHz chegou, representando uma nova janela para a exploração do universo. Essa inovação complementa as detecções de ondas gravitacionais já realizadas pelos detectores do LIGO, Virgo e KAGRA. Esses detectores são sensíveis às coalescências de sistemas binários de origem estelar, como buracos negros binários, estrelas de nêutrons binárias ou binários de buraco negro-estrela de nêutron, na faixa de 10–1000 Hz.

O futuro da cosmologia e astrofísica, com as observações do fundo de ondas gravitacionais, é altamente promissor. Com esta nova capacidade, será possível testar modelos de evolução de

galáxias, a teoria da Relatividade Geral, e até mesmo hipóteses exóticas relacionadas a defeitos topológicos, como cordas cósmicas. Em suma, esta nova janela oferecerá uma visão valiosa das condições iniciais do nosso universo, determinadas pelo período inflacionário primordial, e abrirá novas avenidas para o entendimento do cosmos.

Referências

- [1] G. Agazie et al., *The NANOGrav 15 yr Data Set: Evidence for a Gravitational-wave Background*, [The Astrophysical Journal Letters](#) **951**(1), L8 (2023).
- [2] G. Agazie et al., *The NANOGrav 15 yr Data Set: Observations and Timing of 68 Millisecond Pulsars*, [The Astrophysical Journal Letters](#) **951**(1), L9 (2023).
- [3] G. Agazie et al., *The NANOGrav 15 yr Data Set: Detector Characterization and Noise Budget*, [The Astrophysical Journal Letters](#) **951**(1), L10 (2023).
- [4] A. Afzal et al., *The NANOGrav 15 yr Data Set: Search for Signals from New Physics*, [The Astrophysical Journal Letters](#) **951**(1), L11 (2023).
- [5] G. Agazie et al., *The NANOGrav 15 yr Data Set: Bayesian Limits on Gravitational Waves from Individual Supermassive Black Hole Binaries*, [The Astrophysical Journal Letters](#) **951**(2), L50 (2023).
- [6] G. Agazie et al., *The NANOGrav 15 yr Data Set: Constraints on Supermassive Black Hole Binaries from the Gravitational-wave Background*, [The Astrophysical Journal Letters](#) **952**(2), L37 (2023).