

CADERNOS DE ASTRONOMIA

NÚCLEO DE ASTROFÍSICA E COSMOLOGIA DA UFES

DESAFIOS DO MODELO PADRÃO DA COSMOLOGIA

DETECÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS

As dificuldades técnicas na busca por sinais de diferentes fontes do universo

OS VÁRIOS MUNDOS QUÂNTICOS

Uma introdução à essa interpretação contra intuitiva e suas origens na literatura

EINSTEIN E A CONSTANTE COSMOLÓGICA

Tradução comentada do artigo de 1917, no qual é introduzida a constante cosmológica



CADERNOS DE ASTRONOMIA

ISSN 2675-4754

www.periodicos.ufes.br/astronomia

CORPO EDITORIAL

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

Ana Elisa de Souza Gusmão
ana.e.gusmao@edu.ufes.br

Bruna da Silva Amorim Bragato
bruna.bragato@edu.ufes.br

Denis Campos Rodrigues
deniscr@gmail.com

ENDEREÇO

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

E-mail: cadernos@cosmo-ufes.org



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/astronomia/about/submissions>

ARTE DE FUNDO DA CAPA E CONTRACAPA

NASA, ESA e R. Fedriani (Instituto de Astrofísica de Andalucia); Processing: Gladys Kober (NASA/Catholic University of America).
Disponível em: <https://science.nasa.gov/missions/hubble/hubble-snaps-stellar-baby-pictures/>

Carta ao Leitor

Em 1922, o físico-matemático brasileiro Manoel Amoroso Costa publicou seu livro *Introdução à Teoria da Relatividade*, uma das primeiras obras mundiais sobre a teoria que revolucionou nossa visão da gravidade como uma manifestação do espaço-tempo. Na época, Amoroso Costa mostrou-se cético quanto à cosmologia — o estudo do universo como um todo. Para ele, tentar descrever o cosmos com o conhecimento de então era como tentar descrever os oceanos a partir de uma gota de água. Sob o rigor científico daquele período, ele tinha razão.

Contudo, esse oceano já começava a se revelar. À época em que Amoroso Costa lançava seu livro, Einstein já havia proposto o primeiro modelo cosmológico relativístico, tomando o universo como estático e introduzindo a famosa constante cosmológica. Já Friedmann, no mesmo ano, demonstrava a viabilidade de universos dinâmicos dentro da própria Relatividade Geral. Logo em seguida, Lemaître e Hubble confirmaram a expansão do universo, abrindo caminho para a concepção de um passado denso e quente para o cosmos, constatado com a descoberta posterior da radiação cósmica de fundo.

Essas previsões consolidaram o que hoje chamamos de Modelo Padrão da Cosmologia. Nele, a constante cosmológica foi resgatada para explicar o fato da expansão cósmica ocorrer, na verdade, de forma acelerada. Junto a essa forma de energia desconhecida está também um tipo exótico de matéria, não menos misterioso e importantíssimo para a consistência do modelo. Apesar desse grande setor escuro, até muito recentemente, parecia que a cosmologia navegava em águas serenas; entretanto, novas e precisas observações do universo trouxeram à tona as chamadas tensões cosmológicas.

Atualmente, podemos dizer que vive-se em um momento de instigante crise dentro da cosmologia. O parâmetro de Hubble, indicativo da taxa de expansão do universo, tem sido medido por métodos distintos, um se apoia sobre dados coletados de uma época em que o universo era ainda extremamente jovem, enquanto outro utiliza observações de um universo muito mais recente. Os resultados obtidos evidenciam valores que não concordam entre si. A depender do conjunto de dados utilizado surgem tensões também em medidas da taxa de formação das estruturas de grande escalas, as galáxias e aglomerados de galáxias. Além disso há ainda indícios de que a energia escura, modelada pela constante cosmológica, pode não ser realmente uma constante, mas sim uma grandeza dinâmica.

Esta edição dos Cadernos de Astronomia (CdA) mergulha na complexidade do momento vivido pela cosmologia moderna, explorando em sua seção temática as fissuras do modelo padrão da cosmologia e traçando as perspectivas futuras para nossa compreensão do universo. Apresentam-se também artigos sobre a interpretação de vários mundos da mecânica quântica e sua abordagem na ficção literária; um ensaio filosófico sobre a premissa de Duhem da relação entre teorias distintas e experimentação para o progresso da ciência; e uma revisão das difícu-

dades técnicas de se detectar sinais de ondas gravitacionais. Nas seções de artigos de pesquisa um trabalho de Iniciação Científica Jr. discute o uso da gravitação newtoniana na determinação da massa do buraco negro central de nossa galáxia; a atmosfera de Marte é contraposta à da Terra no âmbito da astrobiologia; e um relato de projeto de divulgação científica no ensino básico apresenta a intrigante e rica história do telescópio. Complementando esta edição, uma tradução comentada do artigo de Einstein de 1917 é pela primeira vez apresentada em língua portuguesa.

Boa leitura.

Os editores

Sumário

Seção Temática - Desafios do Modelo Padrão da Cosmologia

Tensões cosmológicas em H_0 e S_8: panorama atual	
<i>Emanuely Silva, Miguel A. Sabogal e Rafael C. Nunes</i>	6
Neutrinos massivos em cosmologia: geometria e crescimento de estruturas	
<i>Guilherme Brando</i>	25
Fotometria e calibração de supernovas do tipo Ia	
<i>Ribamar R. R. Reis e Beatriz B. Siffert</i>	40
Desafios em astropartículas	
<i>Clarissa Siqueira</i>	52
A energia escura e os desafios do modelo cosmológico padrão	
<i>Rodrigo Von Marttens, Jailson Alcaniz e Saulo Carneiro</i>	62

Seção Divulgação Científica, Ciência e Sociedade

Desafios na busca de sinais de ondas gravitacionais	
<i>Tábata Aira Ferreira</i>	77
Interpretação de vários mundos da mecânica quântica? – É muito simples!	
<i>Alexander Yu. Kamenshchik</i>	84
Revisitando Duhem: quasares, cosmologia e a relação tripartite entre teorias e experimentos	
<i>Danilo Rodrigues et al.</i>	97

Seção Artigos

Leis de Kepler: inferindo a massa de Sagittarius A*	
<i>Mateus Barbosa Ferreira e Adriano Mesquita Oliveira</i>	112
Atmosferas da Terra e de Marte: uma abordagem astrobiológica	
<i>Gustavo Santos Rodrigues e Anthony Henrique Perucci Mostaro</i>	119

Seção Ensino

Telescópios, histórias e aplicações na astronomia

Alexsandra de Souza Batista et al. 134

Seção Textos Clássicos

Considerações cosmológicas sobre a teoria geral da relatividade

Albert Einstein; Júlio C. Fabris (trad.), Oliver F. Piattella (trad.) 145

Tensões cosmológicas em H_0 e S_8 : panorama atual

Emanuelly Silva¹, Miguel A. Sabogal² e Rafael C. Nunes^{1, 3}

¹Universidade Federal do Rio Grande do Sul

²Universidade de Trento, Itália

³Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Resumo

O modelo cosmológico padrão tem fornecido, por várias décadas, a descrição consistente de uma ampla gama de observações cosmológicas e astrofísicas. Apesar desse sucesso, discrepâncias persistentes na determinação de parâmetros fundamentais, em particular a constante de Hubble (H_0) e a amplitude do crescimento das estruturas, frequentemente parametrizada por S_8 , revelam tensões significativas entre sondas do universo primordial e tardio, com diferentes níveis de significância estatística. Essas tensões podem estar parcialmente associadas a incertezas sistemáticas ainda não completamente compreendidas, mas também motivam a investigação de extensões do Λ CDM, incluindo modificações na energia escura, no setor escuro e na gravidade em grandes escalas. Neste trabalho de revisão didática, apresentamos uma visão geral das principais observações atualmente envolvidas nessas discrepâncias, discutimos seus potenciais vieses observacionais e sintetizamos os cenários mais relevantes, destacando as perspectivas oferecidas pelos levantamentos cosmológicos da geração atual.

Abstract

The standard cosmological model has provided, for several decades, a consistent description of a wide range of cosmological and astrophysical observations. Despite this success, persistent discrepancies in the determination of fundamental parameters, in particular the Hubble constant (H_0) and the amplitude of structure growth, commonly parametrized by S_8 , reveal significant tensions between probes of the early and late universe, with varying levels of statistical significance. These tensions may be partially associated with systematic uncertainties that are not yet fully understood, but they also motivate the investigation of extensions of Λ CDM, including modifications to dark energy, the dark sector, and gravity on large scales. In this didactic review, we present an overview of the main observations currently involved in these discrepancies, discuss their potential observational biases, and synthesize the most relevant theoretical scenarios, highlighting the prospects offered by current-generation cosmological surveys.

Palavras-chave: parâmetros cosmológicos; tensão de Hubble (H_0); tensão em S_8 ; anomalias e tensões cosmológicas no modelo Λ CDM.

Keywords: cosmological parameters; Hubble tension (H_0); S_8 tension; cosmological anomalies and tensions in Λ CDM.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51444](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51444)

1 Introdução

A cosmologia contemporânea vive um período marcado por um nível sem precedentes de precisão e abrangência nas observações astronômicas. Grandes levantamentos cosmológicos vêm produzindo conjuntos de dados extremamente detalhados, cobrindo uma ampla faixa de *redshifts* e diferentes estágios da evolução cósmica. Esse volume crescente de informações tem permitido avanços substanciais na compreensão da composição do universo, de sua dinâmica global e dos

mecanismos responsáveis pela formação de estruturas em larga escala. Contudo, esse mesmo progresso observacional tem evidenciado discrepâncias relevantes entre medidas obtidas em épocas primordiais e aquelas derivadas do universo em tempos tardios, colocando sob escrutínio o arcabouço do modelo cosmológico padrão. Tais inconsistências sugerem não apenas a possível presença de efeitos sistemáticos ainda não totalmente compreendidos, mas também a necessidade de considerar extensões ou revisões da descrição cosmo-

lógica atualmente aceita [1, 2].

O paradigma padrão da cosmologia, conhecido como Λ CDM, baseia-se na presença de uma constante cosmológica, responsável pela aceleração cósmica, na existência de matéria escura fria e na descrição gravitacional fornecida pela relatividade geral (RG). Esse modelo tem demonstrado notável sucesso ao reproduzir uma ampla variedade de observáveis cosmológicos, incluindo as anisotropias da radiação cósmica de fundo em micro-ondas (CMB, do inglês *cosmic microwave background*) e as propriedades estatísticas da estrutura em grande escala. Apesar disso, divergências persistentes em parâmetros fundamentais têm se tornado cada vez mais evidentes. Entre elas destacam-se as diferenças nas estimativas da taxa de expansão atual do universo, caracterizada pela constante de Hubble, H_0 , na normalização do espectro de flutuações de matéria, frequentemente expressa por S_8 ,¹ e na determinação da escala do horizonte sonoro associada às oscilações acústicas de bárions r_d .

Essas discordâncias têm implicações profundas para a compreensão da história de expansão cósmica, do crescimento das perturbações de densidade e da natureza física dos componentes escuros do universo. Caso não possam ser atribuídas a incertezas observacionais ou a vieses sistemáticos, elas podem indicar a necessidade de introduzir novos ingredientes no conteúdo cósmico ou de modificar o modelo teórico subjacente. A investigação dessas questões exige uma análise criteriosa que integre aspectos observacionais e teóricos, bem como uma estratégia global que explore de forma conjunta diferentes sondas cosmológicas, permitindo testes de consistência e uma avaliação robusta de possíveis cenários além do Λ CDM [1, 2].

Neste artigo apresentamos uma revisão concisa do estado atual das principais tensões em parâmetros cosmológicos, com ênfase nas discrepâncias associadas a H_0 e S_8 . Nosso objetivo é oferecer uma visão didática e acessível, contextualizando a origem dessas tensões, discutindo seu significado físico e destacando seu papel central na cosmologia contemporânea.

¹O parâmetro S_8 é definido como $S_8 \equiv \sigma_8 \sqrt{\Omega_m/0,3}$, onde σ_8 representa a amplitude das flutuações lineares de densidade da matéria em escalas de $8 h^{-1}$ Mpc e Ω_m é o parâmetro de densidade de matéria atual.

O trabalho está organizado da seguinte forma. Na Seção 2, discutimos a tensão de Hubble, enquanto a Seção 3 é dedicada à tensão em S_8 . Na Seção 4, descrevemos brevemente outras anomalias e tensões associadas ao modelo cosmológico padrão. Na Seção 5, exploramos o escopo e as possíveis implicações dessas discrepâncias para cenários de física além do modelo Λ CDM. Por fim, na Seção 6, sintetizamos nossas conclusões e apresentamos perspectivas futuras para o panorama cosmológico geral. Todas as medições discutidas ao longo deste trabalho correspondem a estimativas ao nível de confiança de 68%.

2 A tensão em H_0

A tensão de Hubble permanece como um dos principais problemas em aberto da cosmologia moderna [1]. No centro dessa controvérsia está a constante de Hubble, H_0 , um parâmetro cosmológico fundamental que quantifica a taxa de expansão atual do universo. Mais precisamente, para redshifts pequenos ($z \ll 1$), H_0 aparece como a constante de proporcionalidade na relação linear entre velocidade recessional e distância, expressa pela lei de Hubble–Lemaître

$$cz = H_0 D, \quad (1)$$

Cabe ressaltar que a expansão do universo manifesta-se apenas em escalas cosmológicas: sistemas gravitacionalmente ligados, como estrelas em uma galáxia ou galáxias em grupos próximos, não participam dessa expansão, sendo dominados por interações gravitacionais locais.

Do ponto de vista conceitual, a constante de Hubble pode ser determinada por métodos fundamentalmente distintos, que diferem tanto nos observáveis utilizados quanto nas hipóteses cosmológicas assumidas. Nesta seção, realizamos uma revisão das abordagens mais relevantes para a estimativa de H_0 , separando-as em medições locais e primordiais e enfatizando os pressupostos subjacentes e as limitações de cada classe.

2.1 Medições locais

As medições locais da constante de Hubble, são baseadas em observações do universo em baixos

redshifts e na relação entre distâncias e velocidades recessivas. Ao combinar medidas de distâncias de luminosidade com estimativas das velocidades recessivas de galáxias próximas, é possível inferir diretamente a inclinação da relação distância-velocidade, correspondente à formulação observacional da lei de Hubble–Lemaître (equação 1). Para redshifts suficientemente baixos ($z \ll 1$), essa relação é essencialmente linear e sua determinação é, em grande medida, independente de um modelo cosmológico específico, apoiando-se predominantemente em medições geométricas e cinemáticas.

Nesse regime local, a inferência de H_0 é minimamente sensível à dinâmica global do universo ou à composição de seu conteúdo energético, uma vez que efeitos associados à história de expansão, como aceleração cósmica ou curvatura espacial, são subdominantes. Correções adicionais tornam-se necessárias apenas em redshifts mais elevados, para levar em conta efeitos como velocidades peculiares, desvios da linearidade e dependências cosmológicas mais sutis. Ainda assim, o princípio fundamental da estimativa, a relação direta entre distância e velocidade recessional, permanece inalterado.

O método mais eficaz para alcançar galáxias no regime conhecido como fluxo de Hubble ($\sim 100\text{--}600\text{ Mpc}$, ou $z \lesssim 0,15$)² baseia-se na construção da chamada escada de distâncias cósmica, que consiste em uma sucessão hierárquica de indicadores de distância intercalibrados. A escada de distâncias mais amplamente utilizada e melhor calibrada é composta por três etapas principais.

Na primeira etapa, empregam-se medições geométricas diretas de distância — como paralaxes trigonométricas — para calibrar estrelas cefeidas em galáxias próximas. Essas estrelas variáveis obedecem a uma relação período–luminosidade bem estabelecida, o que as qualifica como velas padrão, isto é, objetos cuja luminosidade intrínseca pode ser determinada de forma independente. Uma vez calibrada essa relação, a observação da luminosidade aparente de cefeidas em galáxias mais distantes permite inferir suas distâncias de maneira confiável.

No segundo passo, as distâncias determinadas a partir das cefeidas são utilizadas para calibrar

supernovas do tipo Ia (SN-Ia) em suas galáxias hospedeiras, no volume local onde ambos os indicadores são observáveis. As SN-Ia são velas padronizáveis,³ isto é, objetos cujo brilho intrínseco pode ser padronizado com alta precisão. Uma vez calibradas, as SN-Ia permitem estender a determinação de distâncias a *redshifts* significativamente mais elevados, pois seu brilho intrínseco altamente homogêneo possibilita inferir de forma robusta a distância de luminosidade a partir do fluxo observado.

Finalmente, no terceiro passo, a comparação entre as distâncias de luminosidade assim obtidas e os redshifts observados das galáxias hospedeiras permite calibrar diretamente a relação de Hubble–Lemaître no regime do fluxo de Hubble. Nesse contexto, a inferência da constante de Hubble, H_0 , é em grande medida independente de um modelo cosmológico global, dependendo apenas da validade da relação linear entre velocidade recessional e distância em baixos redshifts, bem como de correções cinemáticas associadas a movimentos peculiares residuais.

A determinação mais precisa da constante de Hubble no universo local foi obtida pela colaboração SH0ES [4], a partir de um ajuste simultâneo e consistente dos três degraus da escada de distâncias cósmica. O valor inferido é

$$H_0 = 73,17 \pm 0,86 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (2)$$

Essa estimativa baseia-se majoritariamente em observações do Telescópio Espacial Hubble (HST, *Hubble Space Telescope*) e foi recentemente confirmada por observações independentes realizadas com o Telescópio Espacial James Webb (JWST, *James Webb Space Telescope*). Em particular, medições de uma subamostra de galáxias hospedeiras de SN-Ia observadas por ambos os instrumentos apresentam excelente concordância, reforçando a robustez da calibração da escada de

²Nesse regime, a expansão cosmológica domina sobre os movimentos peculiares das galáxias.

³Explosões termonucleares de anãs brancas de carbono–oxigênio em sistemas binários que atingem uma massa crítica próxima ao limite de Chandrasekhar ($\sim 1,4 M_\odot$), seja por acreção de matéria da estrela companheira ou por fusão. Embora o cenário progenitor exato ainda seja tema de debate, o brilho máximo das SN-Ia apresenta notável uniformidade. Após a aplicação de correções empíricas — como a relação largura da curva de luz–luminosidade (Phillips) e correções de cor — sua dispersão intrínseca é reduzida a r.m.s. $\lesssim 0,15$ mag na banda B , justificando seu uso em cosmologia [3].

distâncias e a consistência entre os dois telescópios [5].

Embora as cefeidas constituam o conjunto mais tradicional e homogêneo de indicadores de distância para galáxias próximas, elas podem ser substituídas ou complementadas por calibradores locais independentes, como os métodos TRGB (*Tip of the Red Giant Branch*) [6] e JAGB (*J-region Asymptotic Giant Branch*) [7]. Entre essas alternativas, a TRGB destaca-se como a substituta mais precisa às cefeidas [8], por se basear em uma etapa bem definida da evolução estelar e apresentar menor sensibilidade à poeira e à metalicidade.

Comparações diretas entre distâncias obtidas por meio da TRGB e das cefeidas em galáxias hospedeiras de SN-Ia mostram excelente concordância entre os dois métodos [6], indicando a consistência interna da escada de distâncias. Utilizando o método da TRGB como calibrador primário, as determinações mais recentes da colaboração H0DN [9] encontram

$$H_0 = 73,50 \pm 0,81 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (3)$$

representando uma das medições mais precisas atualmente disponíveis baseadas exclusivamente em observações do universo local.

Por outro lado, as SN-Ia podem ser substituídas — ou complementadas — por outros indicadores secundários de distância, como as flutuações de brilho superficial (SBF, *Surface Brightness Fluctuations*) [10], supernovas do tipo II (SN-II) [11] ou a relação de Tully–Fisher [12]. Esses métodos fornecem verificações independentes e conceitualmente distintas da escada de distâncias, sendo particularmente úteis para testar a robustez das calibrações e avaliar sistemáticas residuais.

No caso específico da relação de Tully–Fisher, as determinações mais recentes indicam um valor

$$H_0 = 73,7 \pm 1,1 \text{ km, s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (4)$$

em plena concordância com os valores obtidos a partir de SN-Ia e discutidos anteriormente.

Uma maneira alternativa de medir distâncias absolutas no universo tardio, sem a necessidade de recorrer a uma escala de calibração cosmológica, surge quando a luminosidade de uma fonte

de fundo fortemente lenteada apresenta variabilidade temporal. Nesse caso, o padrão dessa variabilidade manifesta-se em cada uma das múltiplas imagens formadas pela lente gravitacional, exibindo atrasos temporais entre elas, resultantes dos diferentes caminhos ópticos e potenciais gravitacionais atravessados pela luz. Nessa situação, por uma construção geométrica simples, a constante de Hubble, H_0 , é inversamente proporcional às distâncias angulares absolutas dos objetos cujos redshifts são medidos. Essa relação inversa entre H_0 e a chamada distância de atraso temporal, $D_{\Delta t}$, faz de H_0 o principal parâmetro cosmológico restringido pela cosmografia de atrasos temporais (TDC, do inglês *Time-Delay Cosmography*).⁴

As medições mais recentes da colaboração TD-COSMO [13], baseadas em uma amostra de oito sistemas de lentes gravitacionais com atrasos temporais, em conjunto com amostras externas correspondentes a lentes dos levantamentos SLACS [14] e SL2S [15], reportam o valor

$$H_0 = 74,2_{-4,5}^{+4,6} \text{ km, s}^{-1}, \text{ Mpc}^{-1}, \quad (5)$$

assumindo a cosmologia padrão do Λ CDM.

Por outro lado, ao considerar apenas a combinação com as supernovas do catálogo Pantheon+ (sem a calibração do SH0ES), obtém-se para a constante de Hubble o valor

$$H_0 = 71,3_{-3,3}^{+3,9} \text{ km, s}^{-1}, \text{ Mpc}^{-1}, \quad (6)$$

o qual é compatível, ao nível de $0,5\sigma$, com o valor reportado pela colaboração H0DN.

2.2 Medições a partir de sondas primordiais

Uma outra alternativa precisa e estatisticamente poderosa para a inferência da constante de Hubble, H_0 , baseia-se em observações realizadas em altos redshifts, as quais dependem diretamente da física do universo primitivo. Nesse tipo de abordagem, utilizam-se observáveis originados em épocas muito anteriores, como o CMB.⁵

⁴A TDC mede combinações de distâncias angulares, frequentemente em conjunto com observações de cinemática estelar, tipicamente no intervalo de redshift $z \simeq 0,5-3$, onde se concentra a maior parte das galáxias defletoras e das fontes fortemente lenteadas.

⁵Radiação fóssil que fornece um retrato do universo primordial cerca de 380,000 anos após o Big Bang, corres-

A partir dessas observações, reconstrói-se a história de expansão do universo e extrapola-se sua evolução até o presente assumindo um modelo cosmológico e um conjunto específico de hipóteses físicas, tais como a composição do conteúdo energético, a forma da gravidade e a natureza das perturbações iniciais. Dessa forma, o valor atual de H_0 não é medido diretamente, mas inferido de maneira dependente de modelo, como uma consequência da dinâmica cosmológica adotada e da física do universo primordial.

Assim, é importante enfatizar que as determinações de H_0 baseadas no universo local correspondem a medições essencialmente diretas da relação distância-redshift, enquanto aquelas obtidas a partir de observações em altos z não medem H_0 diretamente, mas o inferem de forma dependente de modelo, a partir da física do universo primitivo e da reconstrução teórica da história de expansão cósmica.

As medições das anisotropias da CMB permitem determinar com altíssima precisão o tamanho angular do horizonte sonoro na superfície de último espalhamento, θ_s , e, a partir dele, inferir o valor da constante de Hubble, H_0 . Por definição, esse tamanho angular é dado pela razão entre o horizonte sonoro comóvel, $r_s(z_*)$, e a distância angular comóvel até a superfície de último espalhamento, $d_A(z_*)$,

$$\theta_s = \frac{r_s(z_*)}{d_A(z_*)}, \quad (7)$$

O horizonte sonoro corresponde à distância máxima percorrida por ondas acústicas no plasma primordial até a época do último espalhamento e depende primordialmente da física do universo primitivo, em particular da razão entre as densidades de bárions e fótons. Essa escala física é fortemente calibrada por observações independentes da Nucleossíntese do Big Bang (BBN) [16], o que confere grande poder construtivo às inferências cosmológicas baseadas no CMB.

É importante ressaltar que o CMB não fornece uma medição direta de H_0 : o valor da constante

dependente à região de último espalhamento, em um redshift $z_* \simeq 1100$, quando os fótons se desacoplaram do plasma bariônico durante a recombinação. Desde então, esses fótons propagam-se livremente, preservando um espectro aproximadamente de corpo negro, com temperatura atual $T \simeq 2,7$ K e anisotropias de temperatura da ordem de $\Delta T/T \sim 10^{-5}$, associadas a perturbações primordiais.

de Hubble emerge indiretamente a partir de degenerescências entre parâmetros cosmológicos que afetam simultaneamente $r_s(z_*)$ e $d_A(z_*)$, de modo que sua determinação fica condicionada ao modelo cosmológico adotado e às hipóteses sobre a física do universo primordial, a evolução das perturbações de matéria e a dinâmica cosmológica.

Por outro lado, a distância angular comóvel depende tanto da geometria do universo quanto da história de expansão posterior à recombinação, sendo determinada pela evolução do parâmetro de Hubble, $H(z)$, cuja forma funcional depende exclusivamente do modelo cosmológico adotado e da evolução do conteúdo energético do universo. Assim, ao assumir um modelo cosmológico específico e combinar as restrições observacionais sobre θ_s e r_s provenientes do universo primordial, torna-se possível inferir o valor de H_0 com alta precisão, ainda que de maneira intrinsecamente dependente de modelo.

O problema da tensão de Hubble emerge do fato de que as duas abordagens descritas anteriormente — medições locais diretas e inferências baseadas no universo primordial — produzem resultados estatisticamente incompatíveis. Sob a suposição do modelo cosmológico padrão, o Λ CDM, o valor de H_0 inferido a partir das observações das anisotropias do CMB pelo satélite *Planck* (2018) [17] é significativamente menor do que aquele medido localmente pela colaboração SH0ES. No início da década, essa discrepância ultrapassou o nível de 5σ [3], quando as inferências do universo primordial indicavam [18]

$$H_0 = 67,4 \pm 0,5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (8)$$

consolidando a tensão de Hubble como uma das anomalias mais graves e persistentes da cosmologia moderna.

De forma consistente, análises independentes de dados de outros experimentos de CMB corroboram esse quadro. Em particular, a análise do sexto *data release* do Atacama Cosmology Telescope (ACT-DR6) [19] sugere um valor

$$H_0 = 66,11 \pm 0,79 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (9)$$

obtido de forma independente das observações do satélite *Planck*. A combinação desses dados com medições do WMAP resulta em [20]

$$H_0 = 66,78 \pm 0,68 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (10)$$

reforçando a consistência interna entre diferentes experimentos de CMB no contexto do Λ CDM.

Os dados mais recentes da colaboração SPT-3G [21] fornecem

$$H_0 = 67,24 \pm 0,35 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad (11)$$

reforçando a tendência sistematicamente mais baixa dos valores de H_0 inferidos a partir de observações do universo primordial em comparação com as determinações locais.

Em conjunto com as medições mais precisas baseadas no universo tardio, esses resultados elevam a discrepância entre as inferências indiretas e as medições diretas da constante de Hubble para aproximadamente $7,1\sigma$ [9], evidenciando uma inconsistência profunda e estatisticamente robusta entre as duas abordagens.

Outra sonda importante para a determinação de H_0 são as Oscilações Acústicas de Bárions (do inglês Baryon Acoustic Oscillations, BAO). O fenômeno das BAO teve origem no universo primordial, em um período anterior à recombinação, quando a matéria bariônica e os fótons estavam acoplados em um plasma quente, quase homogêneo e ionizado. Nesse regime, a competição entre a atração gravitacional e a pressão radiativa dos fótons gerava ondas acústicas de densidade que se propagavam no plasma. Com a recombinação e o desacoplamento dos fótons, evento associado à formação da CMB, essas oscilações foram “congeladas” na distribuição da matéria, estabelecendo uma escala característica que pode ser observada estatisticamente na distribuição em larga escala das galáxias e utilizada como uma régua padrão cosmológica.

A distância máxima que essas ondas acústicas puderam percorrer no plasma primordial até a época de arrasto dos bárions, que ocorre após o processo de recombinação — quando os átomos neutros já haviam se formado e os fótons se desacoplaram da matéria — define uma escala característica conhecida como horizonte sonoro na época de arrasto, r_d .⁶ Após esse momento, essa escala característica deixa de ser sustentada pela pressão radiativa e fica impressa (“congelada”) na distribuição da matéria bariônica, passando a evoluir apenas sob a ação da gravitação. Essa

⁶É importante distinguir r_d , definido na época de arrasto dos bárions ($z_d \simeq 1060$), do horizonte sonoro avaliado na superfície de último espalhamento, $r_s(z_*)$.

escala pode então ser utilizada como uma régua padrão cosmológica, permitindo reconstruir a história de expansão do universo.⁷

Um ponto importante a ser destacado é que as medições de BAO impõem restrições apenas sobre distâncias relativas à escala do horizonte sonoro. Isso ocorre porque as quantidades observáveis extraídas dos dados de BAO dependem, de forma geral, do produto $H_0 r_d$, o que introduz uma degenerescência entre esses parâmetros. Consequentemente, para obter determinações independentes de H_0 , é necessário quebrar essa degenerescência. A separação entre H_0 e r_d só pode ser alcançada por meio da incorporação de informações cosmológicas adicionais, além da escala de BAO, ou pela imposição de um prior externo sobre r_d , tipicamente proveniente de observações do CMB ou da nucleossíntese primordial (BBN).

Os resultados mais recentes das medições de BAO do DESI-DR2 [22], combinados com um prior da BBN, fornecem a seguinte restrição:

$$H_0 = 68,51 \pm 0,58 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (12)$$

Trata-se de uma determinação independente do CMB, ligeiramente mais elevada do que o valor preferido pelos dados do satélite Planck e em concordância com resultados anteriores do SDSS. No entanto, essa medida apresenta uma tensão de 5σ em relação ao resultado da colaboração H0DN.

A Figura 1 mostra uma visão global do estado atual das determinações da constante de Hubble. Todas as medições diretas no universo tardio — baseadas em indicadores de distância locais e em abordagens observacionais complementares — convergem de forma robusta e mutuamente consistente para valores de H_0 significativamente mais elevados do que aqueles inferidos a partir de observações que dependem da física do universo primordial e da suposição do modelo cosmológico padrão, o Λ CDM, seja com base exclusivamente em dados do CMB, seja em combinações de BAO com a Nucleossíntese do Big Bang.

Essa discrepância sistemática entre inferências dependentes de modelo no universo primordial

⁷Observacionalmente, as características das BAO podem ser extraídas da função de correlação de dois pontos das galáxias, onde se manifestam como um pico em uma separação característica, ou de forma equivalente no espaço de Fourier, por meio do espectro de potência da matéria, no qual aparecem como uma série de oscilações quase harmônicas.

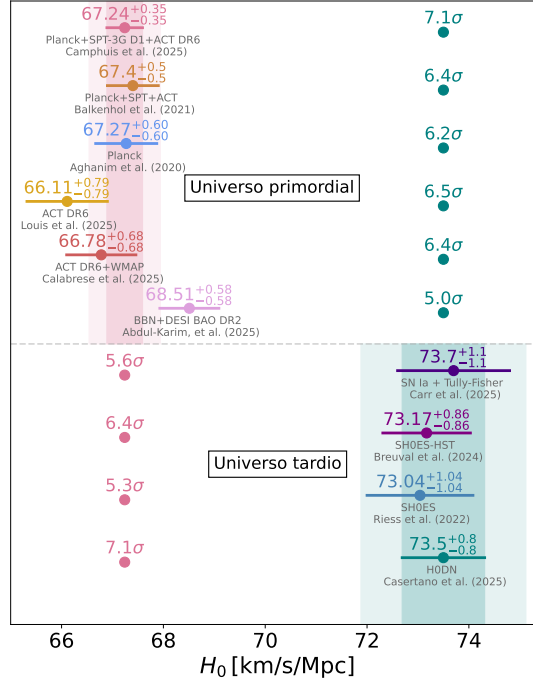


Figura 1: Compilação das restrições mais recentes, ao nível de 68% de confiança, sobre a constante de Hubble H_0 . O painel superior apresenta determinações baseadas na física do universo primordial, enquanto o painel inferior mostra medições do universo tardio. Para cada valor médio exibido, indica-se o grau de tensão em relação à combinação Planck + SPT-3G D1 + ACT DR6, bem como em relação à medida reportada pela colaboração H0DN. No painel inferior, a tensão é quantificada tomando como referência a combinação Planck + SPT-3G D1 + ACT DR6. As regiões sombreadas correspondem aos intervalos de confiança de 1σ e 2σ .

e medições diretas no universo local constitui o cerne da tensão de Hubble, evidenciando o desafio — ainda em aberto — de reconciliar essas diferentes sondas observacionais no âmbito do modelo padrão da cosmologia ou, alternativamente, por meio de extensões que introduzam nova física.

3 A tensão em S_8

Como definido na introdução, a amplitude das flutuações de densidade em grandes escalas é comumente caracterizada pelo parâmetro

$$S_8 \equiv \sigma_8 \sqrt{\Omega_m/0,3}, \quad (13)$$

Esse é um parâmetro fundamental nos estudos de formação de estruturas, pois combina de forma direta a normalização do crescimento das perturbações com o conteúdo de matéria do universo. Nos últimos anos, discrepâncias entre valores de S_8 inferidos a partir de diferentes sondas astronômicas têm motivado a chamada *tensão em S_8* . Nesta seção, revisamos o seu estado atual, apresentando medições recentes de S_8 organizadas por

técnica observacional e priorizando os resultados mais atualizados disponíveis.

3.1 Medições de S_8 a partir do CMB

O padrão-ouro para as medições de S_8 a partir do CMB permanece sendo a análise final da missão *Planck*, publicada em 2018 [17]. Essa análise combina de forma consistente diferentes observáveis do CMB, incluindo os espectros de potência de temperatura (TT), polarização (EE), correlação cruzada temperatura-polarização (TE), bem como a reconstrução do *lensing* ($\phi\phi$). A inclusão simultânea dessas informações permite um controle rigoroso de degenerescências⁸ entre parâmetros cosmológicos e resulta em restrições robustas sobre a amplitude das flutuações primordiais e o conteúdo de matéria do universo.

A análise dos espectros primários de tempera-

⁸Degenerescências surgem quando diferentes parâmetros produzem efeitos físicos praticamente indistinguíveis nos dados, dificultando a determinação independente de seus valores reais.

tura e polarização (TT, TE, EE⁹) no contexto do modelo Λ CDM fornece [17]

$$S_8 = 0,834 \pm 0,016, \quad (14)$$

um valor que se tornou a principal referência para estudos subsequentes. A inclusão adicional da reconstrução de *lensing* ($\phi\phi$) reduz as incertezas estatísticas, mas não induzir nenhum deslocamento significativo no valor central, resultando em $S_8 = 0,832 \pm 0,013$.

A robustez dessa inferência é ainda corroborada por uma reanálise independente dos mesmos dados do *Planck*, conhecida como *PR4* ou *NPIPE* [23], que emprega pipelines aprimorados de calibração, tratamento de ruído e remoção de sistemáticos. Considerando novamente apenas os espectros TT, TE e EE, essa reanálise encontra

$$S_8 = 0,827 \pm 0,013, \quad (15)$$

confirmando a estabilidade interna das determinações de S_8 baseadas exclusivamente no CMB.

Nos últimos anos, experimentos terrestres de alta resolução angular, como o *Atacama Cosmology Telescope* (ACT) e o *South Pole Telescope* (SPT), passaram a desempenhar um papel fundamental com restrições independentes das medições do *Planck*. A principal vantagem desses experimentos reside na sua capacidade de mapear a CMB em escalas angulares muito pequenas, correspondentes a altos multipolos ℓ . Além disso, essas observações fornecem medições precisas do espectro de potência $\phi\phi$, que é diretamente sensível ao crescimento das estruturas ao longo do tempo cósmico. As análises mais recentes do ACT (TT, EE, TE, $\phi\phi$) e do SPT (EE, $\phi\phi$) produzem valores de S_8 compatíveis com os obtidos pelo *Planck* dentro das incertezas estatísticas, sendo eles respectivamente $S_8 = 0,855 \pm 0,018$ e $S_8 = 0,850 \pm 0,017$ [24].

É importante enfatizar que todas as determinações de S_8 citadas acima são intrinsecamente dependentes da hipótese de um modelo cosmológico subjacente, o Λ CDM. Como o CMB observa o universo em um regime primordial, a amplitude das flutuações de matéria em baixos *redshifts* não é medida diretamente, mas inferida por meio da evolução das perturbações iniciais ao longo

da história cósmica. Essa extrapolação é realizada utilizando as equações de crescimento linear, cuja forma depende explicitamente do conteúdo de matéria, da energia escura e da geometria do universo. De forma esquemática, esse processo pode ser representado como

$$A_s \xrightarrow[\text{evolução linear}]{\Lambda\text{CDM}} \sigma_8(z=0), \quad (16)$$

onde A_s denota a amplitude primordial do espectro de potência escalar.

Em linhas gerais, a normalização da estrutura em grandes escalas depende de forma aproximada dos parâmetros cosmológicos fundamentais, seguindo a aproximação

$$\sigma_8 \propto A_s^{1/2} \left(\frac{\Omega_m}{0,3} \right)^{0,5} \left(\frac{h}{0,7} \right)^{1,0} D(z), \quad (17)$$

onde os expoentes indicam dependências aproximadas no contexto do modelo Λ CDM, e $D(z)$ é o fator de crescimento linear normalizado.

Apesar da dependência explícita de modelo, a alta precisão das medições e a robustez dos experimentos de CMB fazem desse conjunto de dados um dos pilares em termos de cosmologia observacional. Estabelecendo assim um ponto de referência fundamental para comparações com sondas independentes em baixos *redshifts*, como o lenteamento fraco e a distribuição de galáxias que discutiremos nas próximas subseções.

3.2 Medições de S_8 a partir de RSD e E_G

As distorções no espaço de *redshifts* (RSD, do inglês *redshift-space distortions*) permitem sondar o crescimento de estruturas a partir de mapas de distribuição de galáxias obtidos em grandes levantamentos, como DESI e BOSS, por exemplo. Na prática, esses mapas são construídos utilizando o redshift observado como estimador de distância. Esse redshift, contudo, não codifica apenas a expansão cosmológica, mas também inclui a contribuição das velocidades peculiares das galáxias ao longo da linha de visada [25]. O mesmo princípio e a mesma linha de raciocínio podem ser aplicados a quaisquer outros traçadores cósmicos. Neste trabalho, adotamos o traçador de galáxias como exemplo ao longo do texto.

Formalmente, o redshift observado pode ser escrito como

$$1 + z_{\text{obs}} = \frac{1}{a_{\text{em}}} (1 + u_{\parallel}), \quad (18)$$

⁹Considere aqui as medições EE como: EE+lowE

onde a_{em} é o fator de escala no instante de emissão da luz e $u_{\parallel} \equiv \mathbf{u}_g \cdot \hat{\mathbf{n}}$ denota a componente da velocidade peculiar da galáxia ao longo da linha de visada (em unidades de c). O fator $1/a_{\text{em}}$ corresponde ao redshift puramente cosmológico, enquanto o termo proporcional a $u_{\parallel}$ descreve o deslocamento Doppler em ordem linear [26]. Essa contribuição adicional desloca sistematicamente as posições aparentes das galáxias na direção radial, distorcendo a distribuição no espaço de redshift e introduzindo anisotropias no espectro de potência ou na função de correlação, cuja amplitude é sensível à taxa de crescimento das perturbações.

O principal observável extraído das RSD é o parâmetro $f(z)\sigma_8(z)$, que combina a taxa de crescimento linear das estruturas com a amplitude das flutuações de matéria. Medidas desse observável em diferentes *redshifts* permitem inferir σ_8 e, conseqüentemente, impor restrições sobre S_8 de forma amplamente independente das inferências baseadas no CMB.

De forma complementar, outro observável relevante em baixos valores de z é o $E_G(k, z)$ [27], que combina informações de lenteamento fraco e da distribuição de galáxias. Ele é construído a partir da correlação entre o campo de lenteamento, sensível ao potencial gravitacional total, e a densidade de galáxias, que traça a distribuição de matéria. Essa combinação é projetada para minimizar a dependência do viés de galáxias, tornando o $E_G(k, z)$ particularmente sensível à relação entre o crescimento das estruturas e o conteúdo material do universo. Como resultado, medições de $E_G(k, z)$ fornecem restrições conjuntas sobre σ_8 e Ω_m , permitindo inferir S_8 de forma amplamente independente das extrapolações baseadas no CMB [28].

Análises conjuntas baseadas em RSD e no observável $E_G(k, z)$ tendem a preferir valores mais baixos de S_8 quando comparadas às inferências baseadas no CMB. Em particular, como mostrado em [28] encontrou, para a combinação RSD+ E_G ,

$$S_8 = 0,710 \pm 0,029, \quad (19)$$

o que corresponde a uma tensão de aproximadamente 4σ em relação às medições de S_8 derivadas do CMB discutidas na subseção 3.1. Quando apenas dados de RSD são considerados, essa dis-

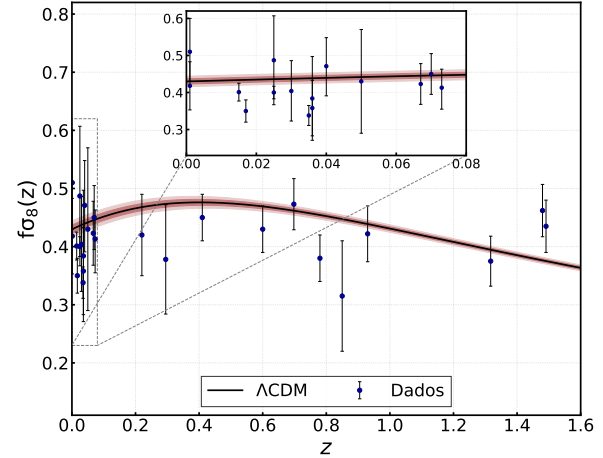


Figura 2: A taxa de crescimento $f\sigma_8$ em função do redshift z . A curva preta e as regiões de confiança em vermelho representam a previsão teórica para ΛCDM calibrada pelo *Planck*. Os pontos azuis correspondem à compilação observacional mais recente [31].

crepância é reduzida, resultando em

$$S_8 = 0,739^{+0,036}_{-0,040}, \quad (20)$$

correspondendo a uma evidência de tensão no nível de $2,3\sigma$. Resultados semelhantes para S_8 , obtidos em diferentes contextos, podem ser encontrados em [29, 30], por exemplo.

A nível de RSD comparações diretas das medições de $f\sigma_8$ são comuns na literatura e fornecem um teste limpo da consistência do crescimento de estruturas entre inferências baseadas no CMB e observações em baixos *redshifts*. No modelo ΛCDM ajustado aos dados do *Planck* 2018, a evolução prevista do crescimento linear resulta em valores típicos de $f\sigma_8 \simeq 0,44$ em baixos *redshifts* [17]. Medições recentes do DESI DR1 [31] encontraram $f\sigma_8(z \simeq 0,07) = 0,4497 \pm 0,0548$, compatível, dentro das incertezas estatísticas, com as previsões do *Planck*.

Mas o compilado de dados $f\sigma_8$ em diferentes *redshifts* é mais diverso que isso. A figura 2 expõe as medidas dos principais dados recentes desse observável, considerando uma gama de diferentes levantamentos. No gráfico, aparece o *best-fit* *Planck* para o modelo ΛCDM (em preto), bem como as regiões de 1σ e 2σ em vermelho claro e escuro respectivamente. Os pontos de dados são expostos em azul-escuro.¹⁰

¹⁰Para informações detalhadas sobre a compilação completa do dados encaminhamos o leitor a [31].

Como pode ser observado, nem todas as medições de $f\sigma_8$ são compatíveis com as previsões derivadas da cosmologia Λ CDM calibrada pelo *Planck*. Essa discrepância recente tem motivado estudos do chamado índice de crescimento (γ), usualmente definido por meio da parametrização $f(z) = \Omega_m(z)^\gamma$. No contexto da relatividade geral e da cosmologia Λ CDM, o valor esperado é $\gamma \simeq 0,55$, correspondente à curva preta exibida na Fig. 2. No entanto, compilações observacionais recentes indicam que valores distintos de γ podem ser necessários para acomodar simultaneamente os diferentes conjuntos de dados disponíveis. A investigação dessas possíveis variações constitui atualmente um tópico ativo de pesquisa. Como uma discussão detalhada desse tema foge ao escopo da presente revisão, encaminhamos os leitores interessados para [32, 33].

Em [34], foi empregada a regressão por Processos Gaussianos, isto é, sem a necessidade de assumir um modelo cosmológico específico para o ajuste estatístico, para reconstruir a evolução de $S_8(z)$ e do índice de crescimento $\gamma(z)$ a partir de medições independentes de $f(z)$ e de $f\sigma_8(z)$. Nesse contexto, foram obtidos $S_8(z=0) = 0,732 \pm 0,115$ e $\gamma(z=0) = 0,465 \pm 0,140$. Embora as barras de erro sejam relativamente amplas, tais inferências apresentam dependência mínima de um modelo cosmológico específico.

3.3 Medições de S_8 por *cosmic shear*

O *cosmic shear* é uma das sondas mais poderosas do crescimento das estruturas em baixos *redshifts*. Ele corresponde a pequenas distorções nas formas aparentes de galáxias distantes, causadas pela distribuição de matéria ao longo da linha de visada. Como esse efeito é muito fraco para galáxias individuais, sua detecção exige a análise estatística das correlações entre as formas de um grande número de galáxias. Ao dividir as galáxias em diferentes bins de *redshift*, a análise tomográfica permite acompanhar a evolução do crescimento das estruturas ao longo do tempo, tornando o *cosmic shear* particularmente sensível ao parâmetro S_8 [35].

Do ponto de vista observacional, análises de *cosmic shear* exigem medições precisas das formas das galáxias e uma boa caracterização das distribuições de *redshift* das fontes. As estatís-

ticas mais utilizadas são as funções de correlação de dois pontos, no espaço real, e os espectros de potência angulares, no espaço de Fourier [35]. Ambas correspondem a projeções ao longo da linha de visada do espectro de potência da matéria e, portanto, são sensíveis à distribuição integrada de matéria e a efeitos não lineares em baixos *redshifts*. Como essas análises envolvem escalas não lineares, inferências cosmológicas a partir de *cosmic shear* requerem uma modelagem cuidadosa de efeitos sistemáticos, em particular dos alinhamentos intrínsecos de galáxias e do *feedback* bariônico.

As medições mais precisas de S_8 a partir de *cosmic shear* até o momento vem dos chamados levantamentos de terceira geração, entre eles estão o *Dark Energy Survey* (DES), o *Kilo-Degree Survey* (KiDS) e o *Hyper Suprime-Cam* (HSC). Em análises no espaço de Fourier, quantificadas pelos espectros de potência angular (C_ℓ), os três levantamentos apresentaram uma consistência notável entre si, favorecendo valores de S_8 inferiores aos do *Planck*. O HSC Y3 reporta $S_8 = 0,776^{+0,032}_{-0,033}$ [36], em excelente concordância com o DES Y3, que obtém $S_8 = 0,784 \pm 0,026$ [37], e com o KiDS-1000, que encontra $S_8 = 0,754^{+0,027}_{-0,029}$ [38].

Esta tendência de valores baixos persiste nas análises no espaço real utilizando as funções de correlação ($\xi_\pm$). Para esta estatística, o HSC Y3 infere $S_8 = 0,769^{+0,031}_{-0,034}$ [39], seguido por resultados consistentes do DES Y3, com $S_8 = 0,759^{+0,025}_{-0,023}$ [40], e do KiDS-1000, que apresenta $S_8 = 0,759^{+0,024}_{-0,021}$ [41].

As análises de $3 \times 2pt$, que combinam o *cosmic shear* com o agrupamento de galáxias e o lenteamento galáxia-galáxia, seguem a mesma tendência de valores menores que os inferidos por *Planck*. Sendo eles para o HSC Y3 [42], DES Y3 [43] e KiDS-1000 [44] respectivamente:

$$S_8 = 0,763^{+0,040}_{-0,036},$$

$$S_8 = 0,776 \pm 0,017,$$

$$S_8 = 0,766^{+0,020}_{-0,014}.$$

Além das estatísticas padrão de dois pontos e das análises conjuntas de $3 \times 2pt$, têm sido exploradas abordagens alternativas com o objetivo de extrair informação cosmológica adicional dos dados de *cosmic shear* e, ao mesmo tempo, mitigar degenerescências entre parâmetros cosmo-

lógicos e sistemáticos. Um exemplo particularmente relevante são as estatísticas conhecidas como *Complete Orthogonal Sets of E-/B-mode Integrals* (COSEBIs) [45].

De forma intuitiva, as COSEBIs correspondem a combinações lineares específicas das funções de correlação $\xi_{\pm}(\theta)$, construídas de modo a separar os modos do tipo E (de origem gravitacional) dos modos do tipo B (tipicamente associados a sistemáticos). Aplicando essa metodologia aos dados do KiDS-Legacy [45], análises recentes baseadas em COSEBIs obtiveram a restrição

$$S_8 = 0,815^{+0,016}_{-0,021}, \quad (21)$$

um valor plenamente consistente com as inferências do CMB provenientes do *Planck*, ao nível de 1σ .

Em suma, embora a maioria das medições de *cosmic shear* aponte para $S_8 \approx 0,77$, a dispersão observada nas análises estendidas (especificamente KiDS-Legacy) demonstra que a robustez da tensão de S_8 ainda é dependente das escolhas metodológicas e da combinação específica de sondas utilizada.

3.4 Medições de S_8 a partir de *full-shape clustering* e correlações cruzadas

As análises de *full-shape clustering*, às quais nos referiremos ao longo desta seção como FS, utilizam a forma completa das estatísticas de *clustering* em grandes escalas, tipicamente a partir de multipolos do espectro de potência $P_{\ell}(k)$ ou da função de correlação $\xi_{\ell}(s)$. Ao contrario de abordagens mais pontuais, como RSD ou $E_G(k, z)$ (já abordados em 3.2), o tratamento de forma completa permite explorar simultaneamente dependências de escala, anisotropias induzidas por RSD, efeitos geométricos cosmológicos (como o Alcock-Paczyński), além de contribuições provenientes do regime levemente não linear.

Atualmente, o estado da arte dessas análises baseia-se em esquemas de modelagem fundamentados na teoria efetiva de campos da estrutura em larga escala (do inglês *Effective Field Theory of Large-Scale Structure*, EFTofLSS) [46] ou, alternativamente, em modelos fenomenológicos calibrados a partir de simulações numéricas, como modelo de halos (ver [47] para uma breve revisão). Ambas as abordagens possibilitam a inclusão controlada de escalas quase não lineares, mantendo a

consistência teórica da modelagem, e resultando em um riquíssimo poder estatístico das medições cosmológicas.

Adicionalmente, um outro tratamento que se destaca pela elevada capacidade de restrição de parâmetros cosmológicos é o das correlações cruzadas (CC). Essas correlações são estabelecidas entre diferentes sondas de grandes escalas. Do ponto de vista metodológico, as CC conectam diretamente observáveis sensíveis ao campo total de matéria a traçadores luminosos sujeitos a viés, reduzindo de forma significativa as degenerescências presentes em análises de *clustering* consideradas isoladamente. Por exemplo, o *cosmic shear*, conforme discutido acima, constitui uma importante sonda observacional nesse sentido.

Nos últimos anos, diversas análises baseadas em FS e/ou CC têm produzido medições cada vez mais precisas de S_8 . No contexto de levantamentos espectroscópicos, aplicações de FS aos dados do BOSS e eBOSS revelam uma dependência significativa dos resultados em relação ao conjunto de observáveis e à modelagem adotada. Ao empregar *priors* informados por simulações nos dados BOSS, [48] obtém um valor baixo de:

$$S_8 = 0,679^{+0,031}_{-0,035}, \quad (22)$$

o que intensifica a tensão com as inferências do CMB. A inclusão de estatísticas de ordem superior tende a elevar essa estimativa, embora os valores permaneçam abaixo daqueles preferidos pelo *Planck*. Um exemplo é a análise que incorpora o *bispectrum* do BOSS, resultando em $S_8 = 0,77 \pm 0,04$ [49]. Resultados adicionais são obtidos ao considerar separadamente quasares do eBOSS, com $S_8 = 0,918^{+0,089}_{-0,123}$, e galáxias do BOSS, com $S_8 = 0,761^{+0,040}_{-0,046}$. A combinação eBOSS+BOSS conduz a um valor intermediário, $S_8 = 0,785^{+0,037}_{-0,040}$ [50].

Análises recentes do DESI exibem um padrão semelhante. A partir dos multipolos do espectro de potência P_{ℓ} , encontra-se $S_8 = 0,787^{+0,036}_{-0,036}$. A inclusão adicional do monopolo do *bispectrum* produz um resultado:

$$S_8 = 0,789^{+0,032}_{-0,035}. \quad (23)$$

Quando informações geométricas de BAO do próprio DESI são incorporadas à análise de FS,

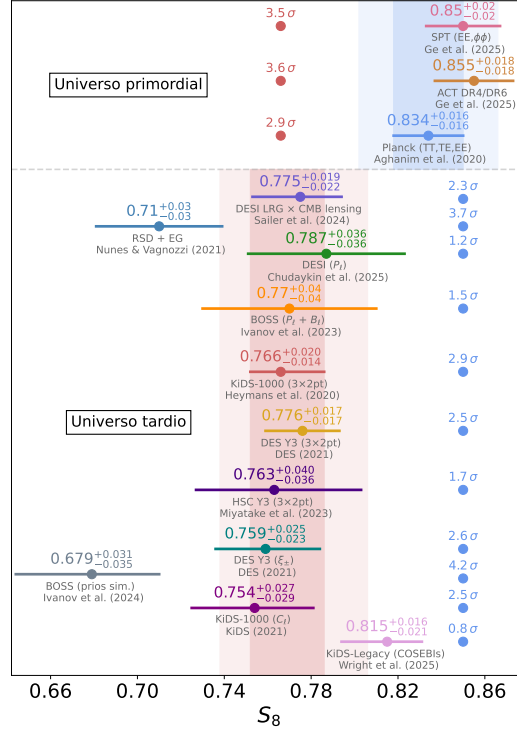


Figura 3: Compilação das estimativas recentes do parâmetro S_8 . O painel superior apresenta resultados baseados em sondas do universo primordial, enquanto o painel inferior exhibe medições do universo tardio. Para cada valor médio exibido, indica-se o grau de tensão em relação à Planck (TT, TE, EE), bem como em relação à medida reportada pela colaboração KiDS-1000 ($3 \times 2pt$). As regiões sombreadas correspondem aos intervalos de confiança de 1σ e 2σ .

o valor inferido aumenta para $S_8 = 0,813^{+0,031}_{-0,031}$. Esse deslocamento aproxima os resultados das previsões do CMB e reduz a significância da tensão.

Análises baseadas em CC fornecem uma perspectiva complementar. A correlação feita por [51] entre galáxias vermelhas luminosas do DESI e mapas de lente do CMB resulta em $S_8 = 0,765 \pm 0,023$ quando combinada com dados do Planck, e em $S_8 = 0,790^{+0,024}_{-0,027}$ ao utilizar dados do ACT. A análise conjunta Planck+ACT conduz a

$$S_8 = 0,775^{+0,019}_{-0,022}. \quad (24)$$

Em contraste, utilizando a EFTofLSS ao nível de 1-loop, o trabalho de Ref. [52] analisou os dados $3 \times 2pt$ do DES Y3 por meio das funções de correlação angulares projetadas, encontrando $S_8 = 0,833 \pm 0,032$, em excelente concordância com as inferências do CMB.

Em conjunto, essas medições indicam que análises baseadas em FS e CC frequentemente favorecem valores de S_8 inferiores aos inferidos a partir do CMB, embora com significância moderada e sensível às escolhas metodológicas (ver Figura 3).

A inclusão de estatísticas de ordem superior, informações geométricas e combinações amplas de observáveis tende a elevar os valores inferidos e a reduzir a tensão.

4 Algumas outras anomalias e tensões adicionais

Embora as tensões em H_0 e S_8 sejam atualmente as mais discutidas na literatura, outros indícios de discrepâncias e possíveis anomalias têm sido identificados com o aumento da precisão dos dados observacionais. Ainda que individualmente modestas, essas evidências podem, em conjunto, apontar limitações do modelo cosmológico padrão ou sugerir a necessidade de extensões além do Λ CDM. A seguir, discutimos brevemente alguns desses casos.

Fortes evidências para uma transição fantasma. Um dos resultados recentes mais relevantes refere-se às evidências sugestivas de uma energia escura dinâmica a partir dos dados do de BAO do levantamento DESI [22]. Análises

conjuntas, apresentaram preferência consistente por uma equação de estado da energia escura com evolução temporal, $w(z)$, em contraste com o cenário de constante cosmológica ($w = -1$). Foram consideradas diferentes combinações de observáveis baseadas em BAO, e todas elas favoreceram cenários com equação de estado dinâmica. A significância estatística dessa preferência varia conforme o conjunto de dados utilizado, desde aproximadamente $1,7\sigma$ quando apenas medidas de BAO são consideradas, até combinações mais abrangentes envolvendo BAO, CMB e supernovas, sendo que a combinação DESI+CMB+DES-Y5 chega a uma tensão ao nível de $4,2\sigma$. Um outor comportamento adicional reportado em [22] é a presença de uma transição do tipo fantasma, na qual a equação de estado cruza o limite $w = -1$, alterando qualitativamente a dinâmica da expansão cósmica. Estudos recentes têm explorado parametrizações capazes de capturar de forma consistente essa possível transição. Em particular, [53] encontraram evidências ao nível de $5,1\sigma$ para uma transição fantasma utilizando combinações de dados de BAO, CMB e supernovas do tipo Ia. Resultados compatíveis também foram obtidos em análises independentes do CMB, baseadas em observáveis de *full-shape* do agrupamento de galáxias, as quais identificam a mesma tendência física para o setor escuro $w = -1$ [54].

Tensão em $\text{Ly}\alpha$. Outra tensão recente, amplamente discutida na literatura, está associada às medições da floresta de Lyman- α ($\text{Ly}\alpha$), que sondam o espectro de potência da matéria linear, $P(k, z)$, em altos *redshifts* e pequenas escalas. As restrições mais precisas provêm do espectro de 1D obtido pelo SDSS-IV/eBOSS, medido no intervalo $0,1-1, h, \text{Mpc}^{-1}$ e em $z \simeq 2,5-3$ [55]. No contexto do modelo ΛCDM , encontra-se uma discrepância de até $4,9\sigma$ em relação às previsões inferidas do CMB, quando comparadas às medições de $\text{Ly}\alpha$ do eBOSS nas mesmas escalas [56]. Reanálises posteriores [57] indicam a presença de tensões internas entre diferentes bins de redshift e associam a discrepância principalmente à amplitude do crescimento das estruturas, em linha com a tensão observada no parâmetro S_8 . Resultados consistentes também são encontrados em dados de alta resolução, com tensões ao

nível de $\sim 2\sigma$ [58], embora incertezas observacionais e astrofísicas ainda permaneçam relevantes.

Tensão no dipolo cósmico. Adicionalmente, tem-se discutido uma possível tensão relacionada ao dipolo cosmológico [59]. Observações do dipolo do CMB são tradicionalmente interpretadas como resultado do movimento peculiar do observador em relação ao referencial cosmológico. No entanto, medições independentes do dipolo em distribuições de galáxias, rádio-fontes e quasares sugerem amplitudes ou direções potencialmente inconsistentes com essa interpretação puramente cinemática. Em particular, sob a interpretação cinemática, observa-se uma tensão severa acima de 5σ entre os dados do *Planck* e o catálogo CatWISE [60]. Nessa mesma linha, outras anomalias no CMB em grandes ângulos, fluxos peculiares dipolares de galáxias, variações espaciais da constante de estrutura fina podem indicar uma quebra não trivial do princípio cosmológico em escalas de Hubble [61].

Diagrama de Hubble com Quasares e AGN. Outra questão em debate refere-se ao uso de quasares e núcleos ativos de galáxias (AGN) como velas padrão ou réguas cosmológicas no diagrama de Hubble. Relações empíricas entre as luminosidades ultravioleta e em raios X desses objetos permitem estender o diagrama de Hubble a *redshifts* significativamente mais elevados do que aqueles acessíveis por supernovas do tipo Ia. Utilizando essa abordagem, o estudo [62] encontrou uma discrepância ao nível de aproximadamente 4σ em relação às previsões do modelo ΛCDM , além de indicar preferência por um comportamento dinâmico da energia escura. Outro exemplo recente, utilizando curvas de luz de quase 7000 AGNs para construir um diagrama de Hubble até $z \sim 3,5$, encontra-se evidência estatística forte para uma $w(z)$ energia escura evolutiva, em até $\sim 4-5\sigma$ [63]. Várias outras análises semelhantes podem ser encontradas na literatura.

Em [1], o leitor encontra discussões sobre outras tensões de menor significância estatística, amplamente debatidas em anos anteriores.

5 Implicações para física além do Modelo Padrão

Todas as tensões e anomalias abordadas até aqui nos levam a explorar caminhos para mitigá-las e/ou resolvê-las. Dentro das possibilidades, tem sido proposto na literatura diversos modelos alternativos além do padrão. De forma geral, do ponto de vista de uma nova física, as propostas podem ser classificadas em dois grandes grupos: soluções de *early time* e de *late time*.

As soluções de *early time* modificam a física cosmológica antes ou em torno da recombinação, afetando diretamente as inferências cosmológicas baseadas no CMB. Em particular, esses cenários alteram a taxa de expansão primordial e o tamanho do horizonte sonoro na recombinação, $r_s(z_*)$, impactando parâmetros fundamentais como a densidade física de matéria bariônica $\omega_b \equiv \Omega_b h^2$, a densidade de matéria escura fria $\omega_c \equiv \Omega_c h^2$ e o número efetivo de espécies relativísticas N_{eff} . Exemplos relevantes incluem modelos com energia escura primordial, frequentemente parametrizada por uma fração constante Ω_{ede} ativa em $z \gtrsim 10^3$, campos escalares adicionais com dinâmicas não triviais, ou a introdução de novas espécies relativísticas, que aumentam N_{eff} e aceleram a expansão no universo primordial. Essas modificações reduzem o horizonte sonoro e permitem inferir valores maiores da constante de Hubble H_0 a partir do CMB, oferecendo um possível caminho para aliviar a tensão em H_0 , embora frequentemente à custa de tensões adicionais em observáveis de estrutura em grande escala e na formação de estruturas, com S_8 . Classes gerais desses modelos e referências relevantes são apresentadas em [1].

As soluções de *late time* introduzem modificações predominantemente em baixos *redshifts*, afetando a história de expansão recente e a dinâmica do crescimento das estruturas. Esses cenários alteram diretamente a taxa de crescimento linear $f(z) = d \ln D / d \ln a$, o fator de crescimento $D(z)$ e parâmetros derivados como S_8 , frequentemente associados a tensões entre sondas do universo tardio e inferências baseadas no CMB. Nessa classe enquadram-se modelos de energia escura dinâmica, caracterizados por uma equação de estado dependente do tempo $w(z)$, interações no setor escuro que modificam a conservação separada de

matéria escura e energia escura, extensões da gravidade em grandes escalas que alteram a relação entre potenciais métricos e densidade de matéria, bem como cenários com neutrinos massivos ou novos graus de liberdade, parametrizados por $\sum m_\nu$ ou N_{eff} , que suprimem o crescimento de estruturas em pequenas escalas.

No contexto de soluções de *late time*, o impacto sobre a constante de Hubble H_0 é tipicamente limitado, uma vez que as inferências de H_0 a partir do CMB são primordialmente determinadas pela física do universo inicial. Modificações na expansão tardia, como uma equação de estado dinâmica da energia escura $w(z)$, interações no setor escuro ou extensões da gravidade em grandes escalas, podem ajustar a história de expansão em baixos *redshifts* e melhorar a consistência entre sondas do universo local, mas raramente produzem deslocamentos significativos em H_0 quando combinadas com dados do CMB. Quando tratados e analisados de maneira fisicamente e estatisticamente consistente, existem casos específicos que, em princípio, podem aliviar a tensão em H_0 , como modelos com interações no setor escuro e cenários envolvendo transições AdS–dS. Classes gerais desses modelos, bem como referências relevantes, são apresentadas em [1].

6 Conclusão e perspectivas futuras

Ao longo da última década, as chamadas tensões cosmológicas consolidaram-se como um dos principais desafios ao modelo de concordância Λ CDM. Além de questões de consistência interna e da presença de anomalias persistentes, o acúmulo de discrepâncias observacionais sugere que o paradigma cosmológico padrão pode estar sendo testado em seus limites. Embora seja natural que um modelo fenomenológico apresente tensões à medida que a precisão dos dados aumenta, a extensão e a persistência dessas discrepâncias levantam a possibilidade de que um novo modelo de concordância venha a ser necessário.

Nesse contexto, a tensão associada à constante de Hubble ocupa posição central na cosmologia contemporânea. Sua significância estatística sustentada ao longo do tempo faz dela um teste crítico tanto da robustez do Λ CDM quanto da capacidade da comunidade cosmológica em reconci-

liar medições locais, em baixos *redshifts*, com inferências globais oriundas do universo primordial. Enquanto estas últimas dependem fortemente do modelo cosmológico adotado, as primeiras estão sujeitas a sistemáticas astrofísicas que, ao que tudo indica, dificilmente explicam por completo a magnitude da discrepância observada. Assim, a tensão em H_0 constitui um teste abrangente de modelos cosmológicos, desde o universo primordial até a época atual.

Um desafio intimamente relacionado é a chamada tensão em S_8 , servindo como um eficiente traçador do crescimento das estruturas. De maneira análoga ao caso de H_0 , observa-se uma discrepância estatisticamente significativa entre os valores de S_8 inferidos a partir de anisotropias primárias do CMB e aqueles obtidos por sondagens em baixos *redshifts*, como *weak lensing*, aglomerados de galáxias, agrupamento de galáxias e distorções em espaço de redshift. O parâmetro S_8 está ainda fortemente conectado a outras quantidades associadas ao crescimento de estruturas, como $f\sigma_8$, a taxa de crescimento e o índice de crescimento. Enquanto medições baseadas no CMB apresentam valores elevados e notavelmente estáveis de S_8 , análises independentes em baixos *redshifts* tendem a favorecer valores sistematicamente menores.

Consideradas em conjunto, as tensões em H_0 e S_8 impõem um teste particularmente severo ao modelo Λ CDM e a extensões do mesmo, colocando em xeque sua capacidade de descrever de forma consistente as observações atuais. Além dessas tensões amplamente discutidas, outras anomalias têm emergido do confronto entre previsões teóricas e dados observacionais, reforçando a necessidade de análises críticas e abordagens complementares.

O futuro da cosmologia observacional é, no entanto, extremamente promissor. Nos próximos anos, uma nova geração de experimentos do CMB, como o LiteBIRD [64] e o CMB-S4 [65], irá refinar de forma significativa as medições das anisotropias e poderá detectar ondas gravitacionais primordiais, fornecendo informações fundamentais sobre a física do universo primordial. Em paralelo, levantamentos de grande escala conduzidos por missões como *Euclid* [66], o *Roman Space Telescope* [67] e o Observatório Vera C. Rubin permitirão mapear a evolução das estruturas

cósmicas e investigar a natureza da energia escura com precisão sem precedentes. Estudos de *weak lensing*, RSD e análises de agrupamento serão complementados por experimentos de mapeamento de intensidade em 21 cm, realizados por projetos como SKA [68] e CHIME [69], abrindo uma nova janela observacional para o universo primordial.

Além das sondagens eletromagnéticas, a próxima geração de observatórios de ondas gravitacionais — incluindo a rede LIGO–Virgo–KAGRA, o *Einstein Telescope* [70], o *Cosmic Explorer* [71] e a missão espacial *LISA* [72], oferecerá acesso direto à radiação gravitacional, com potencial para impor restrições inéditas à expansão cósmica e à física do universo primordial. Em particular, medições por meio de "sirenas padrão" representam uma via independente e promissora para investigar a tensão em H_0 . Simultaneamente, avanços na escada de distâncias cósmicas, impulsionados por instrumentos como o JWST e o ELT, deverão aprimorar ainda mais as medições locais da constante de Hubble.

Em última instância, a resolução das tensões cosmológicas exigirá uma abordagem sinérgica, combinando precisão observacional, inovação computacional e criatividade teórica. À medida que a cosmologia ingressa em uma era dominada por grandes volumes de dados e medições de alta precisão, a próxima década será decisiva, seja para consolidar o paradigma Λ CDM, seja para revelar nova física capaz de reformular nosso entendimento da evolução do universo.

Sobre os autores

Emanuelly Silva (emanuely.santos@ufrgs.br) é doutoranda em Física pela UFRGS. Possui mestrado em Física pela mesma instituição e bacharelado em Física pela UFS. Atualmente pesquisa combinando abordagens teóricas, observacionais e computacionais, com ênfase na modelagem do espectro de potência da matéria em escalas não lineares. Além disso, estuda tensões cosmológicas, como H_0 e S_8 , e modelos alternativos de energia escura, trabalhando com dados observacionais recentes, como os do DESI.

Miguel A. Sabogal (miguelsabogalgarcia@gmail.com) é doutorando em Física pela

Universidade de Trento, na Itália. Obteve o título de mestre em Física pela UFRGS. Sua pesquisa concentra-se na modelagem teórico-computacional da formação de estruturas em grande escala, em tensões cosmológicas, inferência bayesiana e métodos de aprendizado de máquina.

Rafael C. Nunes (rafadcnunes@gmail.com) é Professor Adjunto no Instituto de Física, Departamento de Astronomia da UFRGS. Atualmente, desenvolve pesquisas em diferentes áreas da Cosmologia e da Gravitação, com ênfase em modelagem teórico-computacional e observacional.

Referências

- [1] E. Di Valentino et al., *The CosmoVerse White Paper: Addressing observational tensions in cosmology with systematics and fundamental physics*, *Phys. Dark Univ.* **49**, 101965 (2025). [ArXiv:2504.01669](#).
- [2] L. Perivolaropoulos e F. Skara, *Challenges for Λ CDM: An update*, *New Astron. Rev.* **95**, 101659 (2022). [ArXiv:2105.05208](#).
- [3] 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*, *Astrophys. J. Lett.* **934**(1), L7 (2022). [ArXiv:2112.04510](#).
- [4] L. Breuval et al., *Small Magellanic Cloud Cepheids Observed with the Hubble Space Telescope Provide a New Anchor for the SH0ES Distance Ladder*, *Astrophys. J.* **973**(1), 30 (2024). [ArXiv:2404.08038](#).
- [5] A. G. Riess et al., *JWST Validates HST Distance Measurements: Selection of Supernova Subsample Explains Differences in JWST Estimates of Local H_0* , *Astrophys. J.* **977**(1), 120 (2024). [ArXiv:2408.11770](#).
- [6] G. S. Anand et al., *Tip of the Red Giant Branch Distances with JWST: An Absolute Calibration in NGC 4258 and First Applications to Type Ia Supernova Hosts*, *Astrophys. J.* **966**(1), 89 (2024). [ArXiv:2401.04776](#).
- [7] S. Li et al., *Reconnaissance with JWST of the J-region Asymptotic Giant Branch in Distance Ladder Galaxies*, *Astrophys. J.* **966**(1), 20 (2024). [ArXiv:2401.04777](#).
- [8] M. G. Lee, W. L. Freedman e B. F. Madore, *The Tip of the Red Giant Branch as a Distance Indicator for Resolved Galaxies*, *Astrophys. J.* **417**, 553 (1993).
- [9] S. Casertano et al., *The Local Distance Network: a community consensus report on the measurement of the Hubble constant at 1% precision* (2025). [ArXiv:2510.23823](#).
- [10] G. S. Anand et al., *The Population II Extragalactic Distance Scale: A TRGB Distance to the Fornax Cluster with JWST*, *Astrophys. J.* **973**(2), 83 (2024). [ArXiv:2405.03743](#).
- [11] G. Csörnyei et al., *Consistency of Type IIP supernova sibling distances*, *Astron. Astrophys.* **672**, A129 (2023). [ArXiv:2302.03112](#).
- [12] E. Kourkchi et al., *Cosmicflows-4: the baryonic Tully–Fisher relation providing $\sim 10,000$ distances*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **511**(4), 6160 (2022). [ArXiv:2201.13023](#).
- [13] S. Birrer et al., *TDCOSMO 2025: Cosmological constraints from strong lensing time delays*, *Astron. Astrophys.* **704**, A63 (2025). [ArXiv:2506.03023](#).
- [14] A. S. Bolton et al., *The Sloan Lens ACS Survey. V. The Full ACS Strong-Lens Sample*, *Astrophys. J.* **682**, 964 (2008). [ArXiv:0805.1931](#).
- [15] R. Gavazzi et al., *The SL2S Galaxy-scale Gravitational Lens Sample. I*, *Astrophys. J.* **761**, 170 (2012). [ArXiv:1202.3852](#).
- [16] J. Ryan, S. Doshi e B. Ratra, *Constraints on dark energy dynamics and spatial curvature from Hubble parameter and baryon acoustic oscillation data*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **480**(1), 759 (2018). [ArXiv:1805.06408](#).
- [17] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [Erratum: *Astrophys. J.* **966**(1), 89 (2024)].

- tron.Astrophys. 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [18] L. Balkenhol et al., *Constraints on Λ CDM extensions from the SPT-3G 2018 EE and TE power spectra*, *Phys. Rev. D* **104**(8), 083509 (2021). [ArXiv:2103.13618](#).
- [19] T. Louis et al., *The Atacama Cosmology Telescope: DR6 power spectra, likelihoods and Λ CDM parameters*, *JCAP* **11**, 062 (2025). [ArXiv:2503.14452](#).
- [20] E. Calabrese et al., *The Atacama Cosmology Telescope: DR6 constraints on extended cosmological models*, *JCAP* **11**, 063 (2025). [ArXiv:2503.14454](#).
- [21] E. Camphuis et al., *SPT-3G D1: CMB temperature and polarization power spectra and cosmology from 2019 and 2020 observations of the SPT-3G Main field* (2025). [ArXiv:2506.20707](#).
- [22] M. Abdul Karim et al., *DESI DR2 Results II: Measurements of Baryon Acoustic Oscillations and Cosmological Constraints*, *Phys. Rev. D* **112**(8), 083515 (2025). [ArXiv:2503.14738](#).
- [23] E. Rosenberg, S. Gratton e G. Efstathiou, *CMB power spectra and cosmological parameters from Planck PR4 with CamSpec*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **517**(3), 4620 (2022). [ArXiv:2205.10869](#).
- [24] F. Ge et al., *Cosmology from CMB lensing and delensed EE power spectra using 2019–2020 SPT-3G polarization data*, *Phys. Rev. D* **111**(8), 083534 (2025). [ArXiv:2411.06000](#).
- [25] N. Kaiser, *Clustering in real space and in redshift space*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **227**, 1 (1987).
- [26] S. Dodelson e F. Schmidt, *Modern Cosmology* (Academic Press, 2020), 2 ed.
- [27] P. Zhang et al., *Probing Gravity at Cosmological Scales by Measurements which Test the Relationship between Gravitational Lensing and Matter Overdensity*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 141302 (2007). [ArXiv:0704.1932](#).
- [28] R. C. Nunes e S. Vagnozzi, *Arbitrating the S_8 discrepancy with growth rate measurements from redshift-space distortions*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **505**(4), 5427 (2021). [ArXiv:2106.01208](#).
- [29] F. Skara e L. Perivolaropoulos, *Tension of the E_G statistic and redshift space distortion data with the Planck- Λ CDM model*, *Phys. Rev. D* **101**(6), 063521 (2020). [ArXiv:1911.10609](#).
- [30] D. Benisty, *Quantifying the S_8 tension with the Redshift Space Distortion data set*, *Phys. Dark Univ.* **31**, 100766 (2021). [ArXiv:2005.03751](#).
- [31] F. Qin et al., *The DESI DR1 Peculiar Velocity Survey: Growth Rate Measurements from the Galaxy Power Spectrum* (2025). [ArXiv:2512.03231](#).
- [32] N.-M. Nguyen, D. Huterer e Y. Wen, *Evidence for Suppression of Structure Growth in the Concordance Cosmological Model*, *Phys. Rev. Lett.* **131**(11), 111001 (2023). [ArXiv:2302.01331](#).
- [33] E. Specogna et al., *Exploring the growth index γ : Insights from different CMB dataset combinations and approaches*, *Phys. Rev. D* **109**(4), 043528 (2024). [ArXiv:2305.16865](#).
- [34] M. Asgari, A. J. Mead e C. Heymans, *The halo model for cosmology: a pedagogical review*, *The Open Journal of Astrophysics* **6** (2023). [ArXiv:2303.08752](#).
- [35] M. Kilbinger, *Cosmology with cosmic shear observations: a review*, *Rept. Prog. Phys.* **78**, 086901 (2015). [ArXiv:1411.0115](#).
- [36] R. Dalal et al., *Hyper Suprime-Cam Year 3 results: Cosmology from cosmic shear power spectra*, *Phys. Rev. D* **108**(12), 123519 (2023). [ArXiv:2304.00701](#).
- [37] C. Doux et al., *Dark Energy Survey year 3 results: cosmic shear in harmonic space*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **515**(2), 1942 (2022). [ArXiv:2203.07128](#).
- [38] A. Loureiro et al., *KiDS and Euclid: Cosmological implications of a pseudo angular*

- power spectrum analysis of KiDS-1000 cosmic shear tomography*, *Astron. Astrophys.* **665**, A56 (2022). [ArXiv:2110.06947](#).
- [39] X. Li et al., *Hyper Suprime-Cam Year 3 results: Cosmology from cosmic shear two-point correlation functions*, *Phys. Rev. D* **108**(12), 123518 (2023). [ArXiv:2304.00702](#).
- [40] L. F. Secco et al., *Dark Energy Survey Year 3 results: Cosmology from cosmic shear and robustness to modeling uncertainty*, *Phys. Rev. D* **105**(2), 023515 (2022). [ArXiv:2105.13544](#).
- [41] M. Asgari et al., *KiDS-1000 Cosmology: Cosmic shear constraints and comparison between two point statistics*, *Astron. Astrophys.* **645**, A104 (2021). [ArXiv:2007.15633](#).
- [42] H. Miyatake et al., *Hyper Suprime-Cam Year 3 results: Cosmology from galaxy clustering and weak lensing with HSC and SDSS*, *Phys. Rev. D* **108**(12), 123517 (2023). [ArXiv:2304.00704](#).
- [43] T. M. C. Abbott et al., *Dark Energy Survey Year 3 results: Cosmological constraints from galaxy clustering and weak lensing*, *Phys. Rev. D* **105**(2), 023520 (2022). [ArXiv:2105.13549](#).
- [44] C. Heymans et al., *KiDS-1000 Cosmology: Multi-probe weak gravitational lensing and spectroscopic galaxy clustering constraints*, *Astron. Astrophys.* **646**, A140 (2021). [ArXiv:2007.15632](#).
- [45] A. H. Wright et al., *KiDS-Legacy: Cosmological constraints from cosmic shear with the complete Kilo-Degree Survey*, *Astron. Astrophys.* **703**, A158 (2025). [ArXiv:2503.19441](#).
- [46] D. Baumann et al., *Cosmological Non-Linearities as an Effective Fluid*, *JCAP* **07**, 051 (2012). [ArXiv:1004.2488](#).
- [47] E. Silva e R. C. Nunes, *Formação e evolução de estruturas em grande escala sob a perspectiva de modelos de halo*, *Cadernos de Astronomia* **6**(2), 161 (2025).
- [48] M. M. Ivanov et al., *Full-shape analysis with simulation-based priors: Cosmological parameters and the structure growth anomaly*, *Phys. Rev. D* **111**(6), 063548 (2025). [ArXiv:2409.10609](#).
- [49] M. M. Ivanov et al., *Cosmology with the galaxy bispectrum multipoles: Optimal estimation and application to BOSS data*, *Phys. Rev. D* **107**(8), 083515 (2023). [ArXiv:2302.04414](#).
- [50] T. Simon, P. Zhang e V. Poulin, *Cosmological inference from the EFTofLSS: the eBOSS QSO full-shape analysis*, *JCAP* **07**, 041 (2023). [ArXiv:2210.14931](#).
- [51] N. Sailer et al., *Cosmological constraints from the cross-correlation of DESI Luminous Red Galaxies with CMB lensing from Planck PR4 and ACT DR6*, *JCAP* **06**, 008 (2025). [ArXiv:2407.04607](#).
- [52] G. D'Amico et al., *The cosmological analysis of DES 3×2 pt data from the Effective Field Theory of Large-Scale Structure* (2025). [ArXiv:2510.24878](#).
- [53] M. Scherer et al., *Challenging the Λ CDM model: 5σ evidence for a dynamical dark energy late-time transition*, *Phys. Rev. D* **112**(4), 043513 (2025). [ArXiv:2504.20664](#).
- [54] E. Silva e R. C. Nunes, *Testing signatures of phantom crossing through full-shape galaxy clustering analysis*, *JCAP* **11**, 078 (2025). [ArXiv:2507.13989](#).
- [55] S. Chabanier et al., *The one-dimensional power spectrum from the SDSS DR14 Ly α forests*, *JCAP* **07**, 017 (2019). [ArXiv:1812.03554](#).
- [56] K. K. Rogers e V. Poulin, *5σ tension between Planck CMB and eBOSS Lyman-alpha forest and constraints on physics beyond Λ CDM*, *Phys. Rev. Res.* **7**(1), L012018 (2025). [ArXiv:2311.16377](#).
- [57] M. A. Fernandez, S. Bird e M.-F. Ho, *Cosmological constraints from the eBOSS Lyman- α forest using the PRIYA simulations*, *JCAP* **07**, 029 (2024). [ArXiv:2309.03943](#).

- [58] M. Esposito et al., *Weighing cosmic structures with clusters of galaxies and the intergalactic medium*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **515**(1), 857 (2022). [ArXiv:2202.00974](#).
- [59] N. Secrest et al., *Colloquium: The cosmic dipole anomaly*, *Rev. Mod. Phys.* **97**(4), 041001 (2025). [ArXiv:2505.23526](#).
- [60] M. Land-Strykowski, G. F. Lewis e T. Murphy, *Cosmic dipole tensions: confronting the CMB with infrared and radio populations of cosmological sources*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **543**, 3229 (2025). [ArXiv:2509.18689](#).
- [61] L. Perivolaropoulos, *Large Scale Cosmological Anomalies and Inhomogeneous Dark Energy*, *Galaxies* **2**, 22 (2014). [ArXiv:1401.5044](#).
- [62] G. Risaliti e E. Lusso, *Cosmological constraints from the Hubble diagram of quasars at high redshifts*, *Nature Astron.* **3**(3), 272 (2019). [ArXiv:1811.02590](#).
- [63] I. Dutra et al., *Evidence for evolving Dark Energy from a new cosmic probe* (2025). [ArXiv:2512.07931](#).
- [64] M. Ruiz-Granda et al., *LiteBIRD science goals and forecasts: improved full-sky reconstruction of the gravitational lensing potential*, *JCAP* **11**, 073 (2025). [ArXiv:2507.22618](#).
- [65] K. Abazajian et al., *Snowmass 2021 CMB-S4 White Paper* (2022). [ArXiv:2203.08024](#).
- [66] Y. Mellier et al., *Euclid. I. Overview of the Euclid mission*, *Astron. Astrophys.* **697**, A1 (2025). [ArXiv:2405.13491](#).
- [67] L. Wenzl et al., *Cosmology with the Roman Space Telescope – Synergies with CMB lensing*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **512**(4), 5311 (2022). [ArXiv:2112.07681](#).
- [68] A. Weltman et al., *Fundamental physics with the Square Kilometre Array*, *Publ. Astron. Soc. Austral.* **37**, e002 (2020). [ArXiv:1810.02680](#).
- [69] M. Amiri et al., *Detection of the Cosmological 21 cm Signal in Auto-correlation at $z \sim 1$ with CHIME* (2025). [ArXiv:2511.19620](#).
- [70] A. Abac et al., *The Science of the Einstein Telescope* (2025). [ArXiv:2503.12263](#).
- [71] M. Evans et al., *A Horizon Study for Cosmic Explorer: Science, Observatories, and Community* (2021). [ArXiv:2109.09882](#).
- [72] P. Auclair et al., *Cosmology with the Laser Interferometer Space Antenna*, *Living Rev. Rel.* **26**(1), 5 (2023). [ArXiv:2204.05434](#).

Neutrinos massivos em cosmologia: geometria e crescimento de estruturas

Guilherme Brando

Centro Brasileiro de Pesquisas de Física

Resumo

Neutrinos são as partículas mais abundantes do Universo depois dos fótons, mas suas massas ainda não são conhecidas. Neste artigo mostramos como a cosmologia moderna permite investigar essa propriedade fundamental por meio da Radiação Cósmica de Fundo, das oscilações acústicas bariônicas e do crescimento das estruturas em larga escala. Discutimos como neutrinos, relativísticos no Universo primordial e não relativísticos em épocas tardias, deixam assinaturas tanto na história da expansão quanto na formação da teia cósmica. Mostramos também como dados recentes de levantamentos de galáxias, como o DESI, combinados com simulações cosmológicas, permitem impor limites cada vez mais precisos sobre a soma das massas dos neutrinos, tornando o Universo um poderoso detector dessas partículas.

Abstract

Neutrinos are the most abundant particles in the Universe after photons, yet their masses remain unknown. In this article we show how modern cosmology provides a powerful way to investigate this fundamental property through the Cosmic Microwave Background, baryon acoustic oscillations, and the growth of large-scale structure. We discuss how neutrinos, relativistic in the early Universe and non-relativistic at late times, leave imprints both on the expansion history and on the formation of the cosmic web. We also show how recent galaxy survey data, such as DESI, combined with cosmological simulations, allow increasingly precise constraints on the sum of neutrino masses, turning the Universe into a powerful detector of these particles.

Palavras-chave: cosmologia; neutrinos; geometria; crescimento de estruturas.

Keywords: cosmology; neutrinos; geometry; growth of large-scale structure.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51840](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51840)

1 Introdução

1.1 História dos neutrinos

Neutrinos desempenham um papel fundamental no entendimento das interações fracas desde que foram postulados por Wolfgang Pauli em 1930 para explicar a conservação de energia no decaimento beta [1]. Nesse processo, um núcleo instável se transforma em outro por meio da interação fraca, emitindo um elétron ou um pósitron. No caso do decaimento beta negativo, temos

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

enquanto no decaimento beta positivo ocorre

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (2)$$

A presença do neutrino (ou antineutrino) eletrônico é essencial para garantir a conservação da

energia, do momento linear e do momento angular (spin) nesse processo.

No Modelo Padrão das Partículas [2], os neutrinos são assumidos como partículas sem massa. No entanto, evidências experimentais obtidas a partir de oscilações de neutrinos — fenômeno em que um neutrino muda de “sabor” ao se propagar — demonstram que eles possuem massa, ainda que extremamente pequena, exigindo uma extensão do Modelo Padrão.

Neutrinos provenientes de diferentes fontes astrofísicas e laboratoriais permitiram medir com grande precisão suas propriedades de oscilação. Neutrinos atmosféricos, produzidos quando raios cósmicos colidem com a atmosfera terrestre, gerando píons e káons que decaem em múons e neutrinos, foram detectados pela primeira vez nos campos de ouro de Kolar [3], na Índia. Posteri-

ormente, suas oscilações foram descobertas pelo experimento Super-Kamiokande [4], o que permitiu medir uma das principais diferenças de massa ao quadrado dos neutrinos, conhecida como *escala atmosférica*.

Além disso, aceleradores de partículas e reatores nucleares fornecem fontes controladas de neutrinos, usadas por diversos experimentos de oscilação [5–9]. A combinação de todos esses experimentos, analisada por meio de ajustes globais aos dados, permite hoje determinar com boa precisão as diferenças de massa ao quadrado entre os neutrinos. Em particular, encontramos

$$\Delta m_{\text{sun}}^2 \equiv \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 \simeq 7.4 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad (3)$$

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 \equiv \Delta m_{31}^2 = m_3^2 - m_1^2 \simeq \begin{cases} +2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, & (\text{HN}), \\ -2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, & (\text{HI}), \end{cases} \quad (4)$$

onde o sinal de Δm_{sun}^2 é conhecido como positivo, mas o sinal de Δm_{atm}^2 ainda não foi determinado experimentalmente. Isso leva a duas possibilidades para a hierarquia de massas dos neutrinos: na *hierarquia normal* (HN), temos $m_1 < m_2 < m_3$, enquanto na *hierarquia invertida* (HI) ocorre $m_3 < m_1 < m_2$. Atualmente, os dados de oscilação favorecem levemente a hierarquia normal.

Essas diferenças de massa também impõem um limite mínimo para a soma das massas dos neutrinos. Se o neutrino mais leve tiver massa praticamente nula, obtemos

$$\sum m_\nu \gtrsim \begin{cases} 0.06 \text{ eV}, & (\text{HN}), \\ 0.10 \text{ eV}, & (\text{HI}). \end{cases} \quad (5)$$

Na Figura 1 ilustramos esses dois esquemas de hierarquia de massas, nos quais vale a relação $\Delta m_{\text{atm}}^2 \gg \Delta m_{\text{sun}}^2$.

A fenomenologia das oscilações de neutrinos é descrita por um conjunto relativamente grande de parâmetros: além das diferenças de massa Δm_{ij}^2 , as probabilidades de oscilação dependem dos elementos da matriz de mistura $U_{\alpha i}$, que podem ser parametrizados em termos de três ângulos de mistura e até três fases. O conhecimento desses parâmetros foi acumulado ao longo de mais de duas décadas por uma ampla variedade de experimentos.

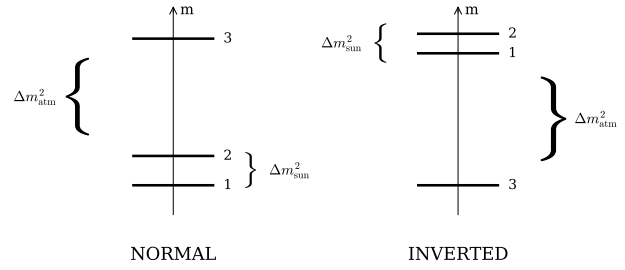


Figura 1: Hierarquia de massas dos neutrinos. Esquema dos dois possíveis ordenamentos dos autovalores de massa dos neutrinos: hierarquia *normal* (à esquerda), em que $m_1 < m_2 < m_3$, e hierarquia *invertida* (à direita), em que $m_3 < m_1 < m_2$. As separações entre os níveis são determinadas pelas diferenças de massa ao quadrado medidas em experimentos de oscilação: Δm_{sol}^2 , associada às oscilações solares, e Δm_{atm}^2 , associada às oscilações atmosféricas.

Neutrinos solares, produzidos no interior do Sol, foram detectados pela primeira vez no experimento Homestake [10], e suas oscilações foram estabelecidas pelo Observatório de Neutrinos de Sudbury [11]. Eles fornecem informação sobre Δm_{sun}^2 , conhecida como a *escala solar*. Já os neutrinos atmosféricos, produzidos pela interação de raios cósmicos com a atmosfera, fornecem acesso à *escala atmosférica* Δm_{atm}^2 . Essas duas escalas são fundamentais para entendermos a estrutura de massas dos neutrinos e suas implicações para a física de partículas e para a cosmologia.

Encerramos essa seção introdutória de maneira a ressaltar que, à luz dos dados observados por experimentos de neutrinos na Terra, o fato de neutrinos não serem completamente sem massa abre uma avenida antes inexplorada a de sondar neutrinos através da sua interação gravitacional. E como a presença de uma massa pequena, mas não-nula, deixa suas características marcadas no cenário cosmológico.

Este artigo está organizado da seguinte forma: na Seção 2.1 discutimos os efeitos de neutrinos massivos na Radiação Cósmica de Fundo (CMB); na Seção 2.2 analisamos como essas partículas afetam a geometria do Universo, modificando a evolução das distâncias cosmológicas. Em seguida, na Seção 2.3 abordamos o impacto dos neutrinos na formação de estruturas, enquanto a combinação dos efeitos no fundo cosmológico e no crescimento das estruturas é apresentada na Seção 2.4. Por fim, as conclusões são discutidas na Seção 3.

2 Neutrinos em cosmologia

Na teoria padrão do *Big Bang* quente¹, prevê-se que cerca de 10^{28} neutrinos de cada sabor leptônico foram produzidos no Universo primordial, formando o chamado fundo cósmico de neutrinos. Durante a era dominada pela radiação, esses neutrinos relativísticos constituíram uma fração significativa da densidade total de energia do Universo, influenciando diretamente sua taxa de expansão. Mesmo em épocas mais recentes, quando sua contribuição para a densidade de energia é muito menor ($\sim 0.5\%$) [12], neutrinos massivos deixam assinaturas características na evolução cosmológica e desempenham um papel importante na formação de estruturas em larga escala, devido à sua alta velocidade térmica e ao consequente amortecimento do crescimento de perturbações em pequenas escalas. Esses efeitos se manifestam em diversos observáveis cosmológicos, incluindo a radiação cósmica de fundo em micro-ondas, a evolução das distâncias cosmológicas e o crescimento de estruturas. Nas subseções seguintes, discutiremos em detalhe esses efeitos e como eles permitem impor restrições observacionais à soma das massas dos neutrinos.

2.1 Efeitos na CMB

A história dos neutrinos na cosmologia observacional começou com o estudo de seu impacto sobre a Radiação Cósmica de Fundo, a luz mais antiga que conseguimos observar no Universo [13]. Essa radiação foi emitida a cerca de 13.8 bilhões de anos no passado, no momento em que a matéria e a radiação se desacoplaram e os fótons passaram a viajar livremente pelo espaço.

No cenário do *Big Bang* quente, as únicas partículas leves presentes nessa época eram os fótons e os neutrinos. Por isso, qualquer nova partícula muito leve que existisse naquele momento se comportaria como uma forma adicional de “radiação invisível”, muitas vezes chamada de radiação escura. Do ponto de vista da CMB, essa radiação extra se mistura com os neutrinos, já que todos se movem quase à velocidade da luz e influenciam o Universo de maneira semelhante.

Assim, as observações da CMB funcionam como um verdadeiro detector cósmico de neutri-

nos: ao medir com precisão como a radiação se propagou pelo Universo primordial, podemos inferir quantos neutrinos existiam e quanta energia eles carregavam. Normalmente, essas análises assumem que não há novas partículas além das já conhecidas, o que transforma a CMB em um laboratório único para estudar a física das interações fracas que governaram o desacoplamento dos neutrinos no início do Universo.

Neste modelo mais simples, assume-se a existência dos três tipos usuais de neutrinos ativos que estiveram em equilíbrio térmico no Universo primordial. No limite em que seu desacoplamento é tratado como instantâneo², os neutrinos deixam de interagir com o plasma quando a temperatura do Universo era da ordem de $T \sim 2 \text{ MeV}$.

Assumindo ainda que as perturbações iniciais são adiabáticas — isto é, que a entropia é conservada e transferida para os fótons — pode-se calcular a razão entre as densidades de energia de neutrinos e fótons após o desacoplamento. O resultado é [14, 15]

$$\frac{\bar{\rho}_\nu}{\bar{\rho}_\gamma} = \frac{7}{8} N_{\text{eff}} \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3}, \quad (6)$$

onde o fator $7/8$ reflete a natureza fermiônica dos neutrinos e o termo $\frac{T_\nu}{T_\gamma} = \left(\frac{4}{11} \right)^{1/3}$ corresponde à razão entre as temperaturas dos neutrinos e dos fótons após a aniquilação de elétrons e pósitrons.

A quantidade N_{eff} é chamada de número efetivo de espécies de neutrinos e, no Modelo Padrão, espera-se que seu valor seja próximo de três, refletindo a existência dos três neutrinos leptônicos conhecidos. No entanto, o valor exato não é precisamente igual a três, pois a física do plasma quente primordial não é perfeitamente instantânea nem ideal.

Em particular, durante a aniquilação de pares elétron-pósitron, e^-e^+ , parte da energia é transferida também para os neutrinos, alterando levemente sua densidade. Quando esses efeitos são calculados de forma precisa, incluindo correções radiativas da Eletrodinâmica Quântica (QED) [2], obtém-se $N_{\text{eff}} = 3.046$, valor que representa a previsão padrão para o conteúdo relativístico de neutrinos no Universo primordial.

¹Não confundir com a ideia de *Big Bang* como uma singularidade inicial que deu origem ao nosso Universo.

²Na prática, o desacoplamento dos neutrinos, assim como o dos fótons da CMB, ocorre ao longo de uma camada fina em redshift, com largura típica $\Delta z \lesssim 20$.

Dessa forma, uma maneira natural de colocarmos vínculos sobre o número efetivo de neutrinos — ou de testarmos se ele pode diferir do valor padrão $N_{\text{eff}} \simeq 3$ — é permitir variações em torno do valor previsto pelo Modelo Padrão, $N_{\text{eff}} = 3.046$. Ao variar esse número, alteramos diretamente a quantidade de radiação presente no Universo primordial, o que afeta o momento em que a radiação deixa de dominar sobre a matéria.

Para ver isso de forma explícita, note que a densidade de energia³ da matéria fria (matéria escura mais bárions) evolui como

$$\bar{\rho}_m(a) = \frac{\bar{\rho}_{m,0}}{a^3}, \quad (7)$$

enquanto a densidade de energia da radiação (fótons e neutrinos relativísticos) é dada por

$$\bar{\rho}_r(a) = \frac{\bar{\rho}_{\gamma,0}}{a^4} + \frac{\bar{\rho}_{\nu,0}}{a^4}. \quad (8)$$

Usando a relação entre neutrinos e fótons, Eq. (6), obtemos para o fator de escala da igualdade entre matéria e radiação

$$a_{\text{eq}} = \frac{\Omega_{\gamma 0}}{\Omega_{m0}} \left(1 + 0.2271 N_{\text{eff}} \right), \quad (9)$$

onde o fator numérico 0.2271 vem diretamente da razão de densidades de energia entre neutrinos e fótons.

O impacto dessa variação sobre a CMB é mostrado na Fig. 2. Ao aumentar ou diminuir N_{eff} em torno do valor padrão, observamos deslocamentos nas posições dos picos acústicos e mudanças em suas amplitudes, refletindo o fato de que a quantidade de radiação relativística altera o balanço de energia do Universo primordial.

Um aspecto importante dessa discussão é que o efeito principal de N_{eff} sobre a CMB ocorre por meio da época de igualdade entre matéria e radiação. O redshift, que denotamos por z , descreve o deslocamento para o vermelho sofrido pela radiação devido à expansão do Universo e está diretamente relacionado ao fator de escala por meio da relação $1 + z = a^{-1}$, onde adotamos $a = 1$ hoje ($z = 0$). Como se vê pelas Eqs. (7) e (8), o redshift da igualdade depende tanto da densidade

³Neste trabalho, para evitarmos confusão entre as noções de pressão isotrópica e momento, vamos nos referir à essas quantidades de fundo sempre com uma barra, $\bar{\rho}$, acima.

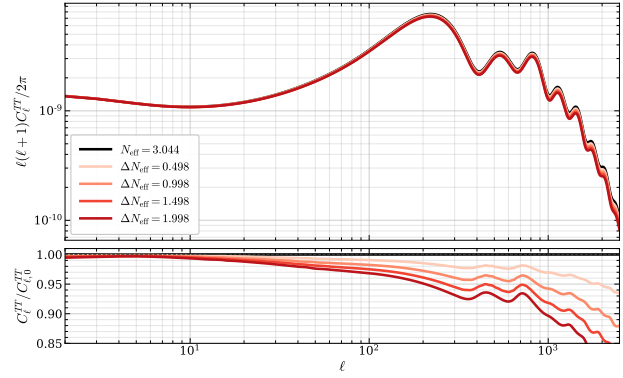


Figura 2: Espectro angular de anisotropias de temperatura da Radiação Cósmica de Fundo (CMB) para diferentes valores do número efetivo de espécies relativísticas, N_{eff} . O painel superior mostra $\ell(\ell+1)C_\ell^{TT}/(2\pi)$, enquanto o painel inferior apresenta a razão em relação ao modelo de referência com $N_{\text{eff}} = 3.044$. As curvas coloridas correspondem a incrementos progressivos em N_{eff} , que alteram a época de igualdade entre matéria e radiação e, consequentemente, a posição e a amplitude dos picos acústicos. Observa-se que valores maiores de N_{eff} levam a uma supressão de potência em multipolos altos e a deslocamentos característicos nos picos, refletindo o impacto de radiação adicional na dinâmica do plasma primordial.

de radiação quanto da densidade de matéria, podendo, portanto, ser alterado por variações em qualquer uma dessas componentes. Dessa forma, mudanças em N_{eff} podem ser parcialmente compensadas por ajustes na densidade de matéria, resultando em uma degenerescência com outros parâmetros cosmológicos. Essa degenerescência torna a extração dos efeitos de N_{eff} um problema sutil, mas ao mesmo tempo extremamente informativo sobre a física dos neutrinos.

2.2 Efeitos no fundo cosmológico

Em um Universo homogêneo e isotrópico descrito pela métrica de FLRW, cada componente do modelo padrão da cosmologia evolui no tempo de acordo com [13]

$$\bar{\rho}_i(a) \propto a^{-3(1+w)}, \quad (10)$$

onde a é o fator de escala, w é o parâmetro de equação de estado do fluido, e o índice i refere-se à matéria escura fria (cdm), bárions (b), fótons (γ), neutrinos ultrarrelativísticos (ur) e energia escura (Λ). Essa relação é consequência direta da equação de continuidade para um fluido perfeito,

$$\dot{\bar{\rho}} + 3H\bar{\rho}(1+w) = 0, \quad (11)$$

em que H é o parâmetro de Hubble.

A dependência $a^{-3(1+w)}$ pode ser entendida como a combinação de dois efeitos: a diluição geométrica do número de partículas devido à expansão do espaço, responsável pelo fator a^{-3} , e o trabalho realizado pela pressão do fluido durante a expansão, que gera o fator adicional a^{-3w} .

Para os principais constituintes do Universo, os valores de w são

$$w_{\text{cdm}} = 0, \quad w_b = 0, \quad (12)$$

$$w_\gamma = \frac{1}{3}, \quad w_{\text{ur}} = \frac{1}{3}, \quad (13)$$

$$w_\Lambda = -1, \quad (14)$$

onde cdm é matéria escura fria, b bárions (matéria visível), γ fótons e ur neutrinos sem massa.

Mas como relacionar esses valores macroscópicos do parâmetro w com a descrição microscópica das partículas? Em cosmologia, um fluido é descrito por uma função de distribuição no espaço de fases, $f(x^\mu, p^\mu)$,⁴ cuja evolução é governada pela equação de Boltzmann relativística [13, 16]. Em um fundo de FLRW, essa equação assume a forma

$$\frac{\partial f}{\partial t} - H \mathbf{p} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = C[f], \quad (15)$$

onde $C[f]$ representa o termo de colisões.

A equação de Boltzmann descreve como um grande conjunto de partículas evolui ao longo do tempo, levando em conta tanto o movimento das partículas quanto suas interações. Ela é escrita em termos de uma função de distribuição $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$, que indica quantas partículas ocupam uma determinada região do espaço de posições e de momentos. O termo de colisão $C[f]$, no lado direito da equação, representa os efeitos das interações entre as partículas.

Em um Universo homogêneo e isotrópico, como o descrito pela cosmologia padrão em grandes escalas, a função de distribuição das partículas não depende da posição nem da direção do momento, mas apenas de seu módulo e do tempo. Após o desacoplamento, quando as partículas passam a se propagar livremente pelo espaço, as colisões tornam-se desprezíveis e o termo $C[f]$ desaparece. Nesse regime, a equação de Boltzmann implica que a função de distribuição é conservada

ao longo da expansão do Universo: as partículas apenas têm seus momentos alterados pela expansão, mas a forma da distribuição no espaço de fases permanece a mesma.

De forma geral, a evolução da função de distribuição $f(x^\mu, p^\mu)$ é governada pela equação de Boltzmann relativística,

$$p^\mu \frac{\partial f}{\partial x^\mu} - \Gamma_{\alpha\beta}^\mu p^\alpha p^\beta \frac{\partial f}{\partial p^\mu} = C[f], \quad (16)$$

onde $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ são os símbolos de Christoffel, que "codificam os efeitos da curvatura do espaço-tempo", e $C[f]$ representa os processos de colisão entre partículas.

Em um fundo cosmológico do tipo Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) com curvatura espacial nula:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)], \quad (17)$$

essa equação se reduz a uma forma particularmente simples,

$$\frac{\partial f}{\partial t} - H \mathbf{p} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = C[f], \quad (18)$$

onde H

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (19)$$

é o parâmetro de Hubble, que descreve a taxa de expansão do Universo. Essa equação mostra explicitamente como a expansão cosmológica atua sobre os momentos das partículas, fazendo com que eles diminuam com o tempo mesmo na ausência de interações.

A função de distribuição f permite construir o tensor energia-momento do fluido, $T^{\mu\nu}[f]$. Se a distribuição de momentos for isotrópica no referencial do fluido — como ocorre, por exemplo, para a matéria escura fria no fundo cosmológico — esse tensor assume a forma de um fluido perfeito,

$$T^{\mu\nu} = (\bar{\rho} + \bar{p}) u^\mu u^\nu + \bar{p} g^{\mu\nu}, \quad (20)$$

onde u^μ é a quadrivelocidade do fluido. A densidade de energia $\bar{\rho}$ e a pressão $\bar{p}$ são dadas por

$$\bar{\rho} = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E f, \quad \bar{p} = \frac{1}{3} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p^2}{E} f. \quad (21)$$

⁴Aqui, x^μ são as coordenadas de posição espaço-temporais de uma partícula, e p^μ é o quadri-momento associado a essa partícula

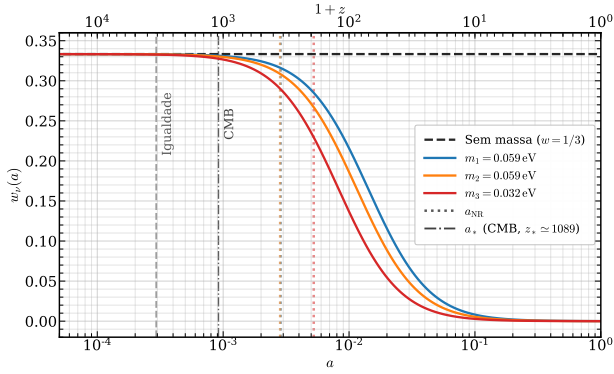


Figura 3: Evolução do parâmetro de equação de estado dos neutrinos massivos, $w_\nu(a)$, em função do fator de escala a (ou, equivalentemente, do redshift $(1+z)$), para um conjunto de massas compatível com a hierarquia normal. A linha tracejada preta indica o comportamento de neutrinos sem massa, $w = 1/3$, correspondente a radiação. As curvas coloridas mostram a transição contínua de cada espécie de neutrino do regime relativístico ($w \simeq 1/3$) para o regime não relativístico ($w \simeq 0$). As linhas verticais pontilhadas indicam o momento em que cada neutrino se torna não relativístico, a_{NR} , enquanto a linha tracejada vertical marca a época do desacoplamento dos fótons (CMB). Observa-se que neutrinos mais massivos fazem essa transição mais cedo, passando a contribuir como matéria fria em épocas cosmológicas mais remotas.

Uma vez conhecidas essas expressões gerais, podemos escrever o parâmetro de equação de estado de um fluido como

$$w(a) = \frac{\bar{p}(a)}{\bar{\rho}(a)} \quad (22)$$

$$= \frac{\int d^3q \frac{q^2}{3a^2 E(q, a)} f(q, a)}{\int d^3q E(q, a) f(q, a)}, \quad (23)$$

onde introduzimos o momento comóvel $q = ap$ e a energia relativística $E(q, a) = \sqrt{\frac{q^2}{a^2} + m^2}$.

Nos dois limites extremos, o comportamento de w é particularmente simples. Para partículas ultrarrelativísticas, $q/a \gg m$, temos $E \simeq q/a$, o que leva a $w = \frac{1}{3}$. Já no regime não relativístico, $q/a \ll m$, a energia é dominada pela massa de repouso, $E \simeq m$, e obtemos $w = 0$. Esses resultados são gerais e independem da forma específica da função de distribuição.

Neutrinos massivos, no entanto, transitam continuamente entre esses dois regimes. Após o desacoplamento, eles se propagam livremente pelo Universo, de modo que seu momento físico decai com a expansão como $p(a) = \frac{q}{a}$, enquanto sua

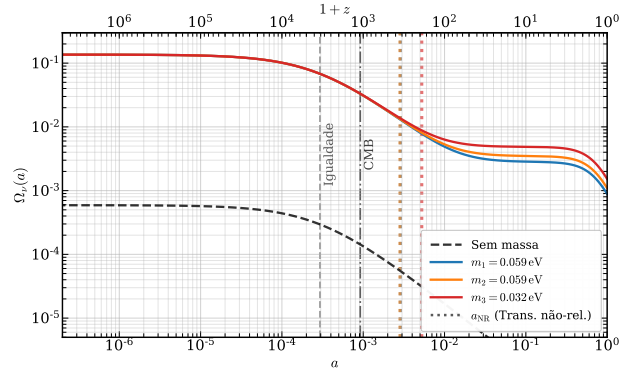


Figura 4: Evolução da densidade fracionária dos neutrinos, $\Omega_\nu(a)$, em função do fator de escala a (ou, equivalentemente, do redshift $(1+z)$), para um conjunto de massas compatível com a hierarquia normal. As curvas coloridas mostram a contribuição individual de cada espécie de neutrino massivo, enquanto a curva tracejada preta corresponde ao caso de neutrinos sem massa. As linhas verticais indicam a época de igualdade entre matéria e radiação, o desacoplamento dos fótons (CMB) e o momento em que cada neutrino faz a transição do regime relativístico para o não relativístico, a_{NR} . Observa-se que, no início do Universo, todos os neutrinos se comportam como radiação, enquanto em épocas tardias passam a contribuir para o conteúdo de matéria, com uma fração da ordem de $\Omega_\nu \sim 10^{-3}$ no presente.

massa m_ν permanece constante. A energia de um neutrino é então $E(a) = \sqrt{\frac{q^2}{a^2} + m_\nu^2}$. No início do Universo, quando $q/a \gg m_\nu$, os neutrinos se comportam como radiação. À medida que o Universo se expande e q/a diminui, eles fazem uma transição gradual para o regime não relativístico, passando a se comportar como matéria. A Fig. 3 ilustra a evolução do parâmetro de equação de estado para neutrinos com diferentes massas.

Para ilustrar como essa transição afeta o conteúdo energético do Universo, mostramos na Fig. 4 a evolução da densidade fracionária dos neutrinos,

$$\Omega_\nu(a) = \frac{\bar{\rho}_\nu(a)}{\bar{\rho}_{\text{crit}}(a)} = \frac{8\pi G \bar{\rho}_\nu(a)}{3H^2(a)}. \quad (24)$$

A Fig. 4 mostra que, antes e em torno da época de igualdade entre matéria e radiação, a contribuição dos neutrinos para o conteúdo energético do Universo era relativamente maior. Com a expansão, essa fração diminui em relação à matéria escura e à energia escura. Mesmo hoje, quando Ω_ν é da ordem de 10^{-3} para massas compatíveis com os dados atuais, essa pequena contribuição ainda produz efeitos observáveis em dis-

tâncias cosmológicas e na formação de estruturas em larga escala.

As oscilações acústicas bariônicas (BAO) [13, 17] constituem uma sonda geométrica capaz de medir a razão entre o tamanho de uma régua padrão no Universo primordial⁵ e o seu tamanho observado em diferentes redshifts. Isso permite reconstruir a história da expansão do Universo desde a época dominada pela matéria até a era atual, dominada pela energia escura. Os dados de BAO mais recentes foram divulgados pela colaboração do *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) [18, 19] em seu segundo lançamento público.

Na prática, as medições de BAO fornecem vínculos sobre combinações de distâncias cosmológicas [17], em particular o diâmetro angular $D_M(z)$ e a distância de Hubble $D_H(z) = c/H(z)$. Esses observáveis entram na escala angular característica das oscilações acústicas, $\Delta\theta_{\text{BAO}} \sim \frac{r_d}{D_M(z)}$, e no seu análogo radial, $\Delta z_{\text{BAO}} \sim \frac{r_d}{D_H(z)}$, onde r_d é o tamanho da régua padrão. Em levantamentos reais, costuma-se trabalhar com uma distância efetiva, $D_V(z)$, que combina os efeitos transversos e radiais e permite uma extração robusta da escala de BAO.

O levantamento DESI é o primeiro dos grandes levantamentos de galáxias de estágio IV, projetados para medir a geometria e a formação de estruturas do Universo com precisão sem precedentes. Em seu primeiro conjunto de dados públicos, observou-se que, ao combinar BAO, CMB e supernovas do tipo Ia, algumas análises indicam uma preferência estatística por um cenário em que a energia escura evolui com o tempo, em vez de ser uma constante cosmológica.

Uma parametrização amplamente utilizada para descrever essa possibilidade é o modelo CPL (Chevallier–Polarski–Linder) [20, 21], no qual o parâmetro de equação de estado da energia escura é escrito como $w_{\text{DE}}(a) = w_0 + w_a(1-a)$. Na Fig. 5 mostramos as regiões de 95% de confiança nos parâmetros w_0 e w_a obtidas pela colaboração DESI, combinadas com dados de supernovas do tipo Ia e da CMB. Dependendo do conjunto de supernovas adotado, observa-se um afastamento maior ou menor em relação ao modelo padrão Λ CDM.

⁵Mais precisamente, a régua padrão é calibrada no redshift de arraste dos bárions, z_d , que é próximo ao redshift de desacoplamento dos fótons, z_* .

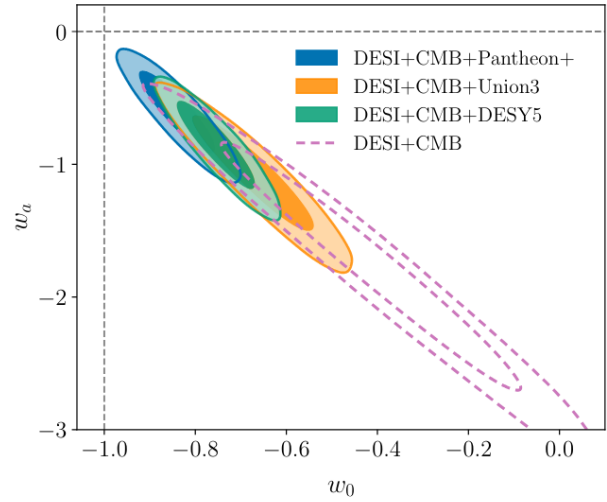


Figura 5: Regiões de confiança no plano (w_0, w_a) para a parametrização CPL da equação de estado da energia escura, obtidas pela colaboração DESI em combinação com observações de supernovas do tipo Ia e da radiação cósmica de fundo em micro-ondas (CMB). Os contornos mostram os níveis de confiança estatística derivados da análise conjunta desses conjuntos de dados. As linhas tracejadas indicam a previsão do modelo Λ CDM, correspondente a $(w_0, w_a) = (-1, 0)$, permitindo avaliar a consistência - no caso a inconsistência - dos dados com uma constante cosmológica. Figura adaptada de Fig. 11 do artigo [19].

Embora muitos considerem a Fig. 5 o principal resultado da colaboração DESI, aqui destacamos um aspecto igualmente importante para a física de neutrinos massivos. Como sabemos, as análises cosmológicas realizadas por essas colaborações utilizam métodos de inferência Bayesiana, nos quais é necessário avaliar a função de verossimilhança entre um modelo teórico e os dados observacionais em um espaço de parâmetros de alta dimensão. Para que essa análise seja fisicamente consistente e não enviesada, introduz-se uma função de *prior*, que codifica o conhecimento prévio sobre os possíveis valores dos parâmetros.

No caso dos neutrinos, por exemplo, impõe-se que a soma das massas $\sum m_\nu$ seja não negativa [22]. A colaboração DESI aplicou esse procedimento ao variar a massa dos neutrinos tanto no modelo Λ CDM quanto no modelo de energia escura dinâmica w_0 - w_a , obtendo as distribuições mostradas na Fig. 6. O aspecto mais intrigante dessa figura é que as distribuições posteriores unidimensionais correspondentes às curvas sólidas azul, laranja e verde apresentam seu pico em valores formalmente negativos de $\sum m_\nu$, algo que só é

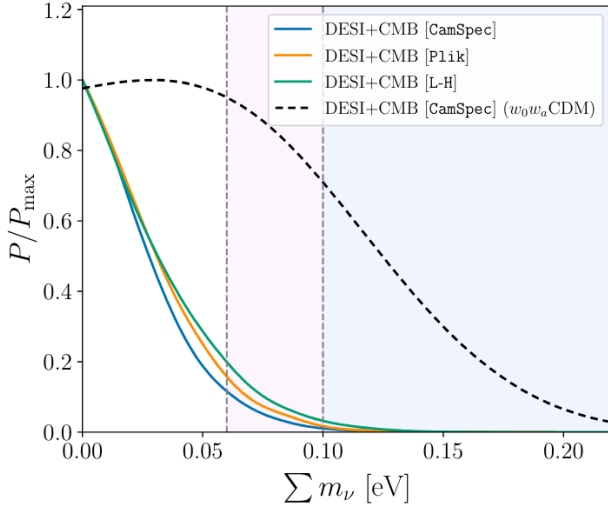


Figura 6: Distribuições posteriores para a soma das massas dos neutrinos, $\sum m_\nu$, obtidas pela colaboração DESI a partir da análise conjunta de dados de estrutura em larga escala, supernovas do tipo Ia e da radiação cósmica de fundo em micro-ondas (CMB). As curvas mostram as probabilidades relativas para diferentes valores de $\sum m_\nu$, refletindo a sensibilidade das observações cosmológicas à massa total dos neutrinos. Nota-se que, no caso do modelo Λ CDM, o pico da distribuição posterior ocorre em valores negativos de $\sum m_\nu$, que não são fisicamente permitidos, indicando uma possível tensão entre o modelo e os dados, e sugerindo uma preferência observacional por massas muito pequenas, próximas do limite inferior físico. Figura adaptada de Fig. 15 do artigo [19].

permitido porque o *prior* físico restringe o resultado final a valores não negativos. Em contraste, a curva tracejada preta, correspondente ao modelo w_0 – w_a , já apresenta seu máximo deslocado para valores positivos, em melhor concordância com os experimentos de oscilação de neutrinos, que demonstram de forma inequívoca que neutrinos possuem massa [23, 24].

Para ajudar o leitor a visualizar a origem desse efeito, mostramos nas Figs. 7 e 8 uma comparação entre dois modelos de energia escura — o modelo padrão Λ CDM e o modelo dinâmico w_0 – w_a — considerando quatro valores para a soma das massas dos neutrinos: $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.2$ e 0.3 eV.

Uma simples inspeção dos gráficos revela que, quando permitimos que a energia escura varie no tempo, o impacto da massa dos neutrinos sobre as distâncias cosmológicas torna-se muito mais pronunciado do que no caso do modelo Λ CDM. Nos exemplos mostrados, as diferenças entre modelos com neutrinos massivos e sem massa aumentam

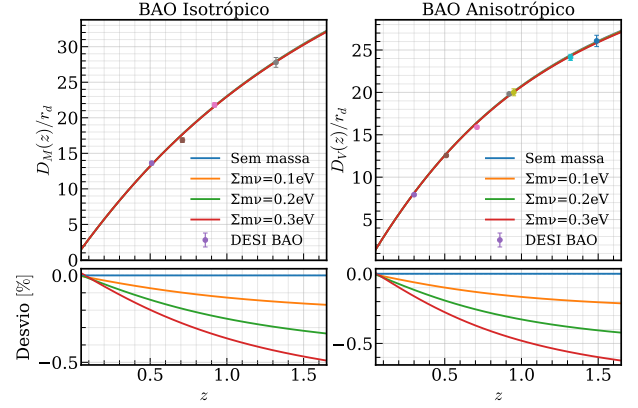


Figura 7: Efeito de neutrinos massivos nas distâncias de oscilações acústicas bariônicas (BAO) em um modelo Λ CDM. Os painéis superiores mostram a distância transversal $D_M(z)/r_d$ (esquerda) e a distância volumétrica $D_V(z)/r_d$ (direita) para diferentes valores da soma das massas dos neutrinos, $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.2$ e 0.3 eV. Os pontos com barras de erro correspondem às medições de BAO do DESI. Os painéis inferiores mostram o desvio percentual em relação ao caso sem neutrinos massivos. Observa-se que neutrinos mais massivos reduzem sistematicamente as distâncias inferidas, com um efeito crescente em redshifts mais baixos, refletindo o impacto dos neutrinos na taxa de expansão e na geometria do Universo.

significativamente, chegando a ser cerca de uma ordem de grandeza maiores.

Essa degenerescência ocorre porque a CMB, que observa o Universo em sua fase primordial, é pouco sensível aos parâmetros que descrevem a energia escura dinâmica. Na prática, a principal contribuição da CMB para esses parâmetros vem de um efeito sutil, conhecido como efeito Sachs–Wolfe integrado, que depende da variação temporal dos potenciais gravitacionais. Como essa contribuição é pequena, os parâmetros w_0 e w_a ficam apenas fracamente determinados.

Por outro lado, na época observada pela CMB os neutrinos ainda são ultrarrelativísticos e se comportam de forma muito semelhante aos fótons. Isso torna a CMB pouco sensível às suas massas, reforçando a degenerescência entre a soma das massas dos neutrinos e os parâmetros da energia escura dinâmica.

Nesta seção mostramos como o parâmetro de equação de estado dos neutrinos massivos emerge naturalmente no contexto cosmológico. Partindo da equação de Boltzmann, derivamos as expressões para a densidade de energia e a pressão isotrópica. Como o momento físico dos neutrinos é diluído pela expansão do Universo enquanto sua

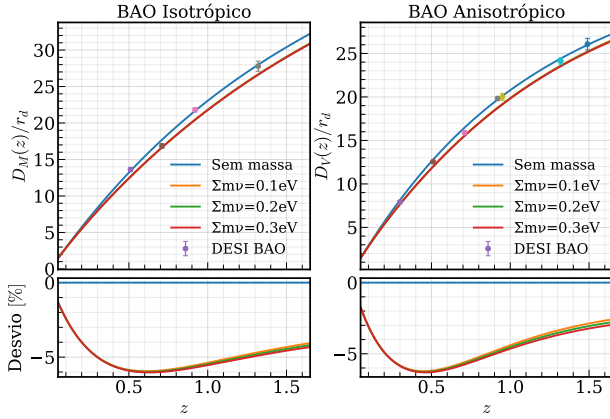


Figura 8: Mesmo que a Fig. 7, mas agora para um modelo de energia escura dinâmica do tipo w_0-w_a . Os painéis superiores mostram $D_M(z)/r_d$ (esquerda) e $D_V(z)/r_d$ (direita) para diferentes valores da soma das massas dos neutrinos, $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.2$ e 0.3 eV, juntamente com as medições de BAO do DESI. Os painéis inferiores apresentam o desvio percentual em relação ao caso sem neutrinos. Observa-se que, quando a energia escura é dinâmica, o impacto de neutrinos massivos sobre as distâncias BAO é amplificado, atingindo variações de vários por cento, o que evidencia a forte degenerescência entre $\sum m_\nu$ e os parâmetros da energia escura.

massa permanece constante, eles transitam continuamente entre dois regimes, $w_\nu(a) : \frac{1}{3} \rightarrow 0$, passando de um comportamento relativístico para um comportamento típico de matéria fria.

2.3 Efeitos no crescimento de estruturas

Na seção anterior investigamos o parâmetro de equação de estado dos neutrinos massivos no fundo cosmológico. Agora vamos entender como esses neutrinos deixam suas marcas no crescimento das estruturas no Universo. De maneira análoga ao parâmetro de equação de estado, que relaciona a densidade de energia e a pressão isotrópica de um fluido no nível de fundo, podemos definir para as perturbações uma quantidade chamada velocidade do som [25],

$$c_s^2 = \frac{\delta \bar{p}}{\delta \bar{\rho}}. \quad (25)$$

Essa quantidade mede como pequenas perturbações na pressão e na densidade de um fluido estão relacionadas.

Para fluidos barotrópicos simples, nos quais a pressão é uma função apenas da densidade, $\bar{p} = \bar{p}(\bar{\rho})$, a velocidade do som ao quadrado coincide com o parâmetro de equação de estado, $c_s^2 = w$.

Assim como $w(a)$ controla a evolução do fluido no nível do fundo cosmológico, a velocidade do som determina como as perturbações desse fluido se propagam e evoluem no espaço e no tempo. Em particular, ao especificar-se $w(a)$, a evolução do fundo é completamente determinada por Eq. (10), ou, de forma mais geral, pelas expressões para $\bar{\rho}$ e $\bar{p}$ dadas em Eq. (21).

No caso das perturbações, a situação é um pouco mais sutil. A quantidade definida em Eq. (25) não é invariante de calibre: uma simples mudança de coordenadas pode alterar os valores de $\delta \bar{\rho}$ e $\delta \bar{p}$, e, portanto, de c_s^2 . Ainda assim, essa definição fornece uma intuição física clara sobre como a pressão atua para se opor ao crescimento das perturbações gravitacionais.

Em um Universo composto apenas por matéria escura fria, o crescimento de estruturas é particularmente eficiente. A fase em que esse crescimento é mais intenso ocorre durante a era dominada pela matéria, que se segue à era dominada pela radiação. Como a radiação possui pressão, os poços de potencial gravitacional criados pela matéria encontram uma resistência relativística durante a fase de radiação. Nessa época, apenas flutuações com comprimento de onda maior do que um valor crítico conseguem crescer gravitacionalmente.

Esse comprimento crítico é conhecido como comprimento de Jeans [13, 16, 17],

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G \bar{\rho}}}. \quad (26)$$

Na era dominada pela matéria, a matéria escura fria possui velocidade do som praticamente nula, $c_s \simeq 0$, o que torna seu comprimento de Jeans desprezível e permite que estruturas cresçam em todas as escalas relevantes. Isso contrasta com a era da radiação, para a qual $c_s^{\text{rad}} = 1/\sqrt{3}$ e a pressão impede o colapso gravitacional em pequenas escalas.

Assim como a teoria de Maxwell para o eletromagnetismo, a Teoria da Relatividade Geral é uma teoria de calibre, o que implica a existência de mais graus de liberdade do que equações de movimento independentes.⁶ Como consequência, não existe um sistema de coordenadas universal que descreva de forma unívoca a evolução

⁶Uma discussão detalhada sobre liberdade de calibre foge do escopo deste artigo.

das perturbações em todas as escalas. No entanto, na teoria de perturbações cosmológicas, os efeitos genuinamente relativísticos tornam-se relevantes apenas em escalas muito grandes, próximas ao horizonte cosmológico, hoje da ordem de centenas de megaparsecs a ~ 1 Gpc.

Dessa forma, ao analisarmos as equações de movimento das perturbações de matéria em escalas muito menores do que o horizonte cosmológico, a gravidade assume uma forma efetivamente newtoniana, mesmo em um Universo em expansão. Nesse regime sub-horizonte, diferentes escolhas de coordenadas levam às mesmas equações físicas para o crescimento das estruturas. Uma maneira intuitiva de quantificar o crescimento dessas estruturas é por meio da função de correlação de dois pontos, que mede como galáxias (ou a matéria em geral) se agrupam no espaço. Ela representa o excesso de probabilidade de encontrar dois objetos separados por uma distância r , em comparação com uma distribuição completamente aleatória.

Se $\bar{n}$ é a densidade média de objetos, a probabilidade de encontrar um objeto em um pequeno volume dV_1 e outro em um volume dV_2 , separados por uma distância r , é dada por

$$dP = \bar{n}^2 [1 + \xi(r)] dV_1 dV_2. \quad (27)$$

Quando $\xi(r) > 0$, os objetos tendem a se agrupar nessa escala; quando $\xi(r) = 0$, a distribuição é aleatória; e quando $\xi(r) < 0$, há uma escassez de pares nessa separação.

A mesma informação pode ser descrita no espaço das escalas por meio do chamado espectro de potência $P(k)$, que indica quanta estrutura do Universo está associada a flutuações de tamanho característico $1/k$.⁷ Em termos físicos, $\xi(r)$ descreve o agrupamento no espaço real, enquanto $P(k)$ descreve o mesmo fenômeno em termos de ondas e escalas espaciais.

Para visualizar como o espectro de potência evolui com o número de onda e com o tempo (ou redshift), mostramos na Fig. 9 quatro curvas, cada uma correspondendo a um redshift diferente.

Na mesma Fig. 9 indicamos também a dependência aproximada do espectro de potência com o número de onda em dois regimes distintos:⁸ gran-

⁷O número de onda é definido como $k = 2\pi/\lambda$.

⁸Essa dependência é apenas qualitativa; a forma exata do espectro é mais complexa e foge do escopo deste artigo.

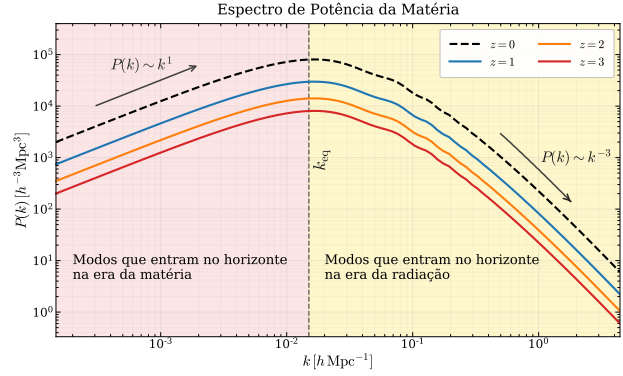


Figura 9: Espectro de potência linear da matéria para diferentes redshifts, $z = 0, 1, 2$ e 3 . A linha vertical tracejada indica a escala de igualdade entre matéria e radiação, k_{eq} . Em grandes escalas ($k \ll k_{\text{eq}}$), correspondentes a modos que entram no horizonte durante a era da matéria, o espectro cresce aproximadamente como $P(k) \propto k$. Em pequenas escalas ($k \gg k_{\text{eq}}$), cujos modos entram no horizonte durante a era da radiação, o crescimento das perturbações é suprimido, levando ao comportamento assintótico $P(k) \propto k^{-3}$. As diferenças de amplitude entre as curvas refletem o crescimento gravitacional das estruturas ao longo do tempo cósmico.

des escalas (modos de Fourier com k pequeno, região rosa) e pequenas escalas (modos de Fourier com k grande, região amarela). A linha tracejada que separa esses dois regimes corresponde aproximadamente ao modo que entra no horizonte cosmológico na época da igualdade entre matéria e radiação,

$$k_{\text{eq}} = a_{\text{eq}} H(a_{\text{eq}}) \approx 0.01 h \text{ Mpc}^{-1}. \quad (28)$$

Em escalas maiores que k_{eq} (isto é, para comprimentos de onda maiores), os modos entram no horizonte cosmológico durante a era dominada pela matéria. Nessa fase, o comprimento de Jeans é praticamente nulo, e não há pressão significativa capaz de contrabalançar o colapso gravitacional, permitindo um crescimento eficiente das perturbações. Já os modos que entram no horizonte durante a era da radiação, correspondentes a números de onda maiores que k_{eq} , sofrem a influência da pressão da radiação no fundo cosmológico, o que resulta em uma supressão do crescimento das estruturas em escalas menores.

Uma vez estabelecido o cenário do crescimento de estruturas na teoria de perturbações lineares para a matéria escura fria, podemos agora entender o papel específico introduzido pelos neutrinos massivos. Como vimos na Seção 2.2, em particular na Fig. 3, a equação de estado dos neutri-

nos massivos transita entre o regime relativístico, $w = 1/3$, e o regime não relativístico, $w = 0$. No nível do fundo cosmológico, a única escala relevante para caracterizar essa transição é o redshift em que ela ocorre. No nível das perturbações, entretanto, a situação torna-se mais rica.

A quantidade que caracteriza um fluido no regime perturbativo é a sua velocidade do som. Como neutrinos massivos passam a se comportar de forma semelhante à matéria escura fria depois de se tornarem não relativísticos, eles contribuem hoje para a densidade total de matéria do Universo com uma fração Ω_ν da ordem de 10^{-3} (ver Fig. 4). Usando as expressões gerais para densidade e pressão, Eq. (21), e expandindo a energia no regime não relativístico,

$$E \simeq m + \frac{p^2}{2m},$$

obtemos

$$\bar{p} \simeq \frac{1}{3m} \int d^3p p^2 f = \frac{1}{3} \bar{\rho} \langle v^2 \rangle. \quad (29)$$

Isso mostra que a pressão dos neutrinos massivos está diretamente associada à sua velocidade térmica residual. Para um gás não relativístico de partículas livres,

$$c_s^2 = \frac{\delta \bar{p}}{\delta \bar{\rho}} \sim \frac{\langle v_{\text{th}}^2 \rangle}{3}. \quad (30)$$

A mesma derivação vale para a matéria escura fria, cuja velocidade térmica é praticamente nula, implicando $c_s^2 \rightarrow 0$.

Neutrinos massivos, por outro lado, foram relativísticos no passado, e sua velocidade térmica v_{th} preserva essa memória, assim como sua velocidade do som. Isso nos leva a distinguir dois mecanismos físicos pelos quais perturbações podem se propagar:

- Em um fluido colisional, como o plasma primordial, as perturbações se propagam sob a forma de ondas acústicas, com velocidade do som c_s . A escala característica associada a esse processo é

$$\lambda_{\text{som}} \sim \frac{c_s}{aH}. \quad (31)$$

- Em um fluido sem colisões, como neutrinos desacoplados, as perturbações se propagam

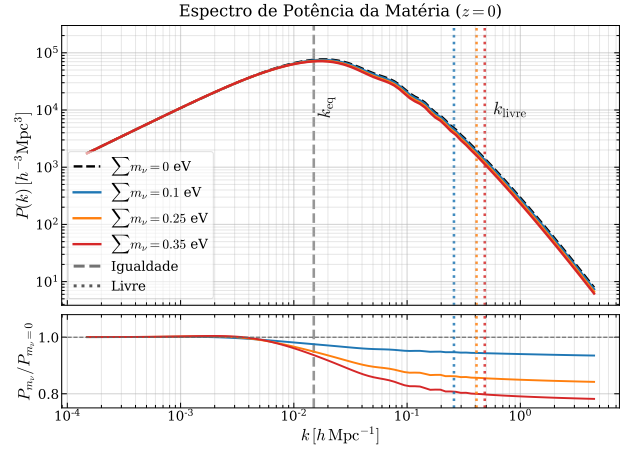


Figura 10: Espectro de potência da matéria no redshift $z = 0$ para diferentes valores da soma das massas dos neutrinos. O painel superior mostra $P(k)$, enquanto o painel inferior apresenta a razão $P_{\sum m_\nu}(k)/P_{\sum m_\nu=0}(k)$. As curvas correspondem a $\sum m_\nu = 0, 0.1, 0.25$ e 0.35 eV. A linha vertical tracejada indica a escala de igualdade entre matéria e radiação, k_{eq} , enquanto as linhas pontilhadas indicam as escalas de free-streaming k_{livre} para cada massa. Observa-se que neutrinos massivos suprimem o crescimento das estruturas em pequenas escalas ($k \gg k_{\text{livre}}$), levando a uma redução aproximadamente constante do espectro de potência, cujo nível aumenta com a massa total dos neutrinos.

pelo movimento livre das partículas, com velocidade térmica v_{th} . A escala associada a esse regime é

$$\lambda_{\text{livre}} \sim \frac{v_{\text{th}}}{aH}. \quad (32)$$

Como $c_s \simeq v_{\text{th}}/\sqrt{3}$ no regime não relativístico, essas duas escalas são da mesma ordem de grandeza,

$$\lambda_{\text{livre}} \sim \sqrt{3} \lambda_{\text{som}}. \quad (33)$$

Assim, neutrinos massivos introduzem uma escala física adicional no crescimento das estruturas: a escala de propagação livre (*free-streaming*). À medida que os neutrinos se tornam não relativísticos, tanto sua velocidade térmica quanto sua velocidade do som diminuem, fazendo com que essa escala deixe de crescer e efetivamente congele. Essa escala preferencial deixa uma assinatura direta no espectro de potência da matéria.

Dessa forma, fazendo contato com a discussão do espectro de potência da matéria apresentada na Fig. 9, mostramos na Fig. 10 o efeito de neutrinos massivos, para diferentes valores da massa, sobre essa mesma quantidade. Além da dependência com o número de onda k (eixo horizontal),

indicamos também duas escalas importantes: a escala de igualdade entre matéria e radiação e a escala de *free-streaming*. Esta última está associada ao momento em que os neutrinos massivos transitam do regime relativístico para o não relativístico, como discutido anteriormente.

A melhor maneira de interpretar o gráfico da razão entre o espectro de potência com neutrinos massivos e o caso sem massa é analisá-lo da direita para a esquerda. Os modos que entram no horizonte durante a era da radiação localizam-se à direita da escala de igualdade, enquanto aqueles que entram durante a era da matéria estão à esquerda. Como a era da radiação precede a da matéria, essa direção de leitura corresponde à “história” temporal do crescimento das estruturas.

Por exemplo, um modo com $k = 2 h \text{ Mpc}^{-1}$ entra no horizonte durante a era da radiação e tem seu crescimento limitado tanto pela pressão da radiação quanto pelo movimento livre dos neutrinos. Como consequência, o espectro de potência em cosmologias com neutrinos massivos é suprimido nessas escalas em comparação com o caso sem neutrinos. Essa supressão é mais pronunciada em pequenos comprimentos de onda, correspondentes a grandes valores de k .

Além disso, observa-se que a transição associada ao free-streaming ocorre em torno da escala k_{livre} . Para modos com $k \gg k_{\text{livre}}$, os neutrinos se propagam livremente e não contribuem de forma eficiente para o crescimento das estruturas, resultando em uma supressão aproximadamente constante do espectro de potência. Já para modos com $k \ll k_{\text{livre}}$, os neutrinos passam a se comportar como matéria fria e a cair nos poços de potencial gravitacional, fazendo com que o espectro de potência tenda gradualmente ao comportamento do modelo sem neutrinos massivos.

2.4 Efeitos de fundo + crescimento de estruturas

Para fechar o que foi delineado nas duas subseções anteriores, vale a pena introduzir um tipo de análise de grande importância para os grandes levantamentos de galáxias atuais. No caso de levantamentos espectroscópicos, como o DESI, os redshifts de dezenas de milhões de galáxias e de milhões de quasares são medidos com uma preci-

são da ordem de 0.1%. Isso fornece uma determinação extremamente precisa da posição radial dos objetos no espaço, que se soma à excelente precisão angular obtida no mapeamento do céu.

Para a análise das oscilações acústicas bariônicas, essa precisão em redshift é mais do que suficiente para obter medidas muito precisas de distâncias cosmológicas em diferentes épocas do Universo, permitindo comparações diretas com as escalas calibradas pela Radiação Cósmica de Fundo. Já para extrair ao máximo a informação sobre o crescimento das estruturas, a combinação entre a posição no céu e a precisão em redshift possibilita a chamada análise de Forma Total (do inglês, *Full Shape*) do espectro de potência das galáxias [26–31].

O crescimento de estruturas no Universo, entretanto, é um problema intrinsecamente não linear. Isso pode ser visto diretamente nas Equações de Einstein, que formam um sistema de equações diferenciais parciais não lineares. A teoria de perturbações lineares em cosmologia descreve o espectro de potência da matéria apenas até números de onda da ordem de $k \sim 0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$. No entanto, os levantamentos atuais e futuros sondam o Universo em escalas correspondentes a valores de k significativamente maiores. Nesse regime, embora o crescimento das estruturas se torne não linear, a física dos neutrinos massivos continua sendo a mesma: a principal diferença em relação ao regime linear é que as não linearidades amplificam o crescimento em pequenas escalas.

Para modelar o espectro de potência no regime não linear, existem duas abordagens complementares: uma perturbativa [32] e outra não perturbativa [33]. A abordagem perturbativa consiste em estender a expansão em perturbações além da ordem linear. Embora seja uma técnica robusta e de grande sucesso recente, ela é válida apenas até escalas moderadamente não lineares. A abordagem não perturbativa, por sua vez, consiste em resolver numericamente a dinâmica gravitacional de um grande número de partículas em uma caixa de tamanho cosmológico, com condições de contorno periódicas. Esses cálculos, conhecidos como simulações cosmológicas de N -corpos, são altamente preditivos, mas também extremamente custosos do ponto de vista computacional.

Como exemplo final, mostramos na Fig. 11 o re-

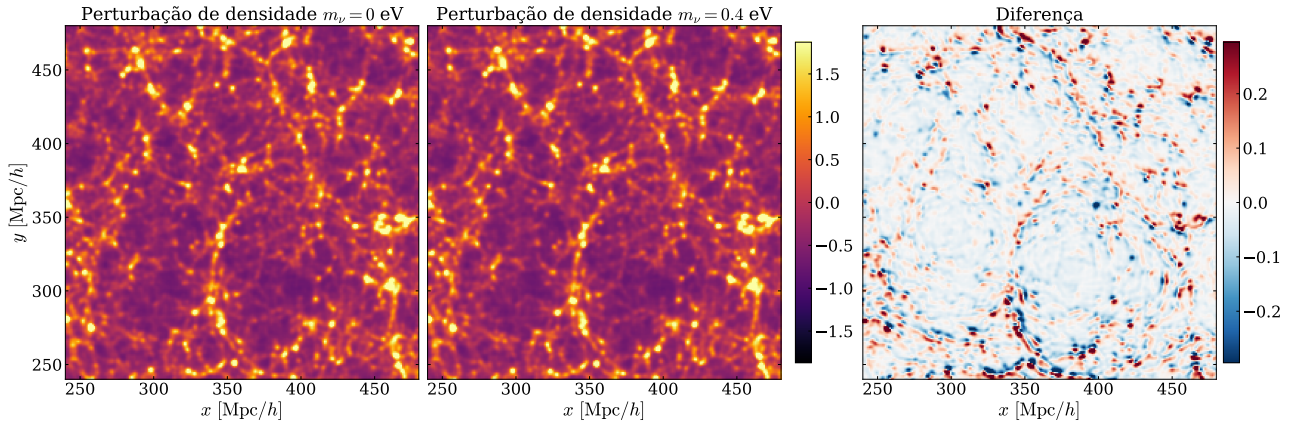


Figura 11: Mapas de fatia da perturbação de densidade da matéria para duas cosmologias: sem neutrinos massivos ($m_\nu = 0$ eV, painel esquerdo) e com neutrinos massivos ($m_\nu = 0.4$ eV, painel central). O painel da direita mostra a diferença entre os dois campos. Regiões em vermelho correspondem a superdensidades e regiões em azul a subdensidades. Embora os dois mapas pareçam visualmente semelhantes, o mapa de diferenças revela que neutrinos massivos reduzem sistematicamente o crescimento de estruturas em pequenas escalas, suavizando filamentos e halos e redistribuindo matéria ao longo da rede cósmica.

sultado de duas dessas simulações: uma sem neutrinos massivos e outra com neutrinos de massa total 0.4 eV.⁹ O terceiro painel apresenta a diferença entre os dois casos. Observa-se que os neutrinos massivos tendem a “embaçar” a formação da chamada teia cósmica, suavizando a concentração de matéria em torno dos poços de potencial gravitacional gerados pela matéria escura. Enquanto a matéria escura amplifica as não linearidades e promove o colapso gravitacional, os neutrinos atuam no sentido oposto, suprimindo e redistribuindo a matéria nessas regiões.

Em conjunto, a combinação de informações de fundo cosmológico (CMB e BAO) com o crescimento de estruturas medido pelo espectro de potência das galáxias — e calibrado por simulações cosmológicas — transforma o Universo em um verdadeiro detector de neutrinos. Enquanto experimentos de laboratório medem diferenças de massa, a cosmologia é sensível à soma total das massas, $\sum m_\nu$, por meio de seus efeitos acumulados sobre a expansão e a formação de estruturas. Essa complementaridade torna os levantamentos cosmológicos de próxima geração uma das ferramentas mais poderosas para explorar a física dos neutrinos além do Modelo Padrão.

⁹Para gerar essas imagens utilizamos os dados sintéticos das simulações Quijote [34], publicamente disponíveis no website: <https://quijote-simulations.readthedocs.io/en/latest/index.html>

3 Conclusão

Neste artigo procuramos apresentar, de forma geral, a importância da física de neutrinos massivos para a cosmologia contemporânea. Os neutrinos ocupam um papel central no Modelo Padrão da Física de Partículas e nas buscas por nova física além desse modelo. Embora tenham sido originalmente postulados como partículas sem massa, hoje sabemos que eles possuem massas extremamente pequenas, e a cosmologia fornece um laboratório natural para investigar o limite superior da soma dessas massas.

A divisão natural das sondas cosmológicas observacionais modernas em sondas de geometria e de crescimento de estruturas tem, entre seus principais objetivos, esclarecer a natureza das massas dos neutrinos. Embora a cosmologia não possa revelar diretamente o mecanismo microscópico que gera essas massas, as assinaturas deixadas pelos neutrinos ao longo da evolução do Universo são claras e mensuráveis.

No nível do fundo cosmológico, vimos que as recentes análises do levantamento DESI sugerem uma possível dinâmica da energia escura, o que amplifica significativamente o impacto de neutrinos massivos sobre as distâncias cosmológicas. Já no nível das perturbações, ao examinarmos como a matéria se aglomera no Universo, observamos que os neutrinos massivos tendem a suprimir o crescimento das estruturas em pequenas escalas, como consequência direta de sua velocidade tér-

mica residual. Como esses neutrinos nasceram relativísticos, a expansão do Universo reduz seus momentos ao longo do tempo, levando-os a uma transição suave para o regime não relativístico.

A combinação dessas duas informações — a história da expansão cósmica e o crescimento das estruturas — transforma o Universo em um poderoso detector de neutrinos. Com os levantamentos de próxima geração, que mapearão centenas de milhões de galáxias com precisão sem precedentes, a cosmologia está prestes a entrar em uma era na qual a soma das massas dos neutrinos poderá ser medida com uma sensibilidade comparável à de experimentos de laboratório, oferecendo uma janela única para a física além do Modelo Padrão.

Sobre o autor

Guilherme Brando, gbrando@cbpf.br, é Pesquisador Classe C na Coordenação de Cosmologia, Astrofísica e Interações Fundamentais (COSMO) do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). Concluiu o doutorado no Programa de Pós-Graduação em Cosmologia, Astrofísica e Gravitação (PPGCosmo) da Universidade Federal do Espírito Santo (UFES). Realizou estágios de pós-doutorado no Instituto Max Planck de Pesquisas Gravitacionais (Alemanha) e na Universidade de Durham (Inglaterra). Sua pesquisa atual concentra-se em cosmologia teórica e numérica, com ênfase em teorias alternativas ao modelo cosmológico padrão e em efeitos de óptica ondulatória em observáveis de lenteamento gravitacional.

Referências

- [1] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, *Phys. Today* **31N9**, 27 (1978).
- [2] S. Navas et al., *Review of particle physics*, *Phys. Rev. D* **110**(3), 030001 (2024).
- [3] M. R. Krishnaswamy et al., *THE KGF NUCLEON DECAY EXPERIMENT*, *Prog. Math. Phys.* **9**, 25 (1983).
- [4] Y. Fukuda et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998). [ArXiv:hep-ex/9807003](#).
- [5] K. Eguchi et al., *First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003).
- [6] F. P. An et al., *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 171803 (2012). [ArXiv:1203.1669](#).
- [7] P. Adamson et al., *First measurement of electron neutrino appearance in NOvA*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(15), 151806 (2016). [ArXiv:1601.05022](#).
- [8] J. K. Ahn et al., *Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802 (2012). [ArXiv:1204.0626](#).
- [9] K. Abe et al., *Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 041801 (2011). [ArXiv:1106.2822](#).
- [10] K. Lande e P. Wildenhain, *The Homestake chlorine solar neutrino experiment: Past, present and future*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **118**, 49 (2003).
- [11] A. Bellerive et al., *The Sudbury Neutrino Observatory*, *Nucl. Phys. B* **908**, 30 (2016). [ArXiv:1602.02469](#).
- [12] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [13] S. Dodelson e F. Schmidt, *Modern Cosmology* (Academic Press, 2020).
- [14] J. Lesgourgues e S. Pastor, *Massive neutrinos and cosmology*, *Phys. Rept.* **429**, 307 (2006). [ArXiv:astro-ph/0603494](#).
- [15] Y. Y. Y. Wong, *Neutrino mass in cosmology: status and prospects*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61**, 69 (2011). [ArXiv:1111.1436](#).

- [16] P. J. E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton University Press, 2020).
- [17] L. Amendola e S. Tsujikawa, *Dark Energy: Theory and Observations* (Cambridge University Press, 2015).
- [18] DESI Collaboration et al., *Data Release 1 of the Dark Energy Spectroscopic Instrument*, [arXiv e-prints arXiv:2503.14745](#) (2025). [ArXiv:2503.14745](#).
- [19] M. Abdul Karim et al., *DESI DR2 results. II. Measurements of baryon acoustic oscillations and cosmological constraints*, *Phys. Rev. D* **112**(8), 083515 (2025). [ArXiv:2503.14738](#).
- [20] M. Chevallier e D. Polarski, *Accelerating universes with scaling dark matter*, *Int. J. Mod. Phys. D* **10**, 213 (2001). [ArXiv:gr-qc/0009008](#).
- [21] E. V. Linder, *Exploring the expansion history of the universe*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 091301 (2003). [ArXiv:astro-ph/0208512](#).
- [22] E. Di Valentino, S. Gariazzo e O. Mena, *Most constraining cosmological neutrino mass bounds*, *Phys. Rev. D* **104**(8), 083504 (2021). [ArXiv:2106.15267](#).
- [23] W. Elbers et al., *Negative neutrino masses as a mirage of dark energy*, *Phys. Rev. D* **111**(6), 063534 (2025). [ArXiv:2407.10965](#).
- [24] D. Wang et al., *Updating neutrino mass constraints with background measurements*, *Phys. Rev. D* **110**(10), 103536 (2024). [ArXiv:2405.03368](#).
- [25] W. Hu, *Covariant linear perturbation formalism*, ICTP Lect. Notes Ser. **14**, 145 (2003). [ArXiv:astro-ph/0402060](#).
- [26] P. Zhang e Y. Cai, *BOSS full-shape analysis from the EFTofLSS with exact time dependence*, *JCAP* **01**(01), 031 (2022). [ArXiv:2111.05739](#).
- [27] P. Zhang et al., *BOSS Correlation Function analysis from the Effective Field Theory of Large-Scale Structure*, *JCAP* **02**(02), 036 (2022). [ArXiv:2110.07539](#).
- [28] T. Colas et al., *Efficient Cosmological Analysis of the SDSS/BOSS data from the Effective Field Theory of Large-Scale Structure*, *JCAP* **06**, 001 (2020). [ArXiv:1909.07951](#).
- [29] G. D'Amico et al., *The Cosmological Analysis of the SDSS/BOSS data from the Effective Field Theory of Large-Scale Structure*, *JCAP* **05**, 005 (2020). [ArXiv:1909.05271](#).
- [30] O. H. E. Philcox et al., *Determining the Hubble Constant without the Sound Horizon: Measurements from Galaxy Surveys*, *Phys. Rev. D* **103**(2), 023538 (2021). [ArXiv:2008.08084](#).
- [31] M. M. Ivanov, M. Simonović e M. Zaldarriaga, *Cosmological Parameters from the BOSS Galaxy Power Spectrum*, *JCAP* **05**, 042 (2020). [ArXiv:1909.05277](#).
- [32] F. Bernardeau et al., *Large scale structure of the universe and cosmological perturbation theory*, *Phys. Rept.* **367**, 1 (2002). [ArXiv:astro-ph/0112551](#).
- [33] R. W. Hockney e J. W. Eastwood, *Computer simulation using particles* (1988).
- [34] F. Villaescusa-Navarro et al., *The Quijote Simulations*, *ApJS* **250**(1), 2 (2020). [ArXiv:1909.05273](#).

Fotometria e calibração de supernovas do tipo Ia

Ribamar R. R. Reis e Beatriz B. Siffert

Universidade Federal do Rio de Janeiro

Resumo

Supernovas do tipo Ia forneceram a primeira evidência, no final da década de 1990, de que a expansão do Universo é acelerada. Desde então vários grupos, usando as mais variadas observações têm confirmado esse resultado pioneiro, indicando que o Universo está em uma fase dominada por uma constante cosmológica, que é o mecanismo mais simples para explicar a aceleração cósmica, no contexto da teoria da relatividade geral. Mas, conforme as técnicas de observação foram se sofisticando, o número de eventos observados aumentou a ponto de as incertezas estatísticas não serem mais o maior problema. Cada vez mais, o foco dos novos projetos é controlar os erros sistemáticos devidos à modelagem do fenômeno, condições de observação e limitações dos equipamentos. Neste trabalho, apresentamos um pequeno vislumbre do desafio de fotometria, que se refere a observação de eventos astronômicos em faixas grandes de comprimento de onda e, a partir dessa informação inferir propriedades intrínsecas de tais eventos. Além disso, abordamos brevemente o desafio de controlar a propagação das incertezas para as distâncias estimadas e, conseqüentemente, para os parâmetros cosmológicos obtidos a partir delas.

Abstract

Type Ia supernovae provided the first evidence, by the end of the 1990's, that the expansion of the Universe is accelerated. Since then, various groups, using different observations have been confirmed this pioneer result, indicating that the Universe is in phase dominated by a cosmological constant, which is the simplest mechanism to explain the cosmic acceleration, in the context of general relativity. However, as the observation techniques were improving, the number of observed events increased to a point at the statistical uncertainties are not the biggest problem. The main focus of new projects shifted to controlling systematic errors due to modeling of the phenomenon, observation conditions e equipment limitations. In this work, we present a small glimpse of the photometry challenge, regarding the observation of astronomical events em large wavelenght bands and, from this information, infer intrinsic properties of such events. In addition, in briefly consider the challenge of controlling the propagation of uncertainties to the estimated distances e, consequently, to the cosmological parameters obtained from them.

Palavras-chave: supernova, fotometria, calibração, vela padrão, cosmologia, energia escura.

Keywords: supernova, photometry, calibration, standard candle, cosmology, dark energy.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51476](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51476)

1 Introdução

Supernovas do tipo Ia (SNIa) têm sido um observável chave para investigar a expansão cósmica desde que forneceram, na década de 1990, a primeira evidência para a sua aceleração [1, 2]. Desde então, a comunidade científica nunca parou de estudar esses eventos com objetivo de aprimorar tanto o nosso conhecimento sobre a evolução das estrelas, quanto a precisão das estimativas de distância usadas em cosmologia. Neste trabalho, nos concentramos apenas no uso de SNIa como indicadores de distâncias cosmológicas.

Uma supernova (SN) é uma explosão que ocorre no estágio final da evolução de algumas estrelas ou sistemas de estrelas. Existem vários tipos de SN e elas são tipicamente classificadas de acordo com as características observadas nos seus espectros, que são medidas de fluxo específico (energia por unidades de tempo, área e comprimento de onda) em função do comprimento de onda, e nas suas curvas de luz, que são medidas de fluxo como função do tempo. Enquanto o espectro de um corpo celeste carrega informação sobre a distribuição da sua emissão em diferentes porções do espectro eletromagnético, a sua curva

de luz nos mostra a evolução da sua emissão de radiação com o tempo e é através dela que podemos inferir a distância desses eventos até nós. Como veremos adiante, curvas de luz são obtidas quando a radiação recebida passa por um filtro no telescópio. Esse tipo de observação é conhecido como “fotometria” e dá informação sobre a emissão em toda a faixa de comprimento de ondas permitida pelo filtro utilizado. Vamos nos concentrar na fotometria desses eventos e supor que temos uma medida do desvio para o vermelho (*redshift*, em inglês) deles, que é idealmente obtido a partir do espectro, mas também pode ser estimado a partir da própria fotometria. O desvio para o vermelho é a mudança no comprimento de onda, ou frequência, de uma fonte quando esta se encontra em movimento com respeito ao observador (efeito *Doppler*).

Uma discussão sobre os tipos de SN e como eles são identificados pode ser encontrada em [3]. Aqui, nos limitaremos a considerar SNIa, que tem sido o tipo tradicionalmente usado para estimar distâncias para aplicação em cosmologia. Existem muitos trabalhos investigando a possibilidade de padronizar supernovas do tipo IIP para usá-las como indicadores de distância [4] mas, até o momento, as incertezas envolvidas ainda são grandes quando comparadas com as SNIa. Como qualquer observável em astronomia, SNIa estão sujeitas a várias fontes de incertezas. Aquelas devidas à própria variabilidade nas propriedades desses eventos são consideradas por nós como erros estatísticos. O principal exemplo é o fato de que as SNIa não podem ser classificadas como velas padrão, pois elas não explodem todas com a mesma potência. Quando existe uma relação entre a luminosidade de um corpo celeste e alguma outra característica que o descreve, dizemos que ele se comporta como uma “vela padrão”. Mas no caso de SNIa, de fato, é preciso utilizar um procedimento de padronização, que se vale de correlações empíricas entre propriedades como o fluxo máximo, a duração da explosão e cor. A padronização diminui bastante, mas não elimina, a variação intrínseca entre as SNIa. Esse tipo de incerteza, no entanto, pode ter o seu impacto na análise diminuído conforme aumentamos o número de eventos na amostra. Podemos dizer que a primeira fase da cosmologia com supernovas foi dominada pelos erros estatísticos, justamente por-

que as amostras continham poucos eventos (da ordem de 100 ou menos).

Existe outro tipo de fonte de incertezas, que chamamos de erros sistemáticos, que não são atenuados com o aumento da amostra. Esses erros têm origem em procedimentos aplicados a toda a amostra ou em efeitos externos ao fenômeno de interesse. Como veremos adiante, os dispositivos usados para realizar as medidas introduzem incertezas inerentes ao seu funcionamento. Além disso, efeitos como a dispersão da luz devido à poeira (extinção), seja na atmosfera, na nossa galáxia ou na galáxia hospedeira (onde ocorreu a explosão) estão sempre presentes em todas as observações. Com o surgimento de grandes levantamentos para busca e observação de supernovas, o número de eventos nas amostras cresceu ao ponto de, atualmente, estarmos em uma fase dominada por erros sistemáticos.

Naturalmente, os pesquisadores envolvidos em grandes levantamentos sempre estiveram cientes desses problemas e têm dedicado uma grande parte do seu tempo ao desenvolvimento de novas técnicas para diminuir o impacto dos erros sistemáticos na análise. Entre os trabalhos das grandes colaborações dedicados a esses aspectos técnicos da busca e acompanhamento de SNIa podemos destacar o *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) [5, 6], *SuperNova Legacy Survey* (SNLS) [7], *Equation of State: SuperNova trace Cosmic Expansion* (ESSENCE), *Joint Light-curve Analysis* (JLA) [8], *Dark Energy Survey* (DES) [9] e *Pantheon* [10].

Neste trabalho, trataremos de questões relacionadas à calibração fotométrica de SNIa. De fato, as imagens obtidas por um telescópio contém inicialmente apenas informação do número de fótons provenientes de cada direção do céu e precisamos converter essa informação em fluxo. Tal procedimento de calibração introduz incertezas que dependem das características dos instrumentos utilizados, da amostra de calibração selecionada e das técnicas adotadas.

A atualidade da questão se torna flagrante diante da chamada “tensão de *Hubble*” [11], que já desafia a comunidade científica há quase uma década, e se trata da discrepância nas medidas da constante de *Hubble* em diferentes épocas da evolução do Universo obtidas com diferentes observáveis. Dentre os conjuntos de dados analisados,

encontram-se medidas de SNIa a baixo *redshift* que, como veremos mais adiante, só podem fornecer informação a respeito de H_0 uma vez que tenham sua luminosidade calibrada com dados provenientes de outro observável.

Neste artigo, iniciaremos nas Seções 2 e 3 com noções básicas de instrumentação digital em astronomia e fotometria, apresentando as definições de magnitude dentre outros. Na Seção 4, descreveremos brevemente a técnica de subtração de imagens, utilizada para a detecção de eventos transientes no céu e na Seção 5 apresentaremos o processo de calibração fotométrica, em que estrelas de referência são utilizadas para obtermos a magnitude de uma fonte desconhecida, e como podemos aplicá-lo ao caso das SNIa. Na Seção 6 descreveremos a escada cósmica de distância e como ela permite que utilizemos SNIa para obter medidas de parâmetros cosmológicos e, finalmente, na Seção 7, discorreremos sobre as incertezas associadas a esse processo.

2 Noções de instrumentação óptica digital

O dispositivo mais usado em astronomia óptica (e em ultravioleta e infravermelhos próximos, como veremos adiante) é o CCD (do inglês *Charge-Coupled Device*, ou dispositivo de carga acoplada), que é o coração da esmagadora maioria das câmeras digitais, como as presentes em telefones celulares. O fenômeno físico fundamental para o desenvolvimento desse detector é o efeito fotoelétrico, cuja descrição moderna [12, 13] rendeu um prêmio Nobel a Albert Einstein em 1921.¹ O efeito consiste na emissão de elétrons por materiais devido à incidência de luz e só foi satisfatoriamente explicado com a hipótese de que as ondas eletromagnéticas são quantizadas. A partícula associada a um *quantum* de luz, a menor quantidade possível de energia eletromagnética, é o fóton. Nossa intenção não é fornecer uma descrição completa do funcionamento desses dispositivos, apenas ressaltar algumas características que contribuem para a incerteza nas medidas de interesse. Para mais detalhes, recomendamos a referência [14].

O CCD é um arranjo bidimensional de pequenas células feitas de material semicondutor, como

o Silício, nas quais os elétrons emitidos pela incidência de luz sobre o telescópio são capturados por uma voltagem para posterior contagem. Essas células são os pixels do dispositivo e, sabendo a posição de cada uma no arranjo, podemos associar o fluxo recebido de uma região diferente do céu e, assim, construir uma imagem. Os elétrons emitidos pelo material e coletados em cada pixel, são recolhidos em um processo de leitura. Esse processo não é perfeito e, por isso, nem todos os fótons que atingem o CCD serão efetivamente registrados.

A razão entre os fótons realmente detectados e os fótons incidentes é o que chamamos de eficiência quântica do CCD. Essa razão depende do comprimento de onda dos fótons incidentes e, dependendo do material usado, a faixa em que o dispositivo é sensível pode variar. Existe ainda uma incerteza adicional, chamada ruído de leitura (*readout noise*, em inglês), que está associada à eletrônica responsável, entre outras coisas, em converter o sinal analógico (voltagem em cada pixel) em digital. Nesta fase o próprio circuito pode introduzir um sinal eletrônico adicional, não associado à voltagem nos pixels. O ruído de leitura é expressado em termos de número de elétrons “espúrios” introduzidos no sinal, por pixel, durante a leitura.

Todo material pode emitir elétrons mesmo sem a incidência de uma onda eletromagnética, simplesmente devido à agitação térmica, que pode produzir variações na energia cinética dessas partículas. Isso significa que, mesmo com a câmera totalmente coberta, o sistema eletrônico fornecerá um sinal diferente de zero, que chamamos de corrente escura. A intensidade desse sinal depende da temperatura e é a principal razão para as câmeras usadas em astronomia serem resfriadas. Com a temperatura suficientemente baixa, podemos garantir que a corrente escura não domine o sinal. É comum os fabricantes fornecerem informação sobre a corrente escura em termos de elétrons por pixel como função da temperatura de operação.

A última característica que gostaríamos de ressaltar é o ganho do CCD, que determina qual a quantidade de carga coletada em um pixel correspondente a uma unidade na conversão do sinal analógico para digital na eletrônica do sistema.

¹www.nobelprize.org/prizes/physics/1921/summary/

3 Fotometria

A grandeza que podemos medir usando um CCD é o fluxo, a quantidade de energia por unidade de tempo e área. Essa quantidade de energia, em geral, depende também da frequência, ou comprimento de onda. Cada fonte tem o seu fluxo específico (fluxo por unidade de comprimento de onda). A partir dessa grandeza fundamental, podemos obter o chamado fluxo bolométrico, integrando em todos os comprimentos de onda

$$f(t) := \int_0^\infty f_\lambda(\lambda, t) d\lambda, \quad (1)$$

onde f_λ é o fluxo específico, λ o comprimento de onda e estamos explicitando a dependência com o tempo t , que é importante para fenômenos transientes como SNIa.

O fluxo bolométrico, infelizmente, não é observável. Não podemos medir o fluxo de uma fonte para qualquer comprimento de onda. Na prática, o que fazemos é observar através de uma “janela”, que chamamos de filtro ou banda. Para complicar mais as coisas cada filtro deixa passar uma fração diferente de energia para cada comprimento de onda. Com isso, o fluxo medido através de um filtro X é uma soma ponderada por uma função de transmissão S_λ^X ,

$$f^X(t) := \int_0^\infty f_\lambda(\lambda, t) S_\lambda^X(\lambda) d\lambda. \quad (2)$$

A magnitude aparente é uma medida logarítmica, adimensional, do fluxo. Podemos também definir magnitudes bolométricas e em filtros,

$$m(t) := -2.5 \log_{10} \left(\frac{f(t)}{g} \right), \quad (3)$$

$$m_X(t) := -2.5 \log_{10} \left(\frac{f^X(t)}{g^X} \right), \quad (4)$$

onde as quantidades g e g^X são valores de referência que definem o sistema de magnitudes usado. Junto com um conjunto de filtros, e suas correspondentes curvas de transmissão, eles definem um sistema fotométrico. Um sistema de magnitudes bastante usado atualmente é o AB, no qual o valor de referência é uma constante para todas as frequências, $g_\nu^{AB} = 3631 \text{ Jy}$.² Dois sistemas fotométricos comuns são o UBVRI, bastante usado

² 1 Jansky (Jy) = $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

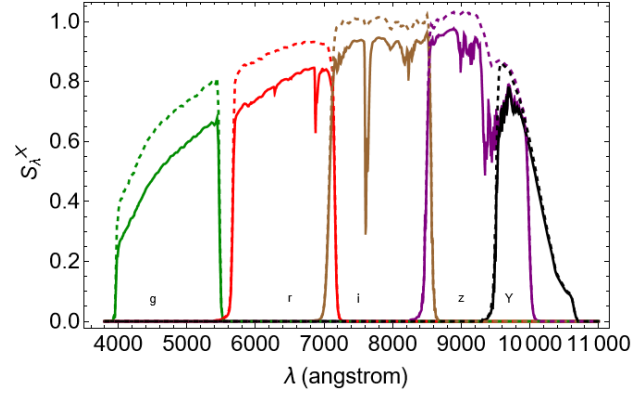


Figura 1: Curvas de resposta do sistema fotométrico do DES [9], com (linhas contínuas) e sem (linhas tracejadas) a contribuição da atmosfera. Dados disponíveis em [NOIR-Lab](#) (*National Optical-Infrared Astronomy Research Laboratory*).

para caracterizar supernovas próximas, e o *ugriz* (e suas variantes), muito usado em grandes levantamentos de galáxias, como o SDSS [5], DES [9] e LSST [15].

A rigor, a função S_λ^X na Eq. (2) deve incluir, além da transmissão do filtro (fração da energia incidente que realmente atravessa o material), outros efeitos instrumentais, como a eficiência quântica do CCD, e ambientais, como a extinção atmosférica, quantidade de luz que não chega ao instrumento devido ao espalhamento por moléculas do ar. Geralmente, os grupos responsáveis pelas observações disponibilizam as curvas resultantes, chamadas curvas de resposta, incluindo todos os efeitos relevantes, como ilustrado na Figura 1.

O conceito básico por trás do uso de velas padrão é a distância de luminosidade, que é definida como

$$d_L := \sqrt{\frac{L}{4\pi f}}, \quad (5)$$

onde L é luminosidade bolométrica da fonte, a quantidade de energia por unidade de tempo medida por um observador “local” a 10 pc^3 de distância, e em repouso relativo. É útil definir a magnitude absoluta bolométrica como

$$M(t) := -2.5 \log_{10} \left(\frac{L(t)}{g} \right), \quad (6)$$

³ 1 parsec (pc) = $3,086 \times 10^{16} \text{ m}$

e a magnitude absoluta em um filtro como

$$M_Y(t) := -2.5 \log_{10} \left(\frac{L^Y(t)}{g^Y} \right), \quad (7)$$

de maneira análoga ao que fizemos com o fluxo. Assim,

$$L^Y(t) := \int_0^\infty L_\lambda(\lambda, t) S_\lambda^Y(\lambda) d\lambda, \quad (8)$$

onde L_λ é a luminosidade específica, a quantidade de energia por unidade de tempo e comprimento de onda (ou frequência). Essas quantidades ditas específicas também costumam ser conhecidas como distribuições espectrais de energia (SED, do inglês *Spectral Energy Distribution*). Com essas definições, é possível mostrar o seguinte resultado

$$\mu := 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10 \text{ pc}} \right) = m - M, \quad (9)$$

onde μ é o módulo de distância e a distância de luminosidade é medida em parsecs.

Infelizmente, como vimos anteriormente, magnitudes bolométricas não são de fato diretamente observáveis e é importante notar que a diferença entre magnitudes aparentes e absolutas em filtros não é igual ao módulo de distância. De fato,

$$\mu = m_X - M_Y + K_{XY}, \quad (10)$$

onde K_{XY} é a chamada “correção K”, e a Eq. (10) é a definição desta quantidade, que depende da luminosidade específica da fonte, das transmissões dos filtros e do desvio para o vermelho. Para mais detalhes sobre essa discussão, recomendamos [16] e suas referências.

É possível mostrar que a relação entre fluxo e luminosidade específicos pode ser escrita como

$$f_\lambda(\lambda, t, r, z, L_\lambda) = \frac{L_\lambda(\lambda/(1+z), t/(1+z))}{(1+z) 4\pi d_L^2}, \quad (11)$$

onde z é o desvio para o vermelho (*redshift*), definido como a diferença entre o comprimento de onda medido por um observador em movimento relativo à fonte λ_{obs} e o medido em repouso λ_{em} (na emissão),

$$z := \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}. \quad (12)$$

Uma complicação adicional é que a expressão (10) considera que não existe nenhum meio material entre observador e fonte. Sabemos que isso

não é verdade. A atmosfera da Terra e a poeira distribuída em todo o interior da nossa galáxia e da galáxia hospedeira dispersam parte da luz da fonte. Isso significa que a energia que recebemos é menor do que deveria e, portanto a magnitude da fonte fica maior. A Eq. (10), consequentemente, precisa ser corrigida somando termos de extinção atmosférica A_{atm} , da Via Láctea A_{VL} e da galáxia hospedeira A_{hosp} . Sabemos que existe poeira distribuída entre as galáxias, mas essa contribuição, em geral, é bem menor do que as outras. Assim temos,

$$\mu = m_X - M_Y + K_{XY} + A_{atm} + A_{VL} + A_{hosp}. \quad (13)$$

4 Busca e detecção de supernovas

A procura sistemática por explosões de supernovas, assim como o de eventos transientes e objetos variáveis em geral, se dá através do que chamamos de “imageamento diferencial” ou, mais simplificada, “subtração de imagens”. Tal procedimento consiste em comparar imagens de uma mesma região do céu obtidas em instantes de tempo diferentes, a procura de fontes luminosas que tenham surgido, desaparecido ou variado significativamente de brilho. Um exemplo pode ser visto na Figura 2, em que o painel da esquerda mostra a imagem de uma galáxia espiral e o da direita mostra a mesma galáxia durante a explosão de uma SNIa, cuja posição está indicada por uma seta. Se subtraíssemos a imagem da esquerda da imagem da direita, obteríamos, idealmente, uma imagem subtraída contendo apenas a SNIa.

Existem à disposição pacotes astronômicos que realizam o processo de subtração das imagens, além do prévio alinhamento astrométrico necessário. O pacote mais conhecido para a realização da subtração de imagens astronômicas é o HOTPANTS (*High Order Transform of PSF ANd Template Subtraction*) [17], que é amplamente utilizado nos *pipelines* para detecção de supernovas de diversas colaborações.

Em grandes levantamentos, é comum termos à disposição muitas imagens de uma mesma região do céu e, assim, é importante definir quais subtrações serão realizadas, a fim de otimizar a utilização de recursos computacionais e possibilitar a detecção de eventos logo após a explosão. Como regra geral, a subtração deve ser sempre

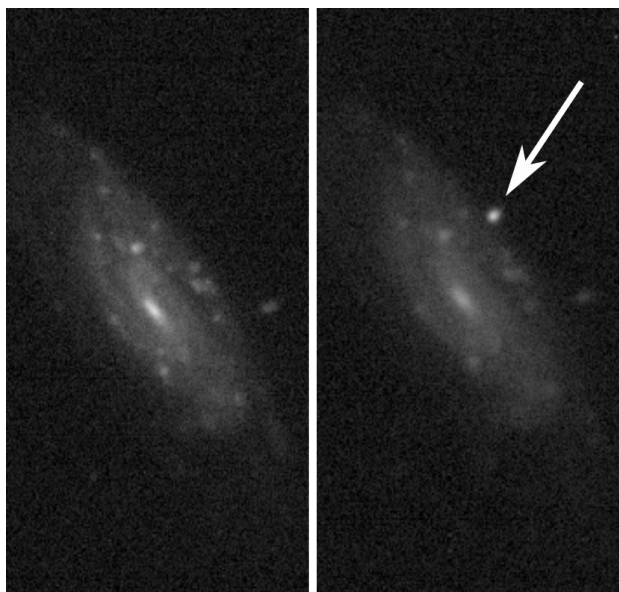


Figura 2: Imagens de uma mesma galáxia UGC272, tiradas em noites diferentes. Na imagem da direita, é possível observar uma nova fonte, a supernova SN2005hk. Montagem com imagens do SDSS.

realizada entre imagens obtidas com o mesmo filtro e, no jargão da área, em “épocas” distintas. No contexto da detecção de SNIa, é usual entendermos por “época” a noite em que a imagem foi obtida. Não é comum fazer a distinção entre imagens obtidas em diferentes momentos em uma mesma noite e, dependendo do estágio de desenvolvimento da explosão, pode não ser importante nem mesmo distinguir entre noites subsequentes. Desta forma, para fins da detecção de SNIa, imagens obtidas em um mesmo filtro e em uma mesma noite e até mesmo em noites subsequentes devem ser adicionadas para formar uma única imagem com razão sinal-ruído mais alta, permitindo a detecção de explosões mais distantes. A subtração é realizada entre as imagens resultantes (os chamados “coadds”) obtidos com intervalos de alguns dias ou até mesmo semanas ou meses, dependendo da cadência (frequência com a qual o telescópio volta a observar uma mesma região do céu) do levantamento.

Uma vez que uma fonte luminosa aparece na imagem subtraída, temos um candidato que pode vir a ser uma SNIa, mas pode ser também uma supernova de outro tipo, um asteroide, uma estrela variável, uma AGN, dentre outros objetos astronômicos, além de, mais provavelmente, um resquício do processo de subtração e raios cósmi-

cos. Desta forma, é importante ter recursos para filtrar os candidatos resultantes e aumentar a probabilidade de uma correta identificação de SNIa, reduzindo a necessidade de etapas de inspeção visual. Tais recursos podem variar desde a simples verificação do formato da fonte, que pode ser bastante eficiente na eliminação de raios cósmicos, por exemplo, até a análise da variação temporal do brilho, que pode distinguir estrelas variáveis e objetos em movimento de transientes. Nas últimas etapas da análise, é comum a utilização de ferramentas mais sofisticadas de aprendizado de máquina ou até mesmo projetos de *citizen science*.⁴

Quando se determina que o candidato se trata de um transiente, as imagens de cada noite podem ser novamente individualizadas para produzir curvas de luz (gráficos do brilho como função do tempo) em diferentes filtros e, assim, determinarmos o tipo de explosão a partir das características observadas como o tempo desde a explosão até o brilho máximo, o valor do máximo atingido e o tempo até retorno ao brilho pré-explosão.

5 Calibração fotométrica: determinação da magnitude de objetos astronômicos

A obtenção do brilho ou, mais especificamente, da magnitude aparente de fontes em imagens astronômicas é realizada através da comparação com fontes previamente conhecidas, usadas como referência. Tais fontes são em geral estrelas de magnitude bem determinada localizadas nas vizinhanças da fonte cuja magnitude queremos determinar.

5.1 Escolha das estrelas de referência e cálculo do ponto zero de magnitude

A escolha das estrelas a serem utilizadas como referência costuma seguir algumas regras básicas como o fato de que elas não podem ser classificadas como estrelas variáveis, devem ter brilho em uma faixa que permita sua detecção por uma vasta gama de telescópios e sejam facilmente identificáveis no céu.

⁴Projetos em que as imagens são disponibilizadas para o público e qualquer pessoa pode contribuir com análise, após um breve treinamento.

A magnitude de uma fonte medida através de um determinado filtro X pode ser escrita como

$$m_X = -2.5 \log_{10} (f^X) + zp, \quad (14)$$

onde f^X é o fluxo da fonte medido na imagem obtida com o filtro X e zp é o chamado “ponto zero” de magnitude na imagem.

Para o caso em que utilizamos apenas uma estrela de referência, o ponto zero é definido como

$$zp := 2.5 \log_{10} (f_\star^X) + m_{\star X}, \quad (15)$$

onde $f_\star^X$ é o fluxo da estrela de referência medido na imagem no filtro X e $m_{\star X}$ é sua magnitude aparente no mesmo filtro, que pode ser obtida em um catálogo de referência.

Se selecionarmos N estrelas de referência, o ponto zero pode ser obtido, de uma forma simples, como a média aritmética dos N pontos zero calculados.

O astrônomo americano Arlo Landolt dedicou sua carreira à criação de um catálogo de estrelas de referência no sistema de filtros UBVRI (ilustrado na Figura 1). Ele se preocupou em incluir estrelas localizadas em ambos os hemisférios celestes e que estivessem distribuídas de forma relativamente homogênea no céu [18].

5.2 Calibração de SNIa e subtração do fluxo da galáxia hospedeira

Para eventos transientes como SNIa, a magnitude dependerá do tempo e a Eq. (14) deverá depender do tempo assim como a Eq. (4). Assim, podemos escrever:

$$m_X(t) = -2.5 \log_{10} (f^X(t)) + zp, \quad (16)$$

onde zp é dado pelas Eq. (15), dependendo do número de estrelas que desejamos ou temos à disposição para usar na calibração e se há disponível informação a respeito da extinção.

Em geral, o fluxo da SNIa está superposto ao da sua galáxia hospedeira, que é subtraído durante o processo de subtração de imagem. Porém, o cálculo do ponto zero deve ser feito nas imagens originais, e não nas subtraídas, visto que as estrelas de referências não aparecem nessas imagens. Portanto, precisamos remover o fluxo da galáxia hospedeira da SNIa antes de calcular a sua magnitude através da Eq. (16). Para realizar tal procedimento em casos em que não há

disponível imagens da galáxia antes da explosão da SNIa nos filtros desejados, pode ser necessário aguardar meses para que os sinais da explosão enfraqueçam o suficiente para que tais imagens sejam obtidas.

Levantamentos modernos utilizam sistemas de filtros próprios que, mesmo baseados nos sistemas clássicos, podem possuir peculiaridades ou ser mistos de diferentes sistemas. Assim, apesar de estrelas de referência ainda serem utilizadas, muitos levantamentos utilizam também sistemas de lasers para determinar a resposta de suas câmaras (ver, por exemplo, [19]).

As diferentes colaborações desenvolvem procedimentos detalhados para levar em consideração todas as possíveis incertezas relacionadas ao processo de calibração fotométrica. Exemplos disso são os métodos de calibração “Supercal” [20] e o *CROSS-CALIBration with a Uniform Reanalysis (X-CALIBUR)* [21], que podem ser utilizados para recalibrar as medidas de SNIa ao comparar as medidas de estrelas de referência em diferentes sistemas fotométricos. De fato, a aplicação do Supercal deu origem à amostra Pantheon, contendo 365 SNIa descobertas pelo levantamento *Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System* (Pan-STARRS1) [10].

6 A escada cósmica: calibração de supernovas a partir de outros observáveis

Medidas de distância consistem em um dos grandes desafios da astronomia. As técnicas utilizadas não apenas não podem ser diretas como muitas das que utilizamos na Terra, como variam de acordo com as escalas que desejamos estudar. Assim, costumamos denominar de “Escada Cósmica de Distâncias” o diagrama que representa os métodos de determinação de distâncias utilizados em astronomia, englobando desde aqueles utilizados dentro do Sistema Solar, até aqueles utilizados para estimar as maiores distâncias do Universo, estudadas no contexto dos modelos cosmológicos.

No Sistema Solar, por exemplo, somos capazes de medir a distância até a Lua e outros corpos rochosos através de técnicas de radar (acrônimo para *R*ADIO *D*etection And *R*anging), que per-

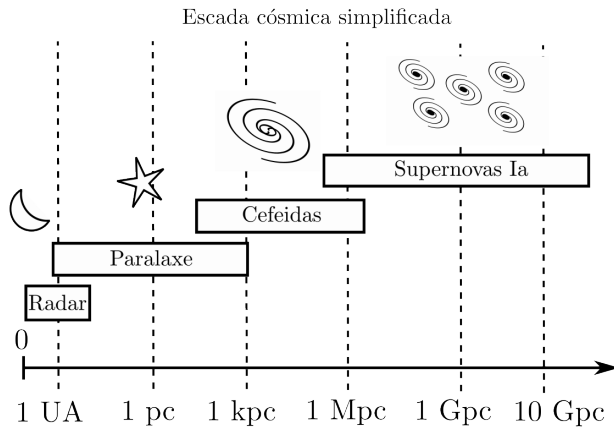


Figura 3: Esquema bastante simplificado de uma escada cósmica. O eixo horizontal indica o intervalo em que cada método pode ser usado com eficiência. É importante notar a interseção entre os intervalos, que permitem calibrar um método a partir do anterior, conectando os “degraus”.

mite obter medidas com precisão de uma parte em um bilhão [22]. O cálculo da distância é feito através da medida do tempo necessário para que ondas de rádio com comprimentos de onda de centímetros a metros emitidas a partir da Terra e refletidas no corpo em questão retornem até nós.

Como ilustrado na Figura 3, tal método deixa de ser prático para os objetos mais próximos fora do Sistema Solar, visto que as estrelas do sistema α -Centauri, aquelas mais próximas de nós, se encontram a mais de 4 anos-luz de distância. Assim, logo que deixamos o Sistema Solar, adota-se o método da paralaxe trigonométrica para determinar distâncias. A paralaxe consiste na mudança aparente da posição de um objeto quando se muda o ponto de observação e não ocorre apenas no contexto astronômico.

No entanto, as próprias medidas do ângulo de paralaxe exigem instrumentos muito precisos e não é possível medir paralaxe para distâncias muito além de algumas centenas de parsecs [23]. Para α -Centauri, o ângulo de paralaxe é menor do que 1 segundo de arco (para fins de comparação, a lua cheia tem um diâmetro de aproximadamente 1800 segundos de arco).

O próximo degrau importante na escada cósmica são as estrelas variáveis cefeidas que, como descoberto pela astrônoma americana Henrietta Leavitt no início do século passado [24, 25], possuem período de pulsação proporcional a sua luminosidade máxima. Assim, medidas de período permitem a determinação da magnitude absoluta

e, portanto, medidas de magnitude aparente permitem a determinação da distância. Como as cefeidas são estrelas muito brilhantes, elas podem ser observadas até algumas dezenas de Mpc [26]. Para fins de comparação, a Grande Nuvem de Magalhães se localiza a 50 kpc de distância [27] e o aglomerado de Virgo se localiza a 17 Mpc [28] da Via Láctea. Assim, podemos dizer que cefeidas permitem medir distâncias no “Universo local”, de um ponto de vista da cosmologia.

Para distâncias maiores, torna-se necessário o uso de outros degraus na escada cósmica, e um outro tipo de vela padrão, as SNIa, entram finalmente em cena. A característica que define as SNIa como velas padrão (ou, mais precisamente, velas padronizáveis) é a relação entre a largura do pico da curva de luz e a luminosidade máxima atingida durante as explosões. SNIa podem ser observadas a distâncias muito maiores. De fato, a mais distante já observada foi a uma distância de aproximadamente 5 Gpc, correspondente a $z \sim 1,9$ [29].

Como ilustrado na Figura 3, cada “degrau” da escada cósmica se sobrepõe com o anterior e o seguinte e, assim, os resultados de um método de medida são utilizados para calibrar os resultados do método utilizado para medir as distâncias imediatamente maiores. Desta forma, as medidas de distância realizadas com SNIa foram inicialmente calibradas através da comparação de amostras de SNIa consideradas próximas e variáveis cefeidas consideradas distantes.

Podemos ilustrar a medida local de parâmetros cosmológicos com SNIa da seguinte forma. Para valores de desvio para o vermelho de até $z \sim 0,1$, a Eq. (9) pode ser escrita como [30]:

$$m - M = 5 \log_{10}(cz) - 5 \log_{10}(H_0) + 25, \quad (17)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e H_0 é a constante de Hubble, que se relaciona com a taxa de expansão atual do Universo.

Assim, se medirmos o desvio para o vermelho z e a magnitude aparente m de uma SNIa a uma distância grande o suficiente para que os efeitos de velocidades peculiares possam ser desprezados (a SNIa deve estar no *Hubble flow*⁵), mas pequena o suficiente para que a aproximação acima seja

⁵*Hubble flow* é o referencial formado por observadores localmente em repouso, de forma que a velocidade relativa entre eles é apenas devida à expansão.

válida, podemos obter informação à respeito da relação de H_0 e M (ou, mais comumente, μ ou d_L).

O gráfico de d_L ou μ como função de z , como ilustrado na Figura 4), é conhecido como “diagrama de Hubble”. Nesse limite de z pequeno, temos uma relação linear no diagrama de Hubble. Para $z > 0,1$ a relação deixa de ser linear e passa a depender fortemente do modelo cosmológico adotado e dos valores de outros parâmetros cosmológicos além de H_0 .

Em 1996, Sandage e colaboradores [31] obtiveram os valores $H_0 = (56 \pm 4) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (banda B) e $H_0 = (58 \pm 4) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (banda V) utilizando uma amostra de 20 variáveis cefeidas para obter a distância da galáxia NGC 4639, onde ocorreu a SN 1990N do tipo Ia, juntamente com os dados de outras seis SNIa.

Em 1998, Riess e colaboradores [1] utilizaram variáveis cefeida observadas nas galáxias hospedeiras de três SNIa de sua amostra para calcular suas magnitudes absolutas e declararam que tal procedimento adicionou uma incerteza de 5% na incerteza da constante de Hubble por eles obtida.

Em 2019, a colaboração SH0ES utilizou uma amostra de 70 variáveis cefeidas na Grande Nuvem de Magalhães para aprimorar os cálculos de distância de SNIa e obtiveram $H_0 = (74,03 \pm 1,42) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [32].

Esse resultado faz parte de um conjunto de resultados obtidos com SNIa que, desde 2016, vinham de encontro com os valores de H_0 obtidos a partir da análise das medidas da radiação cósmica de fundo (por exemplo $H_0 = (67,4 \pm 0,5) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [33] obtido em 2018 pela colaboração Planck). Foi então que surgiu a chamada “tensão de Hubble”, problema que até o momento ainda não possui solução definitiva [11, 34, 35].

É interessante notar como as medidas da constante de Hubble e suas incertezas evoluíram desde a década de 90 até os valores atuais, essas últimas tendo diminuído de $\sim 6 - 7\%$ para os atuais $\sim 1 - 2\%$.

7 Propagação das incertezas para os parâmetros cosmológicos

As velas padrão são importantes para a cosmologia porque as distâncias, como função do

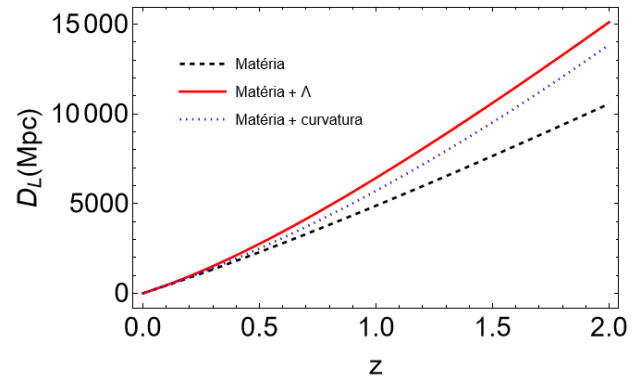


Figura 4: Distância de luminosidade em função do *redshift* para o modelo padrão, plano com constante cosmológica (linha contínua vermelha), plano sem a constante (linha tracejada preta) e sem constante mas com curvatura (linha pontilhada azul).

redshift, dependem do modelo cosmológico. Além disso, essa dependência cresce com o *redshift*, como podemos ver na Figura 4. Uma análise estatística, comparando as estimativas de distância obtidas das observações com as previsões teóricas, como as curvas na Figura 4, nos permite inferir qual o modelo que melhor se ajusta aos dados e qual a incerteza associada a cada parâmetro do modelo.

Um parâmetro bastante usado e o chamado parâmetro da equação de estado da energia escura, dado pela razão entre a pressão e a densidade de energia desse componente, $w = p/\rho$.

A constante cosmológica pode ser tratada como um fluido com $w = -1$, constante. Um modelo sem constante cosmológica, dominado pela matéria que conhecemos, é caracterizado por $w = 0$. Os dados coletados nas últimas duas décadas têm mostrado que o melhor ajuste é $w = -1$, com uma incerteza de cerca de $\sigma = 0,03$ [36], mesmo incluindo os efeitos que mencionamos e muitos outros. A tabela 1 mostra uma pequena fração do levantamento feito por uma colaboração sobre o impacto desses efeitos no resultado final.

Essa é uma evidência muito forte para a existência de energia escura, no contexto da teoria da relatividade geral. A questão que permanecia era se, entre todos os modelos propostos, a constante cosmológica continuaria sendo a preferida pelos dados. Somente nos últimos dois anos, começaram a surgir evidências para um valor de w negativo e diferente de -1 , o que apontaria para um modelo de energia escura dinâmico,

Tabela 1: Algumas fontes de erros sistemáticos e sua contribuição para a incerteza no parâmetro da equação de estado da energia escura w . Dados obtidos de [36].

Sistemático	incerteza (w)	% do total
Calibração	0,057	34
Poeira (hospedeira)	0,027	18
Velocidade peculiar	0,025	16
Poeira (Via Láctea)	0,020	13

não constante. Essas primeiras evidências surgiram com o projeto DESI (do inglês *Dark Energy Spectroscopic Instrument*, instrumento espectroscópico para energia escura) [37, 38], voltado para medidas das chamadas oscilações acústicas de bárions. Essa nova evidência gerou grande entusiasmo na comunidade, que tem revisitado vários modelos propostos nos últimos 30 anos, com o intuito de reanalizá-los à luz dos novos dados.

Na era da “cosmologia de precisão”, em que tentamos determinar se a densidade da energia escura é ou não constante, fica cada vez mais patente a necessidade de aprimorar as técnicas de observação e controle de incertezas de medição, assim como os modelos que descrevem esses fascinantes eventos astrofísicos que nos permite sonhar a evolução do Universo em grandes escalas.

Sobre os autores

Beatriz B. Siffert (beatriz@caxias.ufrj.br) possui bacharelado (2004) e doutorado (2008) pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ). Possui pós doutorado na Universidade de Nápoles, Itália, no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, e no Instituto de Física da UFRJ. Tem experiência nas áreas de cosmologia e astrofísica, tendo trabalhado com detecção indireta de matéria escura, modelos cosmológicos com ricochete, e atualmente com a detecção de supernovas do tipo Ia e astrobiologia. Atualmente é professora adjunta de física no Campus Duque de Caxias da UFRJ.

Ribamar R. R. Reis (ribamar@if.ufrj.br) possui bacharelado (2001), mestrado (2003) e doutorado (2007) em Física pela UFRJ. Possui pós-doutorado pelo *Fermi National Accelerator Laboratory*, EUA (2008). Tem experiência na área

de Física, com ênfase em Relatividade e Gravitacão, atuando principalmente nos seguintes temas: supernovas do tipo Ia, oscilações acústicas de bárions, lentes gravitacionais, energia escura e modelos alternativos de gravitação. Atualmente é professor associado no Instituto de Física da UFRJ.

Referências

- [1] A. G. Riess et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, *The Astronomical Journal* **116**(3), 1009 (1998).
- [2] S. Perlmutter et al., *Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae*, *The Astrophysical Journal* **517**(2), 565 (1999). [ArXiv:astro-ph/9812133](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812133).
- [3] R. R. R. Reis e B. B. Siffert, *Supernovas do tipo Ia e a expansão do Universo*, *Cadernos de Astronomia* **3**(1), 21 (2022).
- [4] P. Nugent e M. Hamuy, *Cosmology with Type IIP Supernovae*, in *Handbook of Supernovae*, editado por A. W. Alsabti e P. Murdin (Springer International Publishing, Cham, 2017), 2671–2688.
- [5] J. E. Gunn et al., *The Sloan Digital Sky Survey Photometric Camera*, *The Astronomical Journal* **116**(6), 3040 (1998). [ArXiv:astro-ph/9809085](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9809085).
- [6] M. Sako et al., *The Data Release of the Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **130**(988), 064002 (2018).
- [7] N. Regnault et al., *Photometric calibration of the Supernova Legacy Survey fields*, *Astronomy & Astrophysics* **506**(2), 999–1042 (2009).
- [8] M. Betoule et al., *Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples*, *Astronomy & Astrophysics* **568**, A22 (2014).
- [9] T. M. C. Abbott et al., *The Dark Energy Survey: Data Release 1*, *The Astrophys. J.*

- Supp. **239**(2), 18 (2018). [ArXiv:1801.03181](#).
- [10] D. M. Scolnic et al., *The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample*, *The Astrophysical Journal* **859**(2), 101 (2018). [ArXiv:1710.00845](#).
- [11] L. Knox e M. Millea, *Hubble constant hunter's guide*, *Phys. Rev. D* **101**, 043533 (2020).
- [12] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, *Annalen der Physik* **322**(6), 132 (1905).
- [13] A. B. Arons e M. B. Peppard, *Einstein's Proposal of the Photon Concept-a Translation of the Annalen der Physik Paper of 1905*, *American Journal of Physics* **33**(5), 367 (1965).
- [14] S. B. Howell, *Handbook of CCD Astronomy*, Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers (Cambridge University Press, 2006), 2 ed.
- [15] Ž. Ivezić et al., *LSST: From Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products*, *The Astrophysical Journal* **873**(2), 111 (2019). [ArXiv:0805.2366](#).
- [16] R. C. V. Coelho et al., *Standardization of type Ia supernovae*, *European Journal of Physics* **36**, 015007 (2015). [ArXiv:1411.3596](#).
- [17] A. Becker, *HOTPANTS: High Order Transform of PSF AND Template Subtraction*, Astrophysics Source Code Library [ascl:1504.004](#) (2015).
- [18] A. U. Landolt, *UBVRI Photometric Standard Stars in the Magnitude Range $11.5 < V < 16.0$ Around the Celestial Equator*, *Astronomical Journal* **104**, 340 (1992).
- [19] C. W. Stubbs et al., *Precise throughput determination of the panSTARRS telescope and the gigapixel imager using a calibrated silicon photodiode and a tunable laser: initial results*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **191**(2), 376 (2010).
- [20] D. Scolnic et al., *Supercal: cross-calibration of multiple photometric systems to improve cosmological measurements with type Ia supernovae*, *The Astrophysical Journal* **815**(2), 117 (2015).
- [21] M. Currie et al., *Evaluating the Calibration of SN Ia Anchor Datasets with a Bayesian Hierarchical Model* (2020). [ArXiv:2007.02458](#).
- [22] J.-L. Margot, *A Data-Taking System for Planetary Radar Applications*, *Journal of Astronomical Instrumentation* **10**(01) (2020).
- [23] P. Schneider, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction* (Springer Berlin, Heidelberg, 2015).
- [24] H. S. Leavitt, *1777 variables in the Magellanic Clouds*, *Annals of Harvard College Observatory* **60**, 87 (1908). Disponível em <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1907AnHar..60...87L>, acesso em fev. 2026.
- [25] H. S. Leavitt e E. C. Pickering, *Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud*, *Harvard College Observatory Circular* **173**, 1 (1912). Disponível em <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1912HarCi.173....1L/abstract>, acesso em fev. 2026.
- [26] B. Ryden, *Introduction to Cosmology* (Cambridge University Press, 2017).
- [27] G. Pietrzyński et al., *A distance to the Large Magellanic Cloud that is precise to one per cent*, *Nature* **567**(7747), 200 (2019).
- [28] W. L. Freedman et al., *Distance to the Virgo cluster galaxy M100 from Hubble Space Telescope observations of Cepheids*, *Nature* **371**(6500), 757 (1994).
- [29] D. O. Jones et al., *The discovery of the most distant known type Ia supernova at redshift 1.914*, *The Astrophysical Journal* **768**(2), 166 (2013).
- [30] S. Perlmutter et al., *Measurements of the Cosmological Parameters Ω and Λ from the First Seven Supernovae at $z \geq 0.35$* , *The*

- [Astrophysical Journal](#) **483**(2), 565 (1997). [ArXiv:astro-ph/9608192](#).
- [31] A. Sandage et al., *Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type Ia Supernovae: Calibration of SN 1990N in NGC 4639 Averaged with Six Earlier Type Ia Supernova Calibrations to Give H_0 Directly*, [The Astrophysical Journal](#) **460**(1), L15 (1996).
- [32] A. G. Riess et al., *Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond Λ CDM*, [The Astrophysical Journal](#) **876**(1), 85 (2019).
- [33] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results: VI. Cosmological parameters*, [Astronomy & Astrophysics](#) **641**, A6 (2020).
- [34] W. L. Freedman et al., *The Carnegie-Chicago Hubble Program. VIII. An Independent Determination of the Hubble Constant Based on the Tip of the Red Giant Branch*, [The Astrophysical Journal](#) **882**(1), 34 (2019). [ArXiv:1907.05922](#).
- [35] E. Di Valentino et al., *In the realm of the Hubble tension—a review of solutions*, [Classical and Quantum Gravity](#) **38**(15), 153001 (2021).
- [36] M. Vincenzi et al., *The Dark Energy Survey Supernova Program: Cosmological Analysis and Systematic Uncertainties*, [The Astrophysical Journal](#) **975**(1), 86 (2024).
- [37] A. G. Adame et al., *DESI 2024 VI: cosmological constraints from the measurements of baryon acoustic oscillations*, [JCAP](#) **2025**(2), 021 (2025). [ArXiv:2404.03002](#).
- [38] M. Abdul Karim et al., *DESI DR2 results. II. Measurements of baryon acoustic oscillations and cosmological constraints*, [Physical Review D](#) **112**(8) (2025).

Desafios em astropartículas

Clarissa Siqueira

Observatório Nacional

Resumo

A área de astropartículas ocupa uma posição central na investigação de questões fundamentais da física moderna, conectando física de partículas, cosmologia e astrofísica. Dentre os principais problemas destacamos a natureza da matéria escura e da energia escura, a inflação primordial, a assimetria matéria-antimatéria do universo e a origem de mensageiros cósmicos de altíssimas energias. Neste artigo, revisamos as principais evidências observacionais da matéria escura, que abrangem diferentes escalas, desde as de galáxias até as cosmológicas, e discutimos os dois cenários mais explorados para sua natureza: buracos negros primordiais e novas partículas fundamentais além do Modelo Padrão. Exploramos os principais gargalos teóricos e experimentais que desafiam a solução da busca pela natureza da matéria escura, destacando os associados a distribuições de massa estendidas para buracos negros primordiais e à ausência de sinais de partículas massivas fracamente interagentes em experimentos de detecção direta, indireta e em aceleradores. Discutimos ainda o papel dos experimentos de próxima geração, incluindo telescópios de raios gama de muito alta energia e detectores multimensageiros. Por fim, concluímos que a combinação entre observações de alta precisão e avanços teóricos será decisiva para elucidar a microfísica da matéria escura e aprofundar nossa compreensão do universo extremo.

Abstract

Astroparticle physics plays a central role in addressing fundamental questions in modern physics by connecting particle physics, cosmology, and astrophysics. Among the main problems, we highlight the nature of dark matter and dark energy, primordial inflation, the matter-antimatter asymmetry of the universe, and the origin of ultra-high-energy cosmic messengers. In this article, we review the main observational evidence for dark matter, which spans scales from galactic to cosmological, and discuss the two most explored scenarios for its nature: primordial black holes and new fundamental particles beyond the Standard Model. We explore the main theoretical and experimental bottlenecks that challenge the search for the nature of dark matter, highlighting those associated with extended mass distributions of primordial black holes and the absence of weakly interacting massive particle signals in direct, indirect, and accelerator detection experiments. We also discuss the role of next-generation experiments, including very high-energy gamma-ray telescopes and multi-messenger detectors. Finally, we conclude that the combination of high-precision observations and theoretical advances will be crucial to elucidating the microphysics of dark matter and deepening our understanding of the extreme universe.

Palavras-chave: astropartículas; matéria escura; partículas fundamentais; buracos negros primordiais; multimensageiros; métodos de detecção.

Keywords: astroparticles; dark matter; fundamental particles; primordial black holes; multimessengers; detection methods.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.52150](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.52150)

1 Introdução

A área de astropartículas reúne três grandes áreas da física, incluindo física de partículas, cosmologia e astrofísica, com o intuito de desvendar grandes mistérios da física moderna. A compreensão da origem e evolução do Universo, de seus constituintes fundamentais e de suas interações, tem evoluído significativamente com o avanço das tecnologias nessa direção, incluindo desde teles-

cópios que cobrem diferentes escalas de energia, expandindo para altíssimas energias, até robustos experimentos realizados em terra, como detectores de partículas [1, 2]. Apesar dos avanços tecnológicos, os principais problemas em aberto envolvendo o Universo e seus constituintes permanecem sem resposta.

De fato, um dos mais relevantes problemas em aberto atuais na área de astropartículas é ampla-

mente conhecido como problema da massa faltante ou matéria escura (ME). As observações indicam que 85% do conteúdo de matéria do Universo [3] é composto por essa tal matéria que não interage com a luz, é fria no universo primordial e cosmologicamente estável. As evidências de sua existência surgem em escalas que vão desde galáxias até escalas cosmológicas [4, 5]. Apesar de observarmos os efeitos gravitacionais da ME, desconhecemos sua natureza fundamental. Duas grandes vertentes abordam o problema da ME: supor que seja uma partícula elementar adicional ao Modelo Padrão da Física de Partículas (MP) ou que seja um buraco negro primordial (PBH, sigla do inglês *Primordial Black Hole*) [5–7]. As buscas por sinais de ME têm sido extensas, sem nenhuma resposta até então [8–10]. Dedicaremos a maior parte deste artigo a este problema, que será detalhado nas seções seguintes.

Além da ME, a compreensão do universo primordial também se apresenta como um forte desafio em astropartículas. As flutuações primordiais, observadas por meio da radiação cósmica de fundo (CMB, sigla do inglês *Cosmic Microwave Background Radiation*) [3], são consistentes com a existência de um período de aceleração rápida, conhecido como período inflacionário ou inflação. A inflação cósmica explica muito bem o surgimento das perturbações primordiais, a homogeneidade e planitude observadas através da CMB, entretanto, a microfísica envolvida com a inflação e a dinâmica do período de reaquecimento permanecem desconhecidas [11–13]. Alguns modelos inflacionários preveem a formação de relíquias como buracos negros primordiais, que podem ser conectados à física da ME, e ondas gravitacionais. Uma possível detecção ou exclusão destes mensageiros poderia trazer informações valiosas a respeito daquele período primordial [14].

Podemos ainda citar, além da inflação e da ME, outros problemas que envolvem as grandes áreas de cosmologia, física de partículas e astrofísica, dentre os quais o problema da massa dos neutrinos se destaca [15], uma vez que gera impactos teóricos para a física de partículas e para a cosmologia. Além deste, a natureza da energia escura [16], componente com pressão negativa adicionada ao Modelo Cosmológico Padrão (MCP) para explicar a expansão acelerada observada atualmente, que, quando tratada como

uma constante, naturalmente leva ao problema da constante cosmológica [17]. Além disso, observações recentes apontam para uma componente não-constante [18], que evolui com o tempo, o que traz implicações diretas para a construção do MCP. Outro problema em aberto é a assimetria matéria/antimatéria [19], usualmente tratada por meio de mecanismos como a bariogênese, que não são explicados pelo MP, pois exigem uma fonte adicional de violação de conjugação de carga e paridade, conhecida como violação CP.

Finalmente, mensageiros cósmicos de alta energia constituem outra grande fronteira da área. A origem e os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos, particularmente em energias ultra-altas acima de 10^{19} eV, ainda são pouco compreendidos [20, 21], assim como as fontes responsáveis pelo fluxo difuso de neutrinos astrofísicos observado pelo IceCube [22, 23] e o neutrino mais altamente energético na escala de PeV, sem origem definida, observado pelo KM3NeT [24]. O surgimento da astronomia multimessageira, que combina fótons, neutrinos, raios cósmicos e ondas gravitacionais, tem aberto oportunidades sem precedentes para o estudo de ambientes astrofísicos extremos e para a busca de assinaturas de nova física [25, 26]. Ao mesmo tempo, essa abordagem impõe desafios teóricos e observacionais significativos, exigindo uma modelagem consistente entre os diferentes mensageiros e um controle cuidadoso dos ruídos astrofísicos.

Neste contexto, a área de astropartículas busca desvendar e compreender questões fundamentais da física moderna, contando com experimentos de altas e altíssimas energias, combinando a cosmologia de alta precisão, a astronomia multimessageira e experimentos em laboratórios, com o intuito de compreender o universo extremo e de buscar por sinais de nova física, incluindo a natureza da ME e da energia escura. Neste trabalho, iremos focar no estado da arte da busca por sinais da ME. Na Seção 2, discutiremos as principais evidências que apontam para a existência da ME, na Seção 3, discutiremos as principais vertentes que buscam solucionar o problema da ME, na Seção 4, discutiremos os principais desafios encontrados em cada uma destas vertentes e seguiremos, na Seção 5, para nossas conclusões.

2 Evidências de matéria escura

Há mais de um século, foram observadas as primeiras evidências da existência de matéria escura, muito bem abordadas pelo artigo de revisão *The history of dark matter*, escrito por Gianfranco Bertone e Dan Hooper [27]. As principais e mais comentadas evidências da ME vêm de estudos de dinâmica de estrelas, galáxias e aglomerados de galáxias, do processo de formação de estruturas e da radiação cósmica de fundo. Cada uma delas será brevemente detalhada a seguir, seguindo uma abordagem histórica.

As primeiras evidências da existência de ME surgiram por meio do estudo de dinâmicas de estrelas em nossa galáxia, por Lord Kelvin e Henry Poincaré, no final do século XIX [28, 29]. Neste período, já se falava sobre a existência de corpos ou estrelas escuras; inclusive, o primeiro a utilizar o termo “matéria escura” foi Poincaré. Eles fizeram as primeiras estimativas da densidade local de matéria em nossa galáxia. E nos trabalhos seguintes, Ernst Öpik e James Kapteyn formularam modelos dos movimentos das estrelas em nossa galáxia, sempre comentando a respeito da existência de uma matéria faltante ou matéria escura [30, 31]. Vale mencionar que muitos outros artigos foram publicados nesta linha, e sugerimos a leitura das referências citadas em [27].

Uma das mais comentadas e usualmente tratadas como uma das primeiras evidências de ME vem do estudo de aglomerados de galáxias realizado por Fritz Zwicky na década de 30. Zwicky primeiro percebeu uma alta dispersão de velocidades no aglomerado Coma e decidiu estimar sua massa baseada em dados astrofísicos e previu que a dispersão de velocidades era bem menor que a observada [32]. Em um trabalho seguinte, Zwicky estimou a massa total do aglomerado Coma utilizando o teorema do virial. Esta foi a primeira vez que o teorema foi aplicado a aglomerados de galáxias, e Zwicky estimou que havia cerca de 400 vezes mais massa que a observada por meio da luz [33].

Vários estudos realizados no século XX estimaram as curvas de rotação de galáxias próximas sempre com altas velocidades circulares, indicando a presença de matéria não luminosa nas regiões externas das galáxias. Destaca-se entre eles a tese de Babcock [34]. Nos anos 70, no-

vas técnicas de medidas com espectrógrafo criado por Kent Ford permitiram uma revolução no estudo de curvas de rotação de galáxias. Tais estudos foram realizados por Ford e Vera Rubin, que estimaram as curvas de rotação para diversas galáxias produzindo uma das mais contundentes evidências de matéria faltante em galáxias [35]. Posteriormente, estudos com a linha de 21 cm também apontaram para a existência desta matéria não luminosa [36].

Diante de todas as evidências citadas, fica claro que há uma grande quantidade de matéria não luminosa em nosso universo. Essas evidências ficam ainda mais fortes após a observação de uma colisão de dois aglomerados de galáxias, evento amplamente conhecido como *bullet cluster*, onde há uma discrepância entre as curvas de nível da distribuição de massa dos aglomerados após a colisão geradas por raios X e lentes gravitacionais, evento que pôs em xeque uma possível explicação do problema da ME mediante uma modificação da dinâmica newtoniana [4].

Ressaltamos também a predição da abundância de ME a partir da CMB, utilizando como base o MCP, também conhecido como Λ CDM, cuja medida mais recente foi realizada pelo satélite Planck [3]. Tal medida nos indica que a ME não-bariônica¹ compõe cerca de 27% do conteúdo energético do Universo, o que compõe cerca de 85% da matéria presente no Universo. Vale ressaltar que o papel da ME também é essencial no processo de formação de estruturas, fazendo com que as galáxias e aglomerados se formem em tempo hábil [37].

Apesar de todas as evidências mencionadas acima, não temos informação suficiente sobre a natureza da ME. A seguir, discutiremos algumas das principais vertentes atuais que buscam dar luz a este problema.

3 Principais candidatos à matéria escura

Atualmente, dois principais cenários são amplamente considerados na tentativa de explicar a natureza da ME: a hipótese de que a ME seja constituída por PBHs e a hipótese de que seja formada por novas partículas fundamentais além

¹Ou seja, que não é composta por bárions ou matéria ordinária, conhecida

do MP. Ambas as possibilidades são capazes de reproduzir a abundância cosmológica observada de ME e são consistentes com o conjunto atual de evidências astrofísicas e cosmológicas. Nesta seção, apresentamos uma breve revisão dos aspectos gerais de cada um desses cenários.

3.1 Buracos Negros Primordiais (PBHs)

Buracos negros primordiais são buracos negros que poderiam ter sido formados no universo primordial, muito antes da formação das primeiras estrelas [38–40]. Os mecanismos específicos de formação destes buracos negros ainda não estão completamente estabelecidos, entretanto, o cenário mais amplamente estudado envolve o colapso gravitacional de flutuações de densidade primordiais suficientemente amplificadas durante a era de radiação. Outros mecanismos possíveis incluem transições de fase cosmológicas, colapso de defeitos topológicos e cenários inflacionários não padrão [39].

Limites teóricos e observacionais impõem restrições à massa dos PBHs. Um limite inferior pode ser obtido devido à evaporação por radiação de Hawking e observações da radiação cósmica de fundo, fornecendo $m_{\text{PBH}}^{\text{min}} \simeq 0,1 \text{ g} \approx 10^{-35} M_{\odot}$. Por outro lado, ao exigirmos que a evaporação dos buracos negros não afete a nucleossíntese primordial (BBN)² e outras sondas cosmológicas não sejam significativamente perturbadas, limites superiores são estabelecidos com valores típicos da ordem de $m_{\text{PBH}}^{\text{max}} \sim \mathcal{O}(1-10) M_{\odot}$, dependendo das hipóteses adotadas. Tais hipóteses nos fornecem um espaço de parâmetros de 35 ordens de magnitude a ser explorado.

Contudo, grande parte da região acima mencionada já está excluída por limites teóricos e experimentais, de modo que apenas uma faixa estreita desse espaço, que é compreendida entre $10^{-16} M_{\odot}$ e $10^{-11} M_{\odot}$, permanece compatível com PBHs compondo toda a ME do Universo, como pode ser visto na Fig. 1. Vale salientar que esta análise baseia-se na suposição de uma distribuição de massa monocromática, ou seja, em que todos os PBHs foram produzidos com a mesma massa. Deve-se notar, entretanto, que essa conclusão pode ser substancialmente modificada no caso de distribuições de massa estendidas, o que

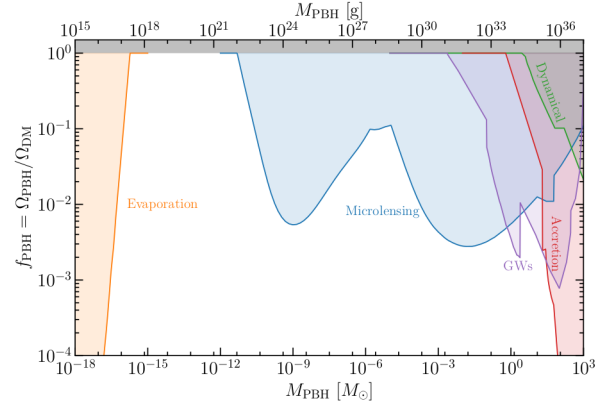


Figura 1: Abundância relativa *versus* massa de PBHs, mostrando o intervalo no qual as PBHs ainda são capazes de fornecer a abundância total de ME [41] supondo uma distribuição monocromática.

será discutido na Subseção 4.1.

3.2 Partículas fundamentais

Outra grande classe de soluções para o problema da ME consiste em supor que ela seja composta por partículas elementares, ou seja, por partículas além do MP. De forma geral, a partir das evidências, conseguimos identificar alguns requisitos que as partículas de ME devem preencher, dentre eles: serem frias ou não relativísticas na época do desacoplamento, eletricamente neutras, fracamente interagentes, estáveis em escalas cosmológicas e não bariônicas. É importante ressaltar que o MP não possui candidatas que atendam a esses requerimentos, portanto, a existência de ME aponta naturalmente para a necessidade de uma física além do MP. Embora o MP seja extraordinariamente bem testado em escalas experimentalmente acessíveis, ou seja, na escala eletrofraca, sabe-se que ele é incompleto. Como evidência, por exemplo, há neutrinos massivos, o que sugere a necessidade de diversas extensões teóricas do MP. Ressaltamos que muitas delas predizem candidatas viáveis à ME.

Neste sentido, limites experimentais impõem vínculos inferiores e superiores para a massa dessas partículas, resultando em um amplo intervalo permitido que se estende desde candidatas ultraleves até com massas extremamente elevadas, como mostrado na Fig. 2, varrendo um espaço de parâmetros de cerca de 90 ordens de magnitude.

Entre as candidatas mais estudadas destacam-se as partículas massivas fracamente interagentes

²Período de formação dos primeiros núcleos leves.

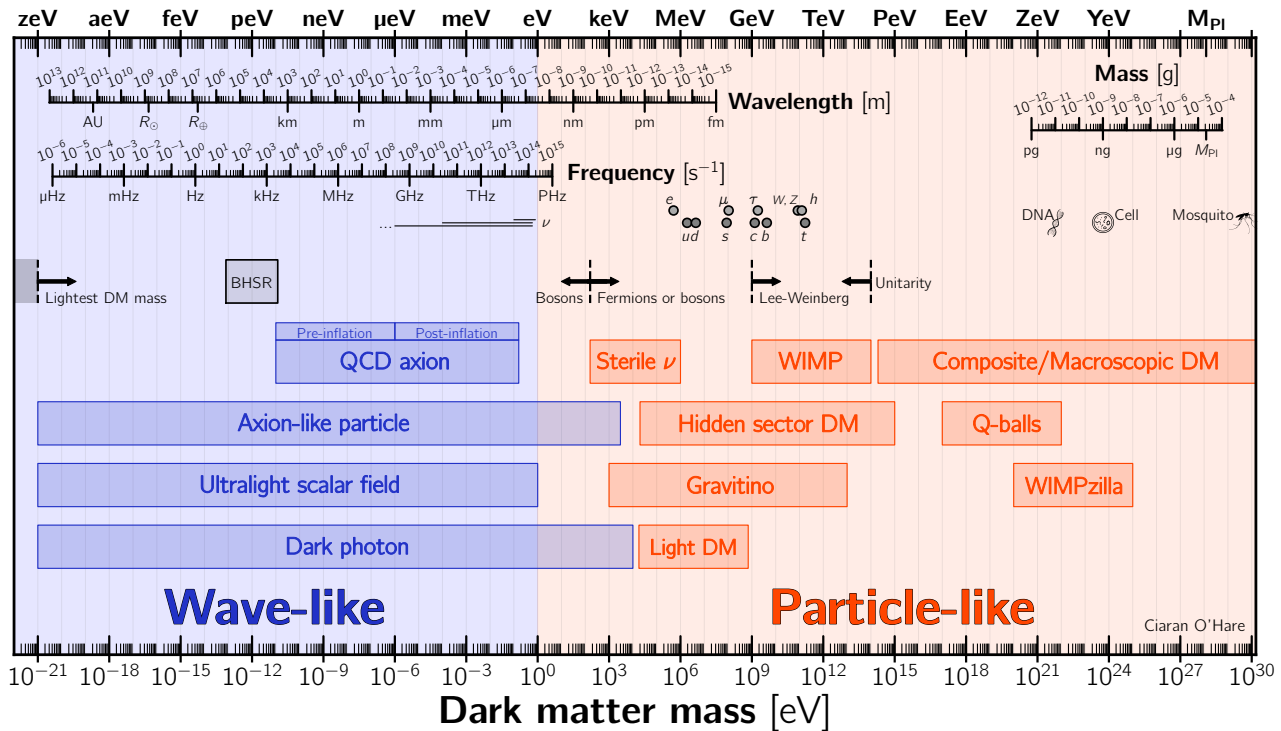


Figura 2: Principais candidatos à ME do ponto de vista da física de partículas. Figura disponível em https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Dark_matter_candidates.pdf.

(Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs) [42–44]. Nesse cenário, supomos que tais partículas estariam inicialmente em equilíbrio térmico com o plasma do MP no universo primordial, interagindo tipicamente na escala eletrofraca. Sua abundância de relíquias, neste caso, é determinada pelo mecanismo de *freeze-out*, no qual a taxa de aniquilação equipara-se à taxa de expansão cósmica, levando ao congelamento da densidade comóvel de ME e fixando sua abundância atual [3]. O mais interessante aspecto das WIMPs está na predição de fornecer a abundância correta de ME observada pelo satélite Planck [3] com uma seção de choque na escala eletrofraca, detectável pelos experimentos atuais; este fato ficou amplamente conhecido como “milagre das WIMPs”. A busca por partículas do tipo WIMP intensificou-se nas últimas décadas. Nenhum sinal foi observado até então; iremos discutir mais detalhes na Seção 4.2.

Conforme discutido anteriormente, apesar de muito bem estabelecidas, vimos anteriormente que as WIMPs compõem apenas uma pequena faixa de massa entre todos os possíveis candidatos à ME. Além das WIMPs, podemos destacar partículas ultraleves, como áxions ou partículas do

tipo áxion. Estas partículas possuem forte apelo, por estarem conectadas à solução do problema de CP forte na cromodinâmica quântica, por meio do mecanismo de Peccei-Quinn [6, 45–47]. Os áxions são pseudo-escalares associados à quebra de simetria e foram propostos por Wilczek e Weinberg [46, 47]. O mecanismo de produção destas partículas difere das WIMPs e está associado à produção não-térmica, que envolve o *misalignment* ou desalinhamento do campo e resulta em uma população de partículas frias.

Outras possibilidades surgem com partículas ultraleves, cujo comprimento de onda de de Broglie torna-se relevante com relação às suas dimensões físicas. Possuem massa na escala de 10^{-22} eV e são conhecidas como matéria escura *Fuzzy* [48, 49]. Seus possíveis mecanismos de produção ainda estão em aberto, e seus efeitos quânticos podem ser observados em larga escala. Inclusive, já se estuda a possibilidade de buscar por estas partículas ultraleves por meio de interferômetros de ondas gravitacionais [50]. Elas também têm chamado bastante atenção por fornecer uma solução para o problema de excesso de sub-halos previsto em cenários de ME fria.

Vale salientar que os candidatos acima menci-

onados diferem consideravelmente entre si, possuindo assinaturas bem distintas, tanto do ponto de vista cosmológico quanto do observacional. Isto se reflete tanto nos mecanismos de produção quanto em suas possíveis detectabilidades, caracterizando linhas de pesquisa distintas. Em conjunto, tais cenários ilustram a diversidade que esta abordagem traz para explicar o problema da ME. Ressaltamos que diversos experimentos ao redor do mundo buscam encontrar sinais destas partículas, impondo fortes vínculos sobre o espaço de parâmetros, estreitando a faixa de possibilidades para explicar a natureza fundamental da ME.

4 Desafios encontrados na busca por matéria escura

Conforme mencionado anteriormente, uma busca exaustiva tem sido realizada nas últimas décadas para desvendar o mistério da ME. Nesta seção, discutiremos alguns desafios encontrados na tentativa de detectar PBHs e as típicas WIMPs.

4.1 Buracos negros primordiais

Conforme mencionado anteriormente, existe uma forte restrição ao espaço de parâmetros dos PBHs. Atualmente, supondo uma distribuição monocromática, ficamos com apenas 5 ordens de grandeza nas quais os PBHs poderiam compor toda a ME do Universo. O ponto mais relevante neste aspecto é que supor que todas as PBHs possuem a mesma massa, apesar de ser a hipótese mais simples, não pode ser realista. Estudos recentes que consideram uma função de massa estendida restringem significativamente o espaço de parâmetros, o que pode ser visto na Fig. 1 da referência [51]. Obviamente, os resultados dependem dos parâmetros utilizados para descrever a função de massa, mas, claramente, os vínculos impostos são bem mais restritivos. A seguir, discutiremos desafios enfrentados pelas WIMPs.

4.2 Partículas fundamentais

Conforme discutido, uma das mais amplamente estudadas candidatas à ME do ponto de vista de física de partículas são as WIMPs, com

forte apelo tanto do ponto de vista observacional quanto teórico. Nas últimas décadas, diversos instrumentos foram construídos com o objetivo de sondar por seus sinais, dado o potencial de detectabilidade dessas partículas.

Atualmente, três métodos se destacam na busca por sinais de WIMPs: a detecção direta, a busca em aceleradores de partículas e a detecção indireta, que serão descritos a seguir. Devido à distribuição de ME em nossa galáxia, podemos esperar que partículas de ME interajam com partículas-alvo dos detectores terrestres; esta é a chamada detecção direta. Outro importante método de busca por ME é através dos aceleradores de partículas, como o LHC. A partir da colisão de prótons em altas energias, esperamos que partículas de ME sejam produzidas. A terceira forma de buscar por sinais de ME é através da detecção indireta, na qual buscamos por partículas estáveis que possam ter sido produzidas pela aniquilação ou pelo decaimento de ME, como neutrinos, fótons e antimatéria [52].

Entretanto, a insistente busca por WIMPs nos levou a melhorar consideravelmente a sensibilidade dos instrumentos, contribuindo para entendermos o que não pode ser ME. Experimentos de detecção direta, como XENONnT [8], Lux-Zeplin [9] e PandaX-4T [53], têm imposto severos limites sobre o espaço de parâmetros das WIMPs, como foi amplamente discutido na revisão recente de Arcadi et al. [54]. Buscas por candidatos alternativos ou por sinais de WIMPs mais leves (na escala sub-GeV) [55] ou mais pesados (na escala de TeV) [56] tornaram-se intensas. Além destes possíveis cenários, mecanismos de produção alternativos, como o *freeze-in* [57], ou o impacto de cosmologia não-padrão também têm sido explorados [58, 59].

Do ponto de vista experimental, a nova geração de telescópios e detectores de raios gama de energias muito altas, como o Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO) [60] e Southern Wide-field Gamma-ray Observatory (SWG0) [61], promete um grande ganho em sensibilidade ao fluxo de raios gama na escala de TeV (cerca de uma ordem de grandeza comparada aos experimentos atuais), região na qual os experimentos de detecção direta perdem sensibilidade. A possibilidade de sondar a região que fornece a abundância correta de ME traz uma nova expectativa aos entu-

siastas das WIMPs.

No que concerne à detecção indireta, não podemos deixar de mencionar que alguns excessos acima do ruído foram observados, como o excesso no centro galáctico na escala de GeV detectado pelo Fermi-LAT [62], o excesso na escala de TeV observado pelo H.E.S.S. [63], também no centro galáctico, e o excesso de pósitrons observado pelo AMS-02 [64]. Todos esses sinais ainda permanecem em aberto, e as WIMPs figuram entre os possíveis candidatos para explicá-los [65].

Portanto, fica evidente que a busca por desvendar a natureza da matéria escura constitui um dos principais desafios na área de astropartículas.

5 Conclusões

A área de astropartículas destaca-se como uma das fronteiras da física moderna. Espera-se que os futuros experimentos destinados a sondar energias extremamente altas contribuam de maneira decisiva para elucidar esses desafios. Certamente, experimentos de raios gama de energias muito altas, raios cósmicos de ultra-altas energias, neutrinos e ondas gravitacionais serão centrais nesse propósito.

Conforme discutido, dentre os principais desafios, temos a compreensão das componentes fundamentais do Universo, do universo extremo e de suas partículas de altíssimas energias, além de estudar possíveis efeitos de quebra de invariância de Lorentz, de gravitação quântica, de assinaturas de ME, da assimetria matéria-antimatéria do universo, do período inflacionário, entre outros.

Por fim, discutimos os principais desafios na busca pela natureza da ME. Vimos que as principais vertentes que abordam o problema são os PBHs e as partículas fundamentais. Os principais desafios atuais encontram-se na busca por cenários alternativos às WIMPs padrão devido à sua ausência de detecção, como modificação do conteúdo do universo primordial, mecanismos alternativos de produção, setores escondidos, entre outros.

Do ponto de vista experimental, não podemos deixar de mencionar a região do neutrino *floor* em experimentos de detecção direta, o excesso observado no centro galáctico e a necessidade de utilizar os experimentos futuros para melhor distin-

ção entre sinal e ruído, além de explorar energias mais altas para diminuir as incertezas na cauda do espectro observado, superar o conhecido *MeV gap*, através dos experimentos futuros AmegoX, COSI e Gecco. Sobre as PBHs, experimentos capazes de explorar a região de massa asteroidal ainda permitida seriam cruciais e ainda precisam ser desenvolvidos. Além do mais, explorar com mais cuidado a interface entre PBHs e partículas fundamentais também permanece em aberto.

Finalmente, trouxemos aqui alguns dos principais desafios envolvidos na área de astropartículas, esperamos que os experimentos futuros consigam trazer luz a esses problemas.

Agradecimentos

A autora agradece a Jacinto Paulo Neto e Maíra Dutra pelos comentários e sugestões. O CNPq apoia CS por meio dos processos 304944/2025-4 e 406718/2025-3. CS recebe apoio da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) por meio do processo 2021/01089-1.

Sobre a autora

C. Siqueira (csiqueira@on.br) é especialista em fenomenologia de matéria escura, com ênfase em cenários nos quais a matéria escura é composta por partículas fundamentais além do Modelo Padrão. Possui ampla experiência tanto no estudo de mecanismos de produção dessas partículas no universo primordial quanto em estratégias observacionais e experimentais para sua detecção indireta e direta. É membro da colaboração do Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO), dedicada à busca por sinais astrofísicos de matéria escura por meio de observações de raios gama de muito alta energia. Atualmente, é Pesquisadora Adjunta I do Observatório Nacional.

Referências

- [1] T. K. Gaisser, R. Engel e E. Resconi, *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge University Press, 2016).

- [2] E. W. Kolb e M. S. Turner, *The Early Universe* (Addison-Wesley, 1990).
- [3] Planck Collaboration, *Planck 2018 results: VI. Cosmological parameters*, *Astronomy & Astrophysics* **641**, A6 (2020). [ArXiv:1807.06209](#).
- [4] D. Clowe et al., *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, *Astrophys. J. Lett.* **648**, L109 (2006). [ArXiv:astro-ph/0608407](#).
- [5] G. Bertone, D. Hooper e J. Silk, *Particle dark matter: evidence, candidates and constraints*, *Physics Reports* **405**(5–6), 279 (2005). [ArXiv:hep-ph/0404175](#).
- [6] D. J. E. Marsh, *Axion cosmology*, *Physics Reports* **643**, 1 (2016). [ArXiv:1510.07633](#).
- [7] B. Carr, F. Kühnel e M. Sandstad, *Primordial black holes as dark matter*, *Physical Review D* **94**(8), 083504 (2016). [ArXiv:1607.06077](#).
- [8] XENON Collaboration, *First Dark Matter Search Results from the XENONnT Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 041003 (2023). [ArXiv:2303.14729](#).
- [9] LZ Collaboration, *First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 041002 (2023). [ArXiv:2207.03764](#).
- [10] AMS Collaboration and Aguilar, M. and others, *Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Positrons*, *Physical Review Letters* **122**(4), 041102 (2019).
- [11] A. H. Guth, *Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems*, *Physical Review D* **23**(2), 347 (1981).
- [12] A. D. 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).
- [13] A. A. Starobinsky, *A new type of isotropic cosmological models without singularity*, *Physics Letters B* **91**(1), 99 (1980).
- [14] C. Caprini et al., *Science with the space-based interferometer eLISA. II: gravitational waves from cosmological phase transitions*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **04**, 001 (2016). [ArXiv:1512.06239](#).
- [15] P. Fisher, B. Kayser e K. S. McFarland, *Neutrino Mass and Oscillation*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **49**, 481 (1999). [ArXiv:hep-ph/9906244](#).
- [16] J. A. Frieman, M. S. Turner e D. Huterer, *Dark Energy and the Accelerating Universe*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **46**(Volume 46, 2008), 385 (2008).
- [17] S. Weinberg, *The cosmological constant problem*, *Reviews of Modern Physics* **61**(1), 1 (1989).
- [18] A. G. Adame et al., *DESI 2024 VI: cosmological constraints from the measurements of baryon acoustic oscillations*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **02**, 021 (2025). [ArXiv:2404.03002](#).
- [19] M. Dine e A. Kusenko, *Origin of the matter-antimatter asymmetry*, *Reviews of Modern Physics* **76**(1), 1 (2003).
- [20] K. Kotera e A. V. Olinto, *The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **49**(1), 119 (2011). [ArXiv:1101.4256](#).
- [21] R. Alves Batista et al., *Open Questions in Cosmic-Ray Research at Ultrahigh Energies*, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **6**, 23 (2019). [ArXiv:1903.06714](#).
- [22] IceCube Collaboration and Aartsen, M. G. and others, *Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector*, *Science* **342**(6161), 1242856 (2013).
- [23] IceCube Collaboration and Aartsen, M. G. and others, *Characteristics of the Diffuse Astrophysical Electron and Tau Neutrino Flux with Six Years of IceCube High Energy Cascade Data*, *Physical Review Letters* **125**(12), 121104 (2020). [ArXiv:2001.09520](#).

- [24] S. Aiello et al., *Observation of an ultra-high-energy cosmic neutrino with KM3NeT*, *Nature* **638**(8050), 376 (2025), [Erratum: *Nature* 640, E3 (2025)].
- [25] B. P. Abbott et al., *Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger**, *The Astrophysical Journal Letters* **848**(2), L12 (2017).
- [26] P. Mészáros et al., *Multi-messenger astrophysics*, *Nature Reviews Physics* **1**(10), 585 (2019).
- [27] G. Bertone e D. Hooper, *History of dark matter*, *Reviews of Modern Physics* **90**(4), 045002 (2018). [ArXiv:1605.04909](#).
- [28] Thomson, Baron Kelvin, W., *Baltimore Lectures on Molecular Dynamics and the Wave Theory of Light* (Cambridge University Press, 2010).
- [29] H. Poincare, *The Milky Way and the Theory of Gases*, *Popular Astronomy* **14**, 475 (1906).
- [30] E. Öpik, *The question of selective absorption of light in space viewed from the viewpoint of the dynamics of the universe* (2022), translated from Russian and commented by Jaan Einasto and Peeter Tenjes. [ArXiv:2203.14871](#).
- [31] J. H. Oort, *The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems*, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands* **6**, 249 (1932). Disponível em <https://cds.cern.ch/record/436532>, acesso em mar. 2026.
- [32] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933).
- [33] F. Zwicky, *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*, *The Astrophysical Journal* **86**, 217 (1937).
- [34] H. W. Babcock, *The rotation of the Andromeda Nebula*, *Lick Observatory Bulletins* **19**, 41 (1939).
- [35] V. C. Rubin e W. K. Ford, Jr., *Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, *Astrophysical Journal* **159**, 379 (1970).
- [36] K. C. Freeman, *On the Disks of Spiral and S0 Galaxies*, *Astrophysical Journal* **160**, 811 (1970).
- [37] C. S. Frenk e S. D. M. White, *Dark matter and cosmic structure*, *Annalen der Physik* **524**(9–10), 507 (2012). [ArXiv:1210.0544](#).
- [38] A. Escrivà, F. Kühnel e Y. Tada, *Primordial black holes*, in *Black Holes in the Era of Gravitational-Wave Astronomy*, editado por M. A. Sedda, E. Bortolas e M. Spera (Elsevier, 2024), 261–377. [ArXiv:2211.05767](#).
- [39] J. Auffinger, *Primordial black hole constraints with Hawking radiation—A review*, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **131**, 104040 (2023).
- [40] A. Arbey, *Primordial black holes, a small review*, in *58th Rencontres de Moriond on Very High Energy Phenomena in the Universe* (2024). [ArXiv:2405.08624](#).
- [41] B. J. Carr e A. M. Green, *The History of Primordial Black Holes*, in *Primordial Black Holes* (Springer Nature Singapore, 2025), 3–33. [ArXiv:2406.05736](#).
- [42] B. W. Lee e S. Weinberg, *Cosmological Lower Bound on Heavy Neutrino Masses*, *Physical Review Letters* **39**, 165 (1977).
- [43] H. Goldberg, *Constraint on the Photino Mass from Cosmology*, *Physical Review Letters* **50**, 1419 (1983).
- [44] G. Jungman, M. Kamionkowski e K. Griest, *Supersymmetric Dark Matter*, *Physics Reports* **267**, 195 (1996).
- [45] R. D. Peccei e H. R. Quinn, *CP Conservation in the Presence of Instantons*, *Physical Review Letters* **38**, 1440 (1977).
- [46] S. Weinberg, *A New Light Boson?*, *Physical Review Letters* **40**, 223 (1978).

- [47] F. Wilczek, *Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons*, [Physical Review Letters](#) **40**, 279 (1978).
- [48] W. Hu, R. Barkana e A. Gruzinov, *Fuzzy Cold Dark Matter: The Wave Properties of Ultralight Particles*, [Physical Review Letters](#) **85**, 1158 (2000).
- [49] L. Hui et al., *Ultralight Scalars as Cosmological Dark Matter*, [Physical Review D](#) **95**, 043541 (2017).
- [50] P. C. Moreira Delgado, *Theoretical and Phenomenological Cosmology: Early Universe and Gravitational Wave Physics*, Tese de Doutorado, Jagiellonian U. (2024). Disponível em <https://inspirehep.net/literature/2911877>, acesso em mar. 2026.
- [51] B. Carr et al., *Primordial black hole constraints for extended mass functions*, [Physical Review D](#) **96**(2), 023514 (2017). [ArXiv:1705.05567](#).
- [52] M. Cirelli, A. Strumia e J. Zupan, *Dark matter*, [SciPost Physics Reviews](#) (2026). [ArXiv:2406.01705](#).
- [53] PandaX Collaboration, *Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run*, [Physical Review Letters](#) **127**(26), 261802 (2021). [ArXiv:2107.13438](#).
- [54] G. Arcadi et al., *The waning of the WIMP: endgame?*, [The European Physical Journal C](#) **85**(2), 152 (2025). [ArXiv:2403.15860](#).
- [55] M. Dutra, C. Siqueira e T. M. Venters, *Constraining light dark matter in vector-scalar portals with COSI and AMEGO-X* (2025). [ArXiv:2508.15891](#).
- [56] G. N. Fortes et al., *Present and future constraints on secluded dark matter in the Galactic Halo with TeV Gamma-ray observatories*, [Journal of Cosmology and Astroparticle Physics](#) **07**(07), 043 (2023). [ArXiv:2212.05075](#).
- [57] R. de Souza et al., *Dark Matter freeze-in during warm inflation and the seesaw mechanism*, [Journal of High Energy Physics](#) **04**(4), 125 (2025). [ArXiv:2412.06778](#).
- [58] P. Arias et al., *Reconstructing non-standard cosmologies with dark matter*, [Journal of Cosmology and Astroparticle Physics](#) **10**(10), 047 (2019). [ArXiv:1906.04183](#).
- [59] G. Arcadi et al., *Roads for right-handed neutrino dark matter: Fast expansion, standard freeze-out, and early matter domination*, [Physical Review D](#) **105**(3), 035016 (2022). [ArXiv:2108.11398](#).
- [60] A. Acharyya et al., *Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to a dark matter signal from the Galactic centre*, [Journal of Cosmology and Astroparticle Physics](#) **01**(01), 057 (2021). [ArXiv:2007.16129](#).
- [61] SWGO Collaboration, *Science Prospects for the Southern Wide-field Gamma-ray Observatory* (2023).
- [62] L. Goodenough e D. Hooper, *Possible Evidence For Dark Matter Annihilation In The Inner Milky Way From The Fermi Gamma Ray Space Telescope*, Tech. rep., Fermilab, PUB-09-494-A (2009). [ArXiv:0910.2998](#).
- [63] F. Aharonian, *Spectrum and variability of the Galactic Center VHE gamma-ray source HESS J1745-290*, [Astronomy & Astrophysics](#) **503**(3), 817 (2009). [ArXiv:0906.1247](#).
- [64] M. Aguilar et al., *Precision Measurement of the $(e^+ + e^-)$ Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*, [Physical Review Letters](#) **113**, 221102 (2014).
- [65] I. Cholis et al., *Return of the templates: Revisiting the Galactic Center excess with multimessenger observations*, [Physical Review D](#) **105**(10), 103023 (2022). [ArXiv:2112.09706](#).

A energia escura e os desafios do modelo cosmológico padrão

Rodrigo von Marttens^{1,2}, Jailson Alcaniz³ e Saulo Carneiro^{1,3}

¹Universidade Federal da Bahia

²PPGCosmo, Universidade Federal do Espírito Santo

³Observatório Nacional

Resumo

A evidência observacional de que o Universo se encontra em expansão acelerada representa um dos principais desafios da cosmologia moderna, sendo usualmente atribuída à presença de uma componente dominante conhecida como energia escura. O modelo cosmológico padrão, Λ CDM, fornece uma descrição consistente de uma ampla gama de observações, mas enfrenta importantes dificuldades tanto do ponto de vista teórico quanto observacional. Neste artigo, apresentamos uma revisão do modelo Λ CDM, discutindo sua fundamentação teórica e os principais testes observacionais que sustentam sua validade. Damos ênfase às tensões observacionais recentes, como aquelas associadas à constante de Hubble (H_0) e à amplitude das flutuações de matéria (σ_8), além de resultados recentes do levantamento DESI que sugerem possíveis desvios em relação ao modelo padrão. Discutimos ainda as implicações dessas tensões e possíveis extensões do modelo, destacando o papel de cenários com energia escura dinâmica. Este panorama busca fornecer uma visão atualizada dos desafios enfrentados pela cosmologia contemporânea e das perspectivas para a compreensão da aceleração cósmica.

Abstract

Observational evidence that the Universe is undergoing accelerated expansion represents one of the main challenges of modern cosmology, usually attributed to the presence of a dominant component known as dark energy. The standard cosmological model, Λ CDM, provides a consistent description of a wide range of observations, but faces significant difficulties from both a theoretical and observational standpoint. In this article, we present a review of the Λ CDM model, discussing its theoretical foundation and the main observational tests that support its validity. We emphasize recent observational strains, such as those associated with the Hubble constant (H_0) and the amplitude of matter fluctuations (σ_8), as well as recent results from the DESI survey that suggest possible deviations from the standard model. We also discuss the implications of these strains and possible extensions of the model, highlighting the role of scenarios with dynamic dark energy. This overview seeks to provide an updated view of the challenges faced by contemporary cosmology and the prospects for understanding cosmic acceleration.

Palavras-chave: energia escura; modelo cosmológico padrão; energia escura dinâmica; tensões cosmológicas.

Keywords: dark energy; standard cosmological model; dynamical dark energy; cosmological tensions.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.52249](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.52249)

1 Introdução

A descoberta de que o Universo está se expandindo de maneira acelerada alterou radicalmente o paradigma da física e introduziu o conceito de energia escura (DE, do inglês *dark energy*) [1, 2]. Esse fenômeno inesperado desafiou a compreensão convencional sobre a gravidade, que é uma força atrativa, e gerou um novo campo de estudo sobre a dinâmica cósmica. Com base em observações realizadas a partir de supernovas tipo Ia, foi possível inferir que a aceleração da expansão

do Universo é impulsionada por uma componente exótica, a energia escura, responsável por cerca de 70% do conteúdo energético do cosmos [3].

A explicação teórica mais aceita para esse fenômeno é o modelo cosmológico padrão, o modelo Λ CDM, que incorpora a constante cosmológica Λ e a matéria escura fria (CDM, do inglês *cold dark matter*). A constante cosmológica foi inicialmente introduzida por Einstein em 1917 [4], como um termo que permitia manter o Universo estático, mas se tornou fundamental na descrição da aceleração cósmica ao longo do século XX. O

modelo Λ CDM tem sido bem-sucedido em descrever a evolução do Universo em grande escala, mas ainda enfrenta desafios significativos, tanto teóricos quanto observacionais [5].

De um ponto de vista mais fundamental, o modelo enfrenta o famoso “problema da constante cosmológica”, que se refere à discrepância entre os resultados da teoria quântica de campos e os valores observados da energia do vácuo [6, 7]. Entre as principais questões observacionais enfrentadas pelo modelo Λ CDM estão a discrepância entre as medições locais da constante de Hubble H_0 [8] e as observações da radiação cósmica de fundo em micro-ondas (CMB, do inglês *cosmic microwave background*), e a amplitude das flutuações de matéria σ_8 [9], que revelam tensões entre os dados mais recentes e as previsões teóricas do modelo. Além disso, dados recentes do levantamento DESI (*Dark Energy Spectroscopic Instrument*) parecem indicar importantes inconsistências com o modelo Λ CDM, como uma discordância no valor encontrado para a fração atual de matéria no Universo e uma preferência por uma energia escura dinâmica, em contraposição à constante cosmológica [10].

Este artigo discute a formulação da energia escura e as tensões atuais no modelo Λ CDM, explorando essas discrepâncias observacionais recentes e alternativas teóricas para a descrição da energia escura.

2 Uma breve perspectiva histórica

O conceito de aceleração cósmica, um dos pilares da cosmologia moderna, está intimamente ligado ao desenvolvimento das primeiras observações e teorias sobre o Universo em expansão. As primeiras medições das velocidades radiais das galáxias foram feitas em 1912 [11], ainda antes de Einstein publicar sua teoria da relatividade geral. No entanto, foi em 1917, com o trabalho de Einstein, que a constante cosmológica apareceu pela primeira vez, introduzida como uma ferramenta matemática [4]. Curiosamente, essa constante, que inicialmente visava manter o Universo estático, mais tarde se tornaria a principal explicação para a aceleração de sua expansão.

Tempos depois, já na década de 1920, o físico russo Alexander Friedmann propôs soluções cosmológicas novas que previam a expansão do Universo, incluindo a possibilidade de um Universo

com curvatura positiva, que eventualmente se expandiria até atingir um raio máximo antes de colapsar [12]. Vale ressaltar que essa proposta foi inicialmente rejeitada por Einstein, mas ele viria a reconhecê-la mais tarde como válida. A evidência observacional que apoiava a expansão do Universo veio com as contribuições de Georges Lemaître e Edwin Hubble, que, em 1927 e 1929, respectivamente, mostraram que as galáxias estavam se afastando de nós, estabelecendo a base para o que viria a ser conhecido como a Lei de Hubble-Lemaître.¹

Décadas mais tarde, a matéria escura fria (CDM) foi proposta por Zwicky em 1933 [13], e a detecção da radiação cósmica de fundo (CMB) em 1965, por Penzias e Wilson [14], forneceu mais evidências que corroboraram a ideia de que o Universo se originou a partir de uma fase inicial altamente densa e quente, expandindo-se desde então até o estado atual. Contudo, foi somente nos anos 1990 que a aceleração cósmica foi observada diretamente, através da análise de supernovas tipo Ia, que sugeriram que o Universo não apenas estava se expandindo, mas que essa expansão estava acelerando [1, 2]. Esse resultado surpreendente levou à introdução do conceito de energia escura, um componente exótico que permeia o espaço e acelera a expansão do Universo.

Esse desenvolvimento culminou na formulação do modelo cosmológico Λ CDM, que combina a constante cosmológica (Λ) com a matéria escura fria para descrever a evolução do Universo. Embora o modelo tenha sido um sucesso notável, tanto teórica quanto observacionalmente [15–18], ele ainda enfrenta desafios significativos, que continuam a ser temas de intensa pesquisa e debate.

3 Fundamentação teórica do modelo Λ CDM

Conforme já mencionado, o modelo Λ CDM, conhecido como modelo cosmológico padrão, é a teoria que descreve a evolução do Universo em grandes escalas. Ele é fundamentado na teoria

¹A União Astronômica Internacional (IAU) recomenda o uso do termo Lei de Hubble-Lemaître para reconhecer a contribuição de Georges Lemaître, que propôs a expansão do Universo independentemente de Edwin Hubble. A resolução foi divulgada em 2018. Para mais detalhes, consulte o comunicado oficial da IAU em <https://iauarchiv.eso.org/news/pressreleases/detail/iau1812/>.

da relatividade geral de Einstein e incorpora a constante cosmológica Λ e a matéria escura fria (CDM) na composição energética do Universo, além das componentes ordinárias que conhecemos do laboratório. De acordo com os dados atuais, estima-se que essas componentes escuras constituem cerca de 95% do conteúdo energético do Universo atual, e entender sua natureza é um dos maiores desafios da Cosmologia moderna. Neste capítulo, apresentamos alguns aspectos teóricos básicos do modelo Λ CDM, com ênfase no papel da constante cosmológica na explicação da expansão acelerada.

3.1 O princípio cosmológico

O modelo cosmológico padrão supõe que o Universo é homogêneo e isotrópico em grandes escalas, ou seja, ele possui as mesmas propriedades em todos os pontos e em todas as direções. Esse é o Princípio Cosmológico, que implica que qualquer observador no Universo, independentemente de sua localização, observa um Universo semelhante. A partir deste princípio, é possível descrever de maneira formal o espaço-tempo no contexto cosmológico, através de uma métrica. O tensor métrico, que é um tensor simétrico de ordem dois, é utilizado para definir distâncias e ângulos no espaço-tempo. Para o Universo homogêneo e isotrópico, usamos a métrica de Friedmann-Lemaître, dada por

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2(\theta) d\phi^2 \right), \quad (1)$$

onde $a(t)$ é o fator de escala, uma função dependente do tempo que descreve a expansão do espaço, e K é a curvatura espacial.

3.2 Composição do Universo

Além da geometria do espaço-tempo, é necessário descrever o conteúdo energético do Universo. No contexto do modelo cosmológico padrão, temos três componentes principais: radiação (matéria relativística), matéria bariônica (matéria visível) e matéria escura fria (CDM). A radiação predominou no início do Universo, mas atualmente representa uma fração mínima da energia

total. A matéria bariônica, que interage com a radiação, constitui os objetos visíveis como estrelas, planetas e galáxias. Por outro lado, a CDM é uma forma de matéria que não interage significativamente com a radiação e desempenha um papel crucial na formação de estruturas cósmicas.

Do ponto de vista formal, esses componentes são descritos por tensores de energia-momento de fluidos perfeitos, cujas densidades de energia (ρ_i) e pressões (p_i) são relacionadas por uma equação de estado $w_i = p_i/\rho_i$ (onde $i = r, b$ ou c , de radiação, bárions e CDM, respectivamente). Como é conhecido da mecânica estatística, a radiação (matéria relativística) é descrita por uma equação de estado $w_r = 1/3$, enquanto a matéria bariônica e a CDM, que são não-relativísticas, são consideradas componentes sem pressão, com $w_b = w_c = 0$.

3.3 A dinâmica do Universo no modelo padrão

A dinâmica do Universo no modelo Λ CDM é governada pelas equações de Einstein, que descrevem como a geometria do espaço-tempo se comporta em resposta à presença de matéria e energia. Para a evolução do Universo, a equação de Friedmann relaciona a taxa de expansão, representada pelo parâmetro de Hubble ($H \equiv \dot{a}/a$), com as densidades de energia dos diferentes componentes cósmicos. No contexto do modelo Λ CDM, a equação de Friedmann é dada por

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (2)$$

Onde G é a constante gravitacional e ρ , sem índice, denota a densidade de energia total do Universo.²

Por outro lado, a evolução temporal das densidades de energia dos componentes do Universo é governada pela equação de continuidade. No contexto do modelo cosmológico padrão, considera-se que cada componente material possui uma evolução independente das outras, de modo que o único efeito físico na evolução da densidade de energia se dá por conta da diluição devido à expansão do

²Sempre que uma componente do fluido cósmico não possuir índice, ela se refere ao fluido total, considerando a contribuição de todos os componentes presentes.

Universo. Nesse contexto, a equação da continuidade, para cada componente, é dada por

$$\dot{\rho}_i + 3H(\rho_i + p_i) = 0. \quad (3)$$

Considerando as equações de estado da radiação e da matéria,³ a solução da evolução temporal para suas densidades é dada por

$$\rho_r = \rho_{r0}a^{-4}, \quad \rho_m = \rho_{m0}a^{-3}. \quad (4)$$

A densidade de radiação decai com o fator de escala de acordo com a^{-4} , devido tanto à expansão do Universo quanto ao estiramento do comprimento de onda devido ao efeito de desvio para o vermelho cosmológico. Por outro lado, a densidade de matéria decai como a^{-3} , devido à expansão volumétrica.

Por fim, a evolução do parâmetro de Hubble, que descreve a taxa de expansão do Universo, pode ser expressa como

$$H^2 = H_0^2 (\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda), \quad (5)$$

onde H_0 é o valor atual do parâmetro de Hubble, e Ω_r , Ω_m , Ω_k , e Ω_Λ são os parâmetros de densidade para radiação, matéria, curvatura espacial e energia escura, respectivamente. Esses parâmetros são definidos como

$$\Omega_i \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{i0}, \quad \Omega_k = -\frac{K}{H_0^2}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}. \quad (6)$$

Esses parâmetros descrevem a fração de cada componente da energia total do Universo no tempo presente, com a condição de sua soma total seja igual à unidade ($\Omega_\Lambda + \Omega_m + \Omega_r + \Omega_k = 1$).

Embora a equação de Friedmann e a equação de continuidade sejam suficientes para calcular a dinâmica de fundo do Universo, é possível obter das equações de campo de Einstein uma equação para a segunda derivada do fator de escala, conhecida como equação da aceleração

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (7)$$

Este resultado é fundamental para a compreensão do que realmente significa a expansão acelerada do Universo. Em um Universo em expansão, o fator de escala descreve o alongamento do espaço,

e uma expansão acelerada indica que a velocidade de alongamento está aumentando. Assim, o critério para tal aceleração é simplesmente que a segunda derivada do fator de escala em relação ao tempo seja positiva. Contudo, de acordo com a Eq. (7), na ausência de uma constante cosmológica, uma aceleração positiva da expansão é impossível, já que ρ e p são exclusivamente não negativos. Por outro lado, a presença de uma constante cosmológica positiva abre essa possibilidade. Para garantir a expansão acelerada, a condição a ser satisfeita pela constante cosmológica é dada por

$$\Lambda > 4\pi G(\rho + 3p). \quad (8)$$

3.4 Desafios do modelo Λ CDM

A formulação apresentada, embora matematicamente coerente, deixa algumas questões em aberto. De maneira geral, essas questões estão conectadas à nossa ignorância sobre a natureza dos constituintes do setor escuro. Nesta seção e nas seguintes, abordaremos alguns desafios enfrentados pelo modelo cosmológico padrão, tanto no âmbito teórico quanto observacional. Espera-se que uma melhor compreensão dessas questões ofereça valiosos *insights* sobre a natureza da energia escura.

O problema da constante cosmológica

O candidato mais natural para a constante cosmológica é a energia do vácuo. Como consequência da condição de ser invariante sob transformações de Lorentz, o tensor de energia-momento do vácuo deve ser proporcional ao tensor métrico, ou seja, pode ser escrito como

$$T_{\mu\nu}^{(\text{vac})} = -\frac{\Lambda^{(\text{vac})}}{8\pi G} g_{\mu\nu}. \quad (9)$$

Esta expressão para o tensor de energia-momento do vácuo coincide com o termo da constante cosmológica que aparece nas equações de Einstein, o que torna essa associação imediata. No entanto, a teoria quântica de campos prevê que a densidade de energia do vácuo deve ser calculada como

$$\begin{aligned} \rho^{(\text{vac})} &= \frac{\Lambda^{(\text{vac})}}{8\pi G} \\ &= \int_0^{k_{\text{lim}}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sqrt{k^2 + m^2} \approx \frac{k_{\text{lim}}^4}{16\pi^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

³Vamos considerar a matéria total como a soma da matéria bariônica e da matéria escura fria, ou seja, $\rho_m = \rho_b + \rho_c$.

onde m e k representam, respectivamente, a massa e o momento de um campo escalar utilizado para calcular sua energia de ponto zero, com $k_{\text{lim}} \gg m$.

A integral mostrada na Eq. (10) diverge quando $k \rightarrow \infty$. Portanto, uma prática comum é introduzir uma escala de corte como k_{lim} , que define o limite de validade da teoria. No contexto da Relatividade Geral, a escala de Planck é um candidato plausível para esse limite. Ao empregá-lo, obtemos uma densidade de energia do vácuo cerca de 120 ordens de magnitude maior que os resultados observados [6,7]. Essa enorme discrepância impediu a identificação até o momento da constante cosmológica com a energia do vácuo. No entanto, há que se lembrar que o cálculo acima só é bem definido no espaço-tempo plano, onde não se espera qualquer presença de conteúdo energético [19]. Avanços em nossa compreensão da teoria quântica de campos no espaço-tempo curvo podem oferecer insights sobre a resolução desse problema.

3.5 Aspectos observacionais

Como em outras áreas da Física, a verificação experimental de uma hipótese/teoria é um processo vital na cosmologia. Esta seção é dedicada a discutir alguns dos principais aspectos observacionais do modelo Λ CDM, incluindo os resultados mais recentes reportados na literatura.

3.5.1 Análise de supernovas do tipo Ia

Dada a sua importância histórica como a primeira observação direta da expansão acelerada do Universo, uma ênfase particular será dada ao formalismo empregado para comparar dados observacionais de supernovas tipo Ia (SN Ia). Uma SN Ia surge como a última fase do processo de acreção/fusão envolvendo uma anã branca de carbono-oxigênio em um sistema binário. Quando a anã branca atinge a massa de Chandrasekhar, dada por $1,4 M_{\odot}$, a força gravitacional supera a pressão do gás degenerado de elétrons [20]. Como resultado, o sistema entra em colapso, gerando uma enorme explosão, tão brilhante quanto uma galáxia. De acordo com esse mecanismo astrofísico, a SN Ia tem uma magnitude absoluta característica, o que torna a SN Ia adequada para ser considerada como “velas pa-

dronizáveis”. Considerando que a magnitude absoluta pode ser calibrada para todas as SN Ia, torna-se viável obter a sua distância com base na diferença entre suas magnitudes absolutas e aparentes, definindo-se a distância como o módulo de distância. O módulo de distância quantifica a diferença de magnitude causada pela propagação da luz através do Universo, incluindo efeitos de curvatura e expansão. A expressão teórica para o módulo de distância é

$$\mu = m - M = 5 \log \left(\frac{d_L}{1 \text{ Mpc}} \right) + 25, \quad (11)$$

onde m e M são as magnitudes aparentes e absolutas, respectivamente, e d_L é a distância luminosidade, dada por

$$d_L = \begin{cases} \frac{\text{sen} \left[\sqrt{|\Omega_k|} H_0 \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{H(\tilde{z})} \right]}{(1+z) H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}, & \text{para } \Omega_k > 0, \\ \frac{1}{(1+z)} \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{H(\tilde{z})}, & \text{para } \Omega_k = 0, \\ \frac{\sinh \left[\sqrt{|\Omega_k|} H_0 \int_0^z \frac{d\tilde{z}}{H(\tilde{z})} \right]}{(1+z) H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}, & \text{para } \Omega_k < 0. \end{cases}$$

As pesquisas de SN Ia medem suas magnitudes aparentes e, ao se realizar a análise estatística para restringir os parâmetros cosmológicos, a magnitude absoluta é considerada como um parâmetro livre constante. Atualmente, o maior conjunto de dados disponível de SN Ia é o Union 3, que contém 2.087 objetos catalogados de diferentes levantamentos [21].

Recentemente, a colaboração *Dark Energy Survey* (DES) conduziu uma análise cosmológica utilizando seu próprio catálogo de 1.635 SN Ia [22]. O diferencial do catálogo obtido pela colaboração DES é que, com exceção de alguns objetos em baixos redshifts, todos os outros foram observados diretamente pelo levantamento. A Fig. 1 mostra os diagramas de Hubble obtidos a partir das amostras Union3 e DES.

3.5.2 Outros observáveis cosmológicos

Além das SN Ia, o modelo Λ CDM tem sido testado de forma recorrente utilizando-se uma variedade de dados cosmológicos. A diversidade de testes observacionais é crucial porque mitiga o

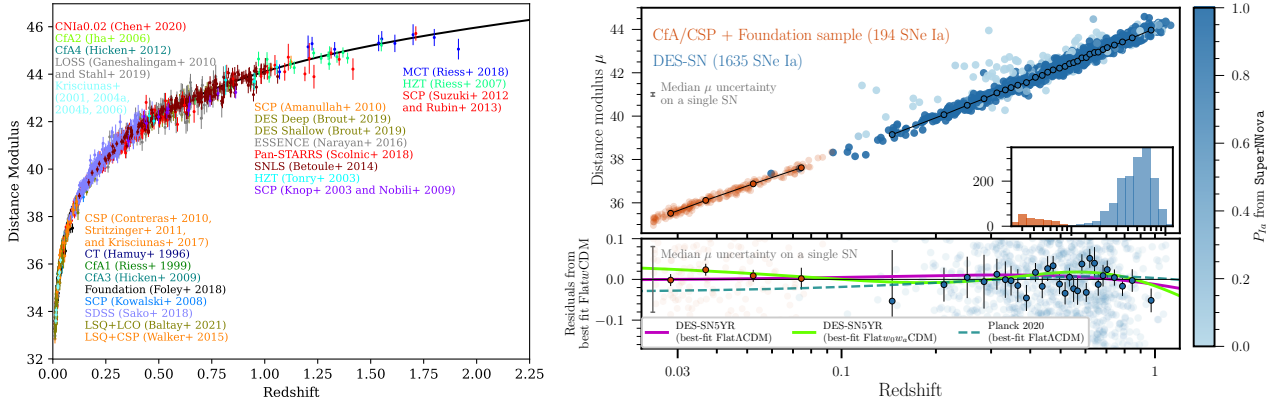


Figura 1: Relação entre o módulo de distância e o redshift (diagramas de Hubble) para amostras de supernovas tipo Ia. À esquerda, o diagrama correspondente à compilação Union3, retirado da Ref. [21]. À direita, o diagrama obtido pela colaboração DES, retirado da Ref. [22].

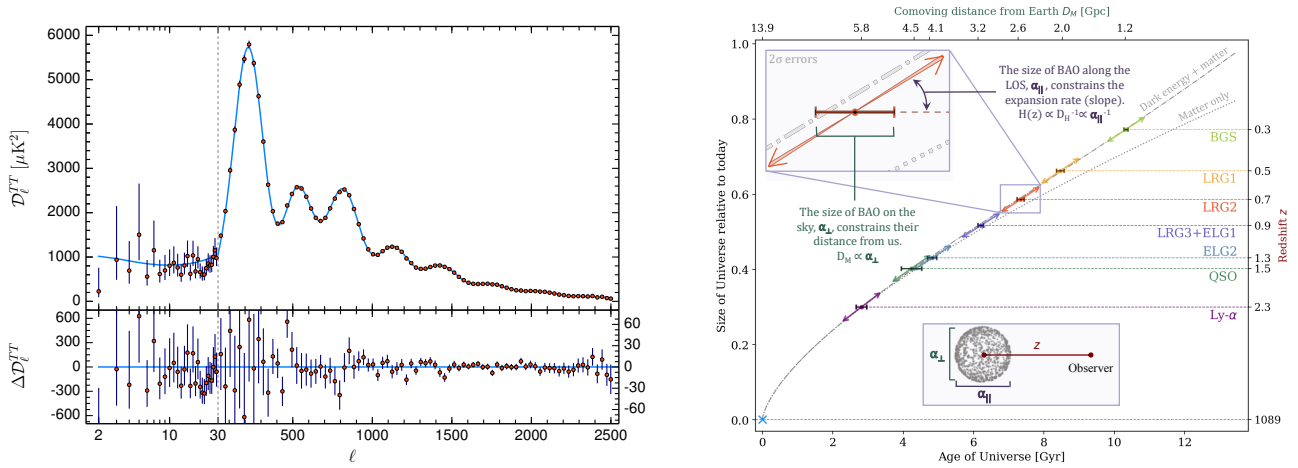


Figura 2: Resultados observacionais da CMB e das BAOs. O painel esquerdo, retirado da Ref. [15], mostra o espectro de potência de temperatura da CMB medido pela missão Planck, enquanto o painel direito, retirado da Ref. [10], ilustra como medições de BAO do DESI DR2 restringem a história de expansão do Universo.

risco de conclusões errôneas baseadas em vieses induzidos por erros sistemáticos observacionais, que são únicos para cada experimento. Entre outros, três testes observacionais de grande importância na cosmologia moderna são:

- *Radiação Cósmica de Fundo (CMB)*: a CMB é uma radiação remanescente do Universo primordial, aproximadamente 380.000 anos após a singularidade inicial, quando o acoplamento entre os bárions e os fótons cessou, na chamada superfície de último espalhamento. Essa radiação é agora observada por todo o céu com uma temperatura de cerca de 2,73 K. A análise das anisotropias de temperatura, polarização e efeitos de lente gravitacional no mapa da CMB fornece restrições robustas sobre os parâmetros cosmológicos do modelo Λ CDM. Os resultados

mais recentes dos dados de CMB foram fornecidos pelo satélite Planck em 2018 [15]. Como mostrado na Fig. 2, as medidas do espectro de potência do CMB fornecem restrições extremamente precisas sobre os parâmetros cosmológicos.

- *Oscilações Acústicas Bariônicas (BAO)*: as BAOs consistem em um padrão esférico regular impresso na distribuição de matéria bariônica, aparecendo como um pequeno aumento de densidade. Essas oscilações se originam do congelamento das ondas sonoras no fluido fóton-bariônico após seu desacoplamento. À medida que o Universo evolui, a formação de estruturas cósmicas é favorecida nessas regiões, permitindo sua detecção através da distribuição de galáxias. As medições de BAO desempenha-

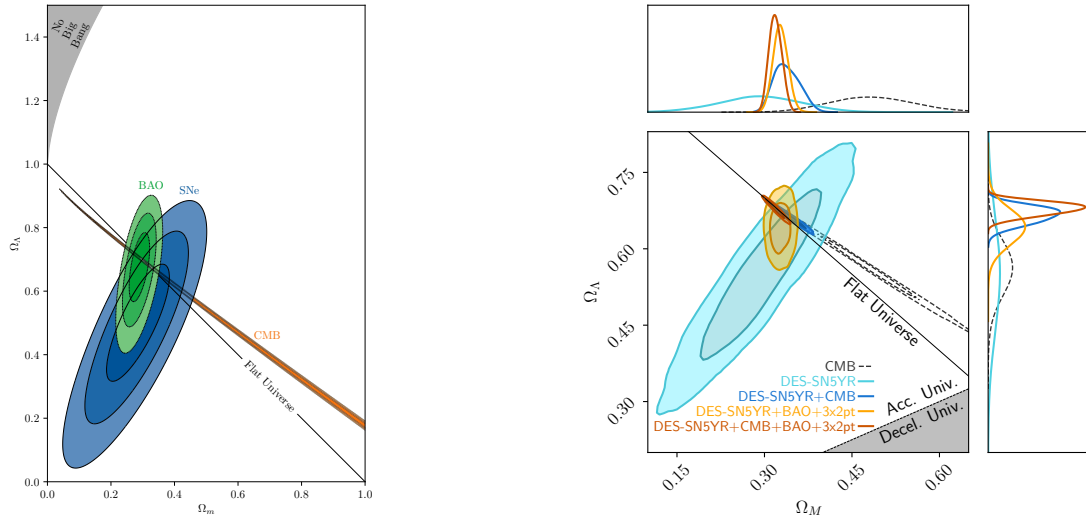


Figura 3: Restrições no plano $\Omega_m - \Omega_\Lambda$ provenientes de dados de SN Ia, BAO e CMB, ilustrando a concordância entre diferentes observáveis cosmológicos para o modelo Λ CDM. O painel esquerdo foi retirado da Ref. [21], enquanto o painel direito, da Ref. [22].

ram um papel crucial na restrição dos parâmetros cosmológicos, particularmente na determinação da curvatura do Universo. Os principais resultados relacionados aos dados de BAO foram fornecidos pelo *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) [16]. Mais recentemente a colaboração *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) divulgou resultados de medidas de oscilações acústicas de bárions que indicam que pode haver uma inconsistência observacional com o modelo Λ CDM [10]. Este resultado será melhor discutido na próxima seção. Por outro lado, como ilustrado também na Fig. 2, as medições de BAO permitem rastrear a história de expansão do Universo em tempos tardios, complementando as informações obtidas a partir do CMB.

- *Lenteamento fraco e correlações em largas escalas:* uma das análises mais completas do processo de formação de estruturas no Universo combina diferentes observáveis cosmológicos por meio do método conhecido como $3 \times 2pt$, que inclui o cisalhamento cósmico (lenteamento fraco), o agrupamento de galáxias e a correlação galáxia-cisalhamento. Essa abordagem permite sondar simultaneamente a geometria do Universo e o crescimento de estruturas. A colaboração *Dark Energy Survey* (DES), utilizando os dados do terceiro ano (Y3), estabeleceu restrições sobre os parâmetros cosmológicos [18].

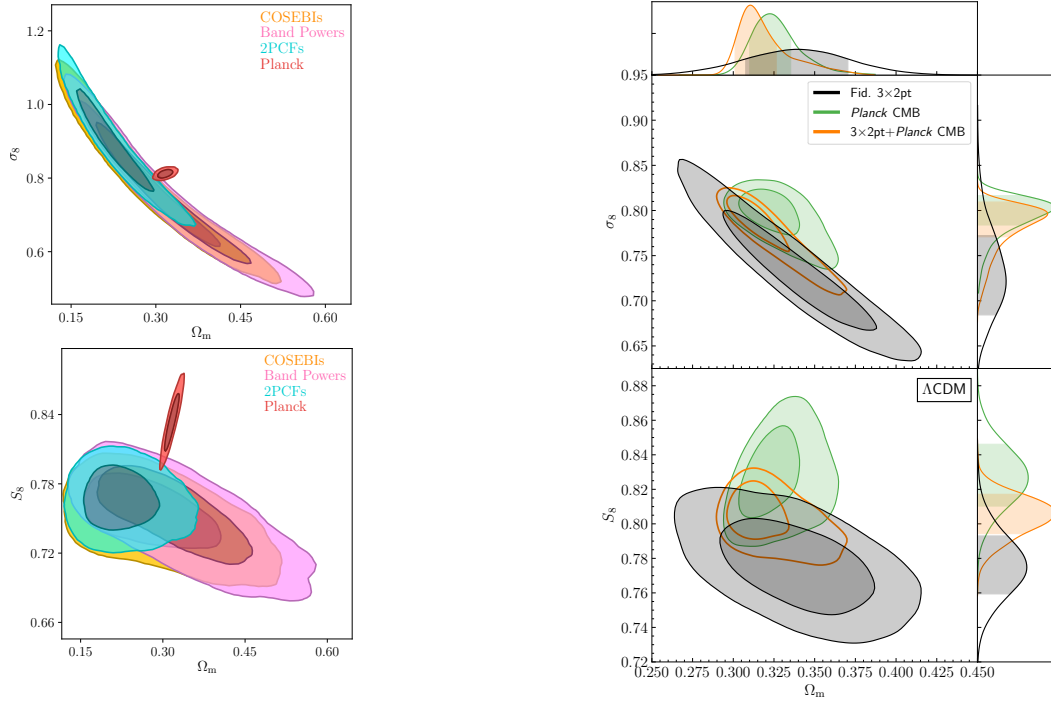
O maior feito do modelo cosmológico padrão é a sua capacidade de ajustar com precisão os dados obtidos de diferentes observáveis, utilizando valores consistentes para os parâmetros cosmológicos. Essa consistência de parâmetros nos resultados observacionais é exatamente o que se espera de uma “descrição correta” do Universo, o que deu ao modelo Λ CDM o status de modelo de concordância. Esta concordância pode ser vista na Fig. 3, que ilustra restrições consistentes entre si, cuja combinação resulta em determinações precisas dos parâmetros do modelo Λ CDM. Além disso, alguns resultados observacionais do modelo Λ CDM são mostrados na Tab. 1.

3.6 Tensões cosmológicas

Apesar do relativo sucesso observacional do modelo Λ CDM, alguns resultados recentes encontraram discrepâncias notáveis em comparação com os resultados derivados dos dados do Planck 2018. Os casos mais proeminentes ocorrem para: (i) lentes fracas, em relação à amplitude das perturbações da densidade de matéria, codificada no parâmetro σ_8 , que quantifica o quadrado médio das flutuações de densidade da matéria em uma escala de $8 h^{-1} \text{ Mpc}$; (ii) medições locais da constante de Hubble (H_0), obtidas tipicamente pelo método da escada de distâncias, que relaciona as distâncias a objetos astronômicos próximos com o uso de velas padrão; e (iii) dados do levan-

Tabela 1: Resultados observacionais do modelo Λ CDM (adaptado da Tabela 2 da Ref. [22]).

Λ CDM plano		
Observável cosmológico	Ω_m	Ω_k
SN Ia (DES-Y5)	$0,352 \pm 0,017$	-
SN Ia (DES-Y5) + CMB (Planck 2020)	$0,338^{+0,016}_{-0,014}$	-
SN Ia (DES-Y5) + CMB (Planck 2020) + BAO (SDSS) & DES Y3 3×2 pt	$0,315 \pm 0,007$	-
Λ CDM com curvatura		
Observável cosmológico	Ω_m	Ω_k
SN Ia (DES-Y5)	$0,291^{+0,063}_{-0,065}$	$0,16 \pm 0,16$
SN Ia (DES-Y5) + CMB (Planck 2020)	$0,359^{+0,014}_{-0,016}$	$-0,010 \pm 0,005$
SN Ia (DES-Y5) + CMB (Planck 2020) + BAO (SDSS) & DES Y3 3×2 pt	$0,318^{+0,011}_{-0,010}$	$0,002^{+0,004}_{-0,003}$

**Figura 4:** Restrições no plano $\Omega_m - S_8$ obtidas por levantamentos de lenteamento fraco. À esquerda, os resultados do KiDS, retirados da Ref. [9], mostram uma preferência por valores de S_8 menores do que aqueles inferidos pela CMB. À direita, os resultados do DES Y3, retirados da Ref. [18], utilizando a análise 3×2 pt também favorecem valores mais baixos de S_8 , porém com maior concordância com os resultados do Planck.

tamento de galáxias do segundo *data release* do DESI, cujas medidas das oscilações acústicas bariônicas indicam importantes discrepâncias com o modelo padrão.

Em relação à formação de estruturas, resultados recentes de lentes fracas da Kilo Degree Survey (KiDS) indicam uma tensão de aproximadamente 3σ na amplitude das perturbações escalares da matéria, caracterizada pelo parâmetro $S_8 = \sqrt{\Omega_m/0,3} \sigma_8$, em comparação com os resultados mais recentes do Planck 2018 [9, 23]. Deve-se observar que a análise recente semelhante do levantamento *Dark Energy Survey* (DES) sugere uma diferença de cerca de 2σ dos resultados

do Planck 2018, o que é considerado um suporte aceitável para o modelo Λ CDM [18]. Como ilustrado na Fig. 4, diferentes levantamentos de lenteamento fraco indicam valores de S_8 sistematicamente menores do que os inferidos a partir do CMB, sendo a tensão mais significativa nos resultados do KiDS em comparação com o DES.

Quanto aos resultados de H_0 , embora as previsões realizadas através dos dados do Planck 2018 [15] e do DES+BAO+BBN⁴ [18], forneçam $H_0 = 67,66 \pm 0,42 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $H_0 =$

⁴BBN significa o processo de formação de elementos químicos leves logo após o big-bang, cuja abundância pode ser hoje observada.

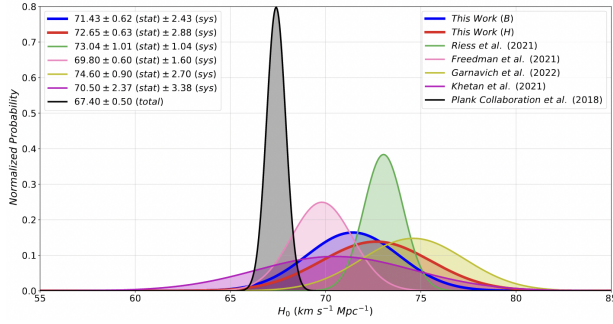


Figura 5: Distribuições de probabilidade para a constante de Hubble H_0 obtidas por diferentes métodos de medição direta, incluindo calibrações baseadas em Cefeidas, TRGB e flutuações de brilho superficial (SBF), comparadas com o valor inferido a partir da CMB. Esta figura foi retirada da Ref. [26].

$67,6 \pm 0,9 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, respectivamente, medições locais recentes da análise SH0ES com cefeidas variáveis e SN Ia resultam num valor significativamente mais alto, $H_0 = 74,04 \pm 1,04 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [8]. Essa inconsistência atualmente excede o nível de confiança de 4σ .

Uma análise semelhante, mas considerando uma calibração de SN Ia combinando dados de cefeidas variáveis, gigantes vermelhas e flutuações no brilho superficial de galáxias próximas forneceu $H_0 = 71,76 \pm 0,58 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (estatístico) $\pm 1,19 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (sistemático) [24], que está mais em concordância com os resultados do Planck 2018. Uma discussão abrangente sobre a tensão do H_0 pode ser encontrada, por exemplo, nas Refs. [25, 26]. Diferentes resultados de medidas de H_0 são mostrados na Fig. 5. De maneira geral, os diferentes métodos de medição direta de H_0 tendem a fornecer valores sistematicamente maiores do que aqueles inferidos a partir do CMB, evidenciando a chamada tensão de Hubble.

Recentemente, ainda no quadro do modelo Λ CDM, medições de BAO realizadas pelo DESI DR2 indicaram resultados conflitantes com as observações de supernovas tipo Ia para o parâmetro de densidade de matéria Ω_m , revelando uma tensão também entre observáveis “recentes”. Em primeiro lugar, os resultados mais recentes da colaboração DESI indicaram uma discrepância entre os valores do parâmetro de densidade de matéria Ω_m comparados com aqueles obtidos por meio de supernovas tipo Ia, com as análises baseadas na amostra DES Y5 apresentando uma diferença ao

nível de aproximadamente 3σ . Este resultados estão ilustrados no painel esquerdo da Fig. 6.

Adicionalmente, esta mesma análise da colaboração DESI também sugere uma possível preferência observacional por um cenário de Energia Escura dinâmica, em contraste com a hipótese de uma constante cosmológica.⁵ Para investigar essa possibilidade, foi considerado um modelo no qual a equação de estado da energia escura pode evoluir no tempo. Em particular, adotou-se a parametrização CPL (Chevallier-Polarski-Linder) [31, 32], que será discutida em mais detalhes posteriormente.⁶ Nesse cenário, a Energia Escura é descrita por dois parâmetros adicionais, w_0 e w_a , sendo o modelo Λ CDM recuperado no limite $(w_0, w_a) = (-1, 0)$. Conforme ilustrado na Fig. 6 (painel direito), esse ponto encontra-se deslocado das regiões favorecidas pelos dados em aproximadamente 3σ , dependendo do conjunto de supernovas tipo Ia utilizado na análise. É importante destacar que essa tendência persiste mesmo quando se consideram apenas dados de BAO em combinação com observáveis do CMB.

Todos esses resultados, quando analisados em conjunto, motivam a exploração de extensões do modelo Λ CDM que vão além de um componente de energia do vácuo constante, abrindo caminho para novas abordagens que possam explicar essas discrepâncias e proporcionar uma visão mais precisa da aceleração cósmica e da natureza da energia escura.

3.7 Energia escura além da constante cosmológica

Dentro do contexto da compreensão limitada da natureza da constante cosmológica e das observações recentes que se desviam das previsões do modelo Λ CDM, diversas teorias alternativas têm surgido e continuarão a ser propostas na tentativa de explicar a aceleração do Universo. Nesta seção, vamos abordar a alternativa mais usual abordada na literatura, que consiste em relaxar a hipótese de que a energia escura seria descrita por uma

⁵Esses resultados são atualmente objeto de debate [27], com análises paramétricas e não paramétricas produzindo conclusões divergentes [28–30].

⁶Essa parametrização passou a ser amplamente utilizada após os resultados da figura de mérito da *Dark Energy Task Force* (DETF) [33].

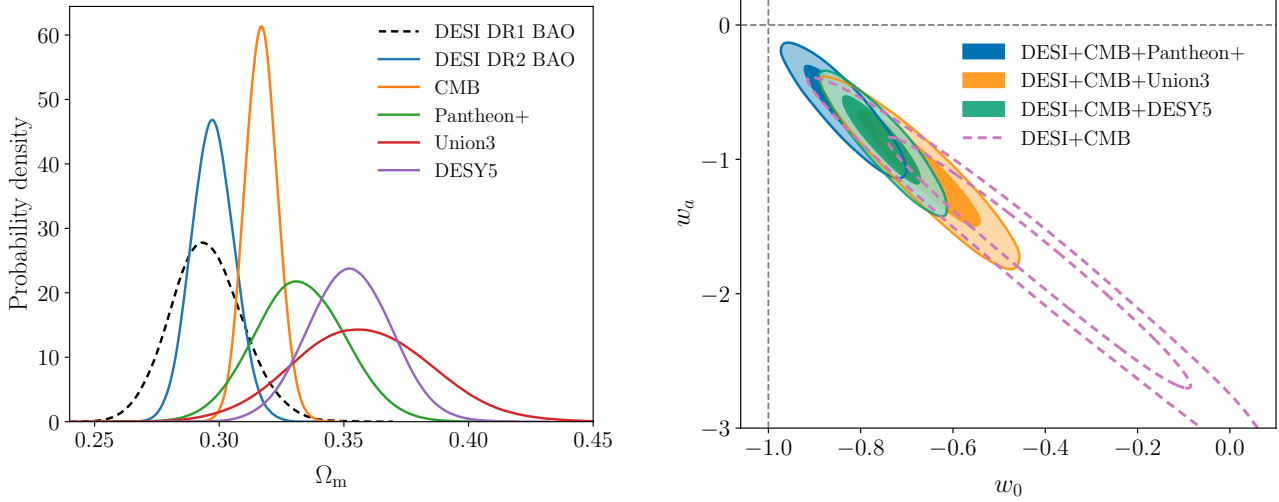


Figura 6: Resultados do levantamento DESI que indicam possíveis discrepâncias com o modelo Λ CDM. À esquerda, distribuições de probabilidade para Ω_m mostram uma discrepância entre os valores inferidos a partir de BAO do DESI DR2 e aqueles obtidos com dados de SN Ia. À direita, restrições no plano (w_0, w_a) sugerem uma preferência por energia escura dinâmica. Esses resultados foram retirados da Ref. [10].

constante cosmológica, permitindo uma dinâmica mais complexa.

Modelos de quintessência

A abordagem mais simples para introduzir um componente desconhecido que permeia o espaço-tempo é incorporar um campo escalar com um termo cinético canônico e sob a ação de um potencial dado. Em termos cosmológicos, esse campo escalar é denominado quintessência. Mais precisamente, consideramos um campo escalar descrito pela seguinte lagrangiana

$$\mathcal{L}_\phi = -\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - V(\phi), \quad (12)$$

onde o primeiro termo representa o termo cinético canônico, enquanto o segundo denota o potencial, que é uma função do campo escalar. Neste caso, há agora dois campos dinâmicos: o tensor métrico e o campo escalar. As equações de Einstein desse sistema são dadas por

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \left(\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi) + \rho \right), \quad (13)$$

$$\dot{H} = -\frac{4\pi G}{3} (\dot{\phi}^2 + \rho + p), \quad (14)$$

enquanto a conservação do campo escalar é dado pela equação de Klein-Gordon,

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V_\phi = 0, \quad (15)$$

onde $V_\phi = dV/d\phi$.

Nesse contexto, para obter explicitamente a dinâmica do Universo, é necessário escolher uma expressão particular para o potencial. Cada modelo de quintessência é caracterizado por tal escolha. Como feito para as teorias de inflação, a capacidade de um potencial gerar uma expansão acelerada pode ser quantificada pelos seguintes parâmetros de *slow-roll*,

$$\epsilon = \frac{1}{16\pi G} \left(\frac{V_\phi}{V} \right)^2 \quad \text{e} \quad \eta = \frac{1}{4\pi G} \frac{V_{\phi\phi}}{V}. \quad (16)$$

Quanto mais próximos de zero ϵ e η forem, maior será a aceleração da expansão. No caso limite $\epsilon = 0$ e $\eta = 0$, a expansão é exponencial. Uma discriminação típica entre os modelos de quintessência é feita dividindo os modelos em dois grupos: modelos *freezing* [34–36] e modelos de *thawing* [37, 38]. Nos modelos de *freezing*, o campo é livre para rolar no passado, no entanto, nos tempos recentes, o campo atinge o regime de *slow-roll* ($w \approx -1$), o que leva à expansão acelerada. Por outro lado, nos modelos de *thawing*, o campo é congelado no passado, mas começa a evoluir nos tempos recentes.

Uma característica importante da abordagem do campo escalar é que, de maneira semelhante ao fato de que a constante cosmológica pode ser reescrita como um fluido com densidade de energia constante e $w_\Lambda = -1$, também é possível de-

finir um fluido que fornecerá a mesma dinâmica que o campo escalar. Mais precisamente, pode-se definir uma densidade de energia e pressão em termos do campo escalar e do potencial. Uma diferença importante em relação ao caso da constante cosmológica é que, como o campo escalar é dinâmico, o fluido resultante é mais geral, no sentido de que pode ser dependente do tempo. Nesse caso é possível definir a densidade de energia e a pressão como

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad \text{e} \quad p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad (17)$$

de modo que a equação de estado da energia escura seja

$$w_\phi = \frac{\dot{\phi}^2 + 2V(\phi)}{\dot{\phi}^2 - 2V(\phi)}. \quad (18)$$

As condições de slow-roll são atingidas quando $\dot{\phi}^2 \rightarrow 0$, e consequentemente $w_\phi \rightarrow -1$.

Uma característica importante dos modelos de quintessência é que o termo cinético canônico está associado a uma velocidade do som luminal, o que significa que o efeito das perturbações de pressão supera o colapso gravitacional no nível perturbativo. Como consequência, a energia escura em quintessência é suave como a constante cosmológica.

3.8 Energia escura como um fluido

Como os modelos de quintessência podem ser mapeados em fluidos, em vez de escolher um potencial dado $V(\phi)$, uma abordagem mais simples é propor uma equação de estado dinâmica para descrever a Energia Escura. Para ilustrar a equivalência entre as abordagens, vamos tomar um modelo de quintessência bastante geral: para um potencial dado qualquer, a equação de Klein-Gordon pode ser usada para calcular a solução do campo escalar; e consequentemente a equação de estado fica determinada pela Eq. (18).

Algumas das descrições mais exploradas na literatura são:

- *Modelo w CDM*: nesse modelo, a equação de estado da Energia Escura ainda é constante, mas não necessariamente -1 . Neste caso, a equação de estado do fluido de Energia Escura pode ser escrita como $p_\phi = w_0 \rho_\phi$, onde w_0 é considerado um parâmetro livre. Esta abordagem pode ser

interpretada como uma primeira extensão do caso da constante cosmológica.

- *Parametrização CPL*: nesse caso, propõe-se uma parametrização linear para a equação de estado da Energia Escura, ou seja, a expressão explícita para a equação de estado de DE é dada por

$$w_\phi = w_0 + (1 - a)w_a. \quad (19)$$

Na prática, esta abordagem é mais complexa. Primeiro, o fluido de Energia Escura é descrito por dois parâmetros extras. Além disso, a equação de estado de DE agora varia com o tempo. Quanto à evolução de w_ϕ , esta equação de estado pode ser interpretada da seguinte forma: w_0 representa o valor final alcançado nos tempos atuais, e w_a modula a evolução temporal no passado.

- *Parametrização BA*: essa parametrização também apresenta um comportamento linear em baixos redshifts, sendo escrita como [39]

$$w_\phi = w_0 + w_a \frac{1 - a}{a^2 + (1 - a)^2}. \quad (20)$$

Contudo, diferentemente da parametrização CPL, que diverge exponencialmente quando o fator de escala tende ao infinito (para $w_a > 0$), a parametrização BA permanece bem comportada em todos os tempos, ao mesmo tempo em que ainda permite desvios em relação ao cenário CPL.

Uma vez que tanto os modelos w CDM quanto CPL podem ser vistos como extensões efetivas do modelo Λ CDM, ambos os modelos têm sido constantemente testados usando os dados mais atuais disponíveis. Em relação ao modelo w CDM, os resultados atuais que combinam SN Ia, BAO e CMB mostram boa concordância com $w = -1$. Como no caso do Λ CDM, os resultados mostram uma boa sobreposição, indicando uma concordância quando $w \approx -1$ e $\Omega_m \approx 0,3$.

Por outro lado, conforme já discutido, usando os mesmos dados observacionais para testar a parametrização CPL, os resultados indicam que os dados não estão em acordo com o limite Λ CDM. Este intrigante resultado desencadeou discussões importantes sobre alguns tópicos críticos: (i) o impacto das galáxias vermelhas luminosas (LRG)

w CDM plano				
Observável cosmológico	Ω_m	$10^3 \times \Omega_k$	w_0	w_a
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (Pantheon+)	$0,3047 \pm 0,0051$	-	$-0,995 \pm 0,023$	-
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (Union3)	$0,3044 \pm 0,0059$	-	$-0,997 \pm 0,027$	-
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (DESY5)	$0,3098 \pm 0,0050$	-	$-0,971 \pm 0,021$	-
CPL plano				
Observável cosmológico	Ω_m	$10^3 \times \Omega_k$	w_0	w_a
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (Pantheon+)	$0,3114 \pm 0,0057$	-	$-0,838 \pm 0,055$	$-0,62^{+0,22}_{-0,19}$
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (Union3)	$0,3275 \pm 0,0086$	-	$-0,667 \pm 0,088$	$-1,09^{+0,31}_{-0,27}$
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (DESY5)	$0,3191 \pm 0,0056$	-	$-0,752 \pm 0,057$	$-0,86^{+0,23}_{-0,20}$
CPL com curvatura				
Observável cosmológico	Ω_m	$10^3 \times \Omega_k$	w_0	w_a
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (Pantheon+)	$0,3117 \pm 0,0056$	$1,1 \pm 1,3$	$-0,853 \pm 0,057$	$-0,54 \pm 0,22$
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (Union3)	$0,3273 \pm 0,0086$	$0,6 \pm 1,3$	$-0,678 \pm 0,092$	$-1,03^{+0,33}_{-0,29}$
BAO (DESI) + CMB (Planck) + SN Ia (DESY5)	$0,3193 \pm 0,0056$	$0,8 \pm 1,3$	$-0,762 \pm 0,060$	$-0,81 \pm 0,24$

Tabela 2: Resultados observacionais para extensões do modelo Λ CDM considerando parametrizações de energia escura dinâmica w CDM e CPL. Os valores foram obtidos a partir da Tabela V da Ref. [10].

nos resultados finais da análise de SN Ia [40]; (ii) a sensibilidade dos resultados de DESI à escolha de priors estatísticos [41]; e (iii) potenciais efeitos sistemáticos nos dados de SN Ia [27]. Alguns dos resultados mais recentes desta abordagem de Energia Escura como um fluido dinâmico são mostrados na Tab. 2.

Em vista desses recentes resultados, é plausível especular que eles possam indicar uma evolução dinâmica da Energia Escura. Os próximos anos, marcados pela disponibilização de novos dados do DESI e pela expectativa de levantamentos futuros, serão de grande importância para confirmar esses resultados.

4 Conclusão

Neste trabalho, apresentamos uma visão geral do modelo cosmológico padrão Λ CDM, destacando seus fundamentos teóricos e seu notável sucesso em descrever a evolução do Universo em grandes escalas. Discutimos também o papel central da energia escura na explicação da expansão acelerada e revisamos os principais observáveis cosmológicos utilizados para testar o modelo, como SN Ia, a CMB e outras sondas complementares.

Apesar de seu sucesso, o modelo Λ CDM enfrenta desafios importantes. Do ponto de vista teórico, o problema da constante cosmológica permanece sem solução, evidenciando uma profunda lacuna entre previsões da teoria quântica de campos e observações cosmológicas. No âmbito observacional, tensões recentes, como aquelas asso-

ciadas à constante de Hubble H_0 e à amplitude das flutuações de matéria σ_8 , indicam possíveis limitações do modelo. Além disso, resultados recentes, em particular do levantamento DESI, sugerem possíveis desvios em relação ao cenário de energia escura descrito por uma constante cosmológica, apontando para a possibilidade de uma componente dinâmica. Esses indícios, embora ainda inconclusivos, reforçam a importância de investigar extensões do modelo padrão.

Dessa forma, a cosmologia contemporânea encontra-se em um momento de transição, no qual novos dados observacionais de alta precisão desempenham um papel crucial na avaliação da validade do modelo Λ CDM. Espera-se que futuras observações permitam esclarecer a natureza da energia escura e, possivelmente, apontar para uma nova descrição do setor escuro do Universo.

Sobre os autores

Rodrigo von Marttens (rodrigovonmarttens@gmail.com) é Professor Adjunto A do quadro permanente da Universidade Federal da Bahia (UFBA) no campus de Ondina, em Salvador-BA, onde também é membro permanente do programa de pós-graduação em física. Além disso, é membro permanente do programa de doutorado internacional em Astrofísica, Cosmologia e Gravitação (PPGCosmo). Atua na área de Cosmologia, principalmente nos seguintes temas: energia escura, teorias de gravitação modificada, formação de estruturas em largas

escalas, análise de dados e machine learning. Possui graduação em Física (2011), mestrado (2013) e doutorado (2017) em Cosmologia e Gravitação pela Universidade Federal do Espírito Santo (Ufes), com pós-doutorado no Observatório Nacional e na Universidade de Genebra. É membro das colaborações internacionais J-PAS e J-PLUS.

Jailson Alcaniz (alcaniz@on.br) é Bacharel e Doutor em Física pela Universidade Federal do Rio Grande do Norte (2001), com pós-doutorado realizado na University of Washington, Seattle/EUA. Foi professor visitante na McGill University, em Montreal/Canadá, e na Beijing Normal University, em Pequim/China. Desde 2013, é membro associado do ICTP-SAIFR e bolsista Cientista do Nosso Estado da FAPERJ. Entre 2012 e 2017, foi chefe da Coordenação de Astronomia e Astrofísica do Observatório Nacional (ON), onde atualmente é Pesquisador Titular III. É membro do Programa de Pós-Graduação em Astronomia do ON, no qual já orientou mais de duas dezenas de dissertações de mestrado e teses de doutorado, além de supervisionar diversos projetos de pós-doutorado. Atualmente, é Diretor do Observatório Nacional; coordenador do Grupo de Teoria da colaboração J-PAS; membro do grupo de cosmologia e física fundamental do projeto ANDES/ELT/ESO, além de integrar a União Astronômica Internacional (IAU). Com cerca de 250 artigos publicados nas principais revistas científicas internacionais nas áreas de Física e Astrofísica, sua pesquisa tem ênfase em Cosmologia, atuando especialmente nos seguintes temas: matéria e energia escuras, estrutura em grande escala do Universo, testes de hipóteses fundamentais em cosmologia, relatividade geral e a física do Universo primordial.

Saulo Carneiro (saolocarneiro@on.br) é físico formado na Universidade de São Paulo, onde também se doutorou e foi bolsista Fapesp de pós-doutorado. Foi professor visitante no Consejo Superior de Investigaciones Científicas (Madrid, Espanha), na Queen Mary University of London (Reino Unido), no Instituto de Física Gleb Wataghin da Unicamp, além de membro associado do International Centre for Theoretical Physics (Trieste, Itália). Em 2009 foi premiado com o Second Award of the Gravity Research Foundation (EUA). É professor titular da Universidade Fede-

ral da Bahia, pesquisador do CNPq, membro fundador da colaboração hispano-brasileira J-PAS, pesquisador colaborador do Observatório Nacional (RJ) e editor associado do Brazilian Journal of Physics (Springer). Suas pesquisas abrangem as áreas de Cosmologia, Relatividade e Gravitação, Teoria Quântica de Campos, Física de Partículas e Astrofísica.

Referências

- [1] S. Perlmutter et al., *Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae*, *The Astrophysical Journal* **517**(2), 565 (1999). [ArXiv:astro-ph/9812133](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812133).
- [2] A. G. Riess et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, *The Astronomical Journal* **116**(3), 1009 (1998). [ArXiv:astro-ph/9805201](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201).
- [3] J.-P. Uzan, *The acceleration of the universe and the physics behind it*, *General Relativity and Gravitation* **39**(3), 307 (2007). [ArXiv:astro-ph/0605313](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605313).
- [4] A. Einstein, *Cosmological Considerations in the General Theory of Relativity*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1917**, 142 (1917).
- [5] L. Perivolaropoulos e F. Skara, *Challenges for Λ CDM: An update*, *New Astronomy Reviews* **95**, 101659 (2022). [ArXiv:2105.05208](https://arxiv.org/abs/2105.05208).
- [6] S. Weinberg, *The Cosmological Constant Problem*, *Reviews of Modern Physics* **61**(1), 1 (1989).
- [7] J. Martin, *Everything you always wanted to know about the cosmological constant problem (but were afraid to ask)*, *Comptes Rendus. Physique* **13**(6–7), 566 (2012). [ArXiv:1205.3365](https://arxiv.org/abs/1205.3365).
- [8] A. G. Riess et al., *A Comprehensive Measurement of the Local Value of the Hubble Constant with 1 km s⁻¹ Mpc⁻¹ Uncertainty from the Hubble Space Telescope and*

- the *SH0ES Team*, *The Astrophysical Journal Letters* **934**(1), L7 (2022). [ArXiv:2112.04510](#).
- [9] M. Asgari et al., *KiDS-1000 Cosmology: Cosmic shear constraints and comparison between two point statistics*, *Astronomy & Astrophysics* **645**, A104 (2021). [ArXiv:2007.15633](#).
- [10] M. Abdul Karim et al., *DESI DR2 results. II. Measurements of baryon acoustic oscillations and cosmological constraints*, *Physical Review D* **112**(8), 083515 (2025). [ArXiv:2503.14738](#).
- [11] V. M. Slipher, *The radial velocity of the Andromeda Nebula*, *Lowell Observatory Bulletin*, vol. 2, no. 8, pp. 56-57 **2**, 56 (1913).
- [12] A. Friedman, *Über die Krümmung des Raumes*, *Zeitschrift für Physik* **10**(1), 377 (1922).
- [13] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, *Helvetica Physica Acta* **6**, 110 (1933), traduzido para o inglês em *General Relativity and Gravitation* **41**, 207 (2009).
- [14] A. A. Penzias e R. W. Wilson, *A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s*, *The Astrophysical Journal* **142**, 419 (1965).
- [15] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astronomy & Astrophysics* **641**, A6 (2020), [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. [ArXiv:1807.06209](#).
- [16] S. Alam et al., *Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the Apache Point Observatory*, *Physical Review D* **103**(8), 083533 (2021). [ArXiv:2007.08991](#).
- [17] D. Brout et al., *The Pantheon+ Analysis: Cosmological Constraints*, *The Astrophysical Journal* **938**(2), 110 (2022). [ArXiv:2202.04077](#).
- [18] T. M. C. Abbott et al., *Dark Energy Survey Year 3 results: Cosmological constraints from galaxy clustering and weak lensing*, *Physical Review D* **105**(2), 023520 (2022). [ArXiv:2105.13549](#).
- [19] B. S. DeWitt, *Quantum field theory in curved spacetime*, *Physics Reports* **19**(6), 295 (1975).
- [20] S. L. Shapiro e S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (Wiley, 1983).
- [21] D. Rubin et al., *Union Through UNITY: Cosmology with 2,000 SNe Using a Unified Bayesian Framework*, *The Astrophysical Journal* **986**(2), 231 (2025). [ArXiv:2311.12098](#).
- [22] T. M. C. Abbott et al., *The Dark Energy Survey: Cosmology Results With ~1500 New High-redshift Type Ia Supernovae Using The Full 5-year Dataset*, *The Astrophysical Journal Letters* **973**(1), L14 (2024). [ArXiv:2401.02929](#).
- [23] C. Heymans et al., *KiDS-1000 Cosmology: Multi-probe weak gravitational lensing and spectroscopic galaxy clustering constraints*, *Astronomy & Astrophysics* **646**, A140 (2021). [ArXiv:2007.15632](#).
- [24] S. A. Uddin et al., *Carnegie Supernova Project I and II: Measurements of H_0 Using Cepheid, Tip of the Red Giant Branch, and Surface Brightness Fluctuation Distance Calibration to Type Ia Supernovae**, *The Astrophysical Journal* **970**(1), 72 (2024). [ArXiv:2308.01875](#).
- [25] A. G. Riess, *The expansion of the Universe is faster than expected*, *Nature Reviews Physics* **2**(1), 10 (2019). [ArXiv:2001.03624](#).
- [26] W. L. Freedman e B. F. Madore, *Progress in direct measurements of the Hubble constant*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **11**(11), 050 (2023). [ArXiv:2309.05618](#).
- [27] G. Efstathiou, *Evolving dark energy or supernovae systematics?*, *Monthly Notices of*

- the Royal Astronomical Society **538**(2), 875 (2025). [ArXiv:2408.07175](#).
- [28] B. R. Dinda e R. Maartens, *Model-agnostic assessment of dark energy after DESI DR1 BAO*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **01**(01), 120 (2025). [ArXiv:2407.17252](#).
- [29] A. Sousa-Neto et al., *Symbolic regression analysis of dynamical dark energy with DESI-DR2 and SN data*, *Physics of the Dark Universe* **50**, 102108 (2025). [ArXiv:2502.10506](#).
- [30] K. Lodha et al., *Extended dark energy analysis using DESI DR2 BAO measurements*, *Physical Review D* **112**(8), 083511 (2025). [ArXiv:2503.14743](#).
- [31] M. Chevallier e D. Polarski, *Accelerating universes with scaling dark matter*, *International Journal of Modern Physics D* **10**(02), 213 (2001). [ArXiv:gr-qc/0009008](#).
- [32] E. V. Linder, *Exploring the expansion history of the universe*, *Physical Review Letters* **90**(9), 091301 (2003). [ArXiv:astro-ph/0208512](#).
- [33] A. Albrecht et al., *Report of the Dark Energy Task Force*, Fermilab Technical Publications FN-0793-A (2006). [ArXiv:astro-ph/0609591](#).
- [34] P. G. Ferreira e M. Joyce, *Cosmology with a primordial scaling field*, *Physical Review D* **58**(2), 023503 (1998). [ArXiv:astro-ph/9711102](#).
- [35] R. R. Caldwell, R. Dave e P. J. Steinhardt, *Cosmological imprint of an energy component with general equation of state*, *Physical Review Letters* **80**(8), 1582 (1998). [ArXiv:astro-ph/9708069](#).
- [36] S. M. Carroll, *Quintessence and the rest of the world*, *Physical Review Letters* **81**(15), 3067 (1998). [ArXiv:astro-ph/9806099](#).
- [37] A. de la Macorra e G. Piccinelli, *Cosmological evolution of general scalar fields and quintessence*, *Physical Review D* **61**(12), 123503 (2000). [ArXiv:hep-ph/9909459](#).
- [38] R. Kallosh et al., *Observational bounds on cosmic doomsday*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **10**(10), 015 (2003). [ArXiv:astro-ph/0307185](#).
- [39] E. M. Barboza, Jr. e J. S. Alcaniz, *A parametric model for dark energy*, *Physics Letters B* **666**(5), 415 (2008). [ArXiv:0805.1713](#).
- [40] Z. Wang et al., *The role of LRG1 and LRG2's monopole in inferring the DESI 2024 BAO cosmology*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **534**(4), 3869 (2024). [ArXiv:2405.02168](#).
- [41] V. Patel, A. Chakraborty e L. Amendola, *The prior dependence of the DESI results* (2024). [ArXiv:2407.06586](#).

Desafios na busca de sinais de ondas gravitacionais

Tabata Aira Ferreira

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Resumo

Este artigo apresenta os desafios enfrentados na busca por sinais de ondas gravitacionais pelos detectores LIGO, decorrentes da presença de ruídos nos dados. Esses ruídos podem se acoplar aos interferômetros por meio de diferentes mecanismos físicos associados ao ambiente ou à instrumentação. Como consequência, eles podem afetar a estimativa de parâmetros das detecções reais, reduzir a significância estatística dos eventos observados ou, em alguns casos, mimetizar sinais astrofísicos.

Abstract

This paper presents the challenges faced in the search for gravitational-wave signals by the LIGO detectors, arising from the presence of noise in the data. Such noise can couple to the interferometers through different physical mechanisms associated with the environment or the instrumentation. As a consequence, it can affect the parameter estimation of real detections, reduce the statistical significance of observed events, or, in some cases, mimic astrophysical signals.

Palavras-chave: ondas gravitacionais; LIGO; ruído.

Keywords: gravitational waves; LIGO; noise.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51540](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51540)

1 Introdução

Ondas gravitacionais, previstas por Albert Einstein, são perturbações no tecido do espaço-tempo produzidas por eventos altamente energéticos no Universo. Apesar de extensos esforços experimentais ao longo de décadas, a primeira detecção direta de ondas gravitacionais ocorreu apenas em 2015, sendo divulgada em 2016 pela colaboração LIGO-Virgo [1]. O sinal observado foi proveniente da fusão de dois buracos negros de aproximadamente $30 M_{\odot}$ cada, liberando cerca de $3 M_{\odot} c^2$ de energia no pulso final de ondas gravitacionais. Esse avanço rendeu à colaboração o Prêmio Nobel de Física em 2017 [2].

Atualmente, a colaboração LVK é composta por dois observatórios LIGO (Estados Unidos) [3], pelo Virgo (Itália) [4] e pelo KAGRA (Japão) [5]. A operação em rede desses detectores permite comparar a chegada do sinal em tempos diferentes e, com isso, melhorar a localização da fonte no céu, além de aumentar a confiabilidade dos eventos observados [6]. Paralelamente, durante as corridas observacionais e, em especial, entre elas, os detectores passam por melhorias

instrumentais contínuas, visando ao aumento da sensibilidade e, consequentemente, à observação de um número crescente de eventos astrofísicos.

Durante sua quarta corrida, O4, que ocorreu entre maio de 2023 e novembro de 2025, a colaboração publicou mais de 250 alertas de candidatos significativos a ondas gravitacionais [7]. Em comparação, as três primeiras corridas observacionais (O1, O2 e O3) resultaram na publicação de um total de 90 detecções [8].

Esses detectores terrestres são baseados no interferômetro de Michelson e operam por meio de interferometria a laser. Um feixe de luz é enviado a um divisor de feixes, que o separa em dois feixes propagando-se ao longo de direções perpendiculares entre si. Esses feixes percorrem braços distintos do interferômetro, ao final dos quais espelhos (ou massas testes) refletem a luz de volta em direção ao divisor de feixes, onde os feixes se recombinaem.

O interferômetro é ajustado de modo que, na ausência de perturbações, ocorra interferência destrutiva no detector, resultando em ausência de sinal no fotodiodo. Quando uma onda gravi-

tacional atravessa o interferômetro, ela altera diferencialmente os comprimentos dos braços, quebrando a condição de interferência destrutiva. Como consequência, parte da luz passa a alcançar o fotodiodo, permitindo a detecção do sinal.

Sistemas de vácuo, cavidades ressonantes, sistemas de atuadores e muitos outros elementos compõem a complexidade dos detectores, permitindo ao LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*), por exemplo, medir variações nos comprimentos de seus braços da ordem de 10^{-19} metros em determinadas faixas de frequência [9]. A sensibilidade desses instrumentos é limitada por diferentes tipos de ruídos presentes de forma contínua nos dados, geralmente associados a processos físicos intrínsecos ao detector e ao seu ambiente. Entre eles, destacam-se os ruídos quântico, sísmico e térmico [3]. Além desses ruídos, que muitas vezes compõem o que se denomina ruído estacionário, há também os ruídos não estacionários, que podem mascarar ou mimetizar sinais reais, reduzir sua significância estatística e, em alguns casos, até mesmo sobrepor-se a eles.

Um exemplo clássico de superposição entre sinal real e ruído ocorreu na primeira detecção da fusão de duas estrelas de nêutrons, evento denominado GW170817 [10]. Próximo ao fim da coalescência dos objetos compactos, foi observado um ruído transiente de alta amplitude no sinal detectado pelo observatório LIGO de Livingston. Nesse caso, foi possível identificar e subtrair esse ruído dos dados, mas nem sempre tal procedimento é possível.

A prevenção e mitigação desses efeitos indesejáveis constituem uma das principais tarefas dos grupos de caracterização do detector (*Detector Characterization - DetChar*) associados a cada observatório. Outras responsabilidades desses grupos incluem, por exemplo, a validação de eventos de ondas gravitacionais, o suporte à emissão de alertas públicos, a análise de sensores e o monitoramento contínuo da qualidade dos dados [11].

Este artigo apresenta uma revisão dos principais ruídos presentes nos detectores LIGO, suas características, seus impactos na busca por sinais reais de ondas gravitacionais e as principais estratégias utilizadas para investigar suas possíveis origens.

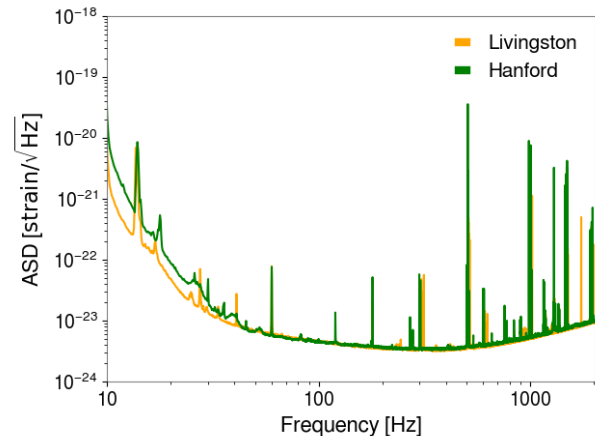


Figura 1: Densidade espectral de amplitude (ASD) do ruído medida ao longo de duas horas nos detectores LIGO de Livingston (laranja) e Hanford (azul).

2 Ruídos nos detectores LIGO

A Figura 1 apresenta a densidade espectral de amplitude (ASD) do ruído medida ao longo de duas horas em cada um dos detectores LIGO: Livingston, representado em laranja, e Hanford, em azul. Essas curvas, conhecidas como espectros de ruído, descrevem como a intensidade do ruído se distribui em função da frequência; como se trata de ruído, valores mais baixos indicam um detector mais sensível. Uma comparação direta da figura mostra, por exemplo, que o ruído em baixas frequências é mais elevado em Hanford do que em Livingston.

Essa imagem oferece a forma típica do ruído estacionário dos detectores. Embora seja usualmente tratado como estacionário, ele pode apresentar variações ao longo do tempo caso ocorram mudanças instrumentais ou ambientais significativas. A morfologia observada é resultado das diferentes fontes de ruídos quântico, térmico, sísmico, entre outros. As linhas verticais presentes no espectro estão, em geral, associadas a outras fontes; por exemplo, a linha de 60 Hz está relacionada à rede elétrica de corrente alternada utilizada nos Estados Unidos.

Além desses ruídos que limitam a sensibilidade dos detectores, atividades externas ao instrumento também podem introduzir perturbações nos dados. Entre elas, destacam-se atividades humanas nas proximidades dos observatórios, terremotos e variações climáticas significativas, como ventos e chuvas intensas; além de pró-

prias oscilações instrumentais.

Esses fatores podem se acoplar a diferentes subsistemas do interferômetro, afetando temporariamente a qualidade dos dados. De modo geral, esse tipo de poluição pode ser dividido em dois grupos principais. O primeiro é conhecido como ruídos persistentes ou linhas (*lines*), enquanto o segundo corresponde aos ruídos transientes ou *glitches*.

As linhas são tipicamente estudadas no domínio de frequência, por meio de representações como a ASD. Elas podem ser subdivididas em três categorias principais: linhas finas (*narrow lines*), que apresentam frequências bem definidas; linhas largas (*broadband lines*), que ocupam uma faixa mais ampla de frequências; e *combs*, que consistem em conjuntos de linhas regularmente espaçadas em frequência. Um exemplo conhecido em Livingston é um *comb* de linhas que se repetem a cada 1 Hz [12].

Essas estruturas espectrais podem persistir por diferentes intervalos de tempo, variando de minutos a horas, dias ou até meses. Elas atrapalham principalmente a busca por sinais de ondas gravitacionais contínuos, isto é, sinais fracos e quase periódicos associados a objetos astrofísicos massivos (como estrelas de nêutrons) que apresentam irregularidades na superfície e estão em rotação, produzindo uma emissão persistente com frequência aproximadamente constante ao longo do tempo [13]. A detecção desses sinais requer a acumulação coerente de informação ao longo de longos intervalos temporais.

A Figura 2 apresenta a densidade espectral de amplitude de uma linha em torno de 13.68 Hz associada a modos de rotação (*roll modes*) da suspensão das massas testes do LIGO [14], que correspondem a oscilações angulares do sistema e podem se manifestar como ruídos persistentes no espectro de frequência. Embora a linha apresente um pico bem definido em frequência, observa-se uma estrutura alargada ao seu redor, característica de modos mecânicos da suspensão, cuja excitação e acoplamento podem variar no tempo.

Os *glitches*, por outro lado, são de curta duração e, em sua maioria, duram frações de segundo. Eles produzem desvios significativos e localizados no tempo em relação ao modelo de ruído gaussiano e estacionário usualmente assumido na análise dos dados. Por essa razão, são tipicamente estudados em espectrogramas, representações do

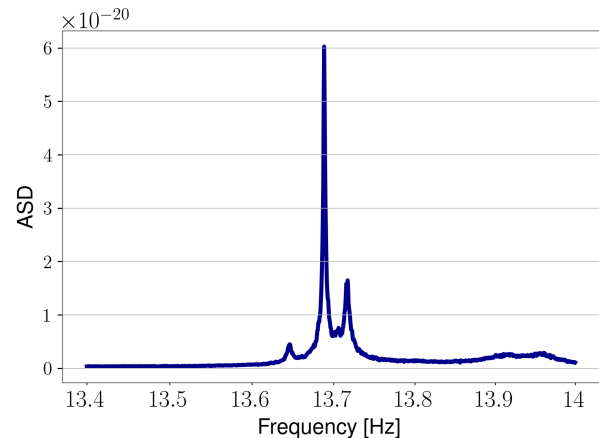


Figura 2: ASD de uma linha espectral, associada a modos de rotação do sistema de suspensão dos espelhos do LIGO.

ruído no domínio tempo-frequência. Esses sinais espúrios atrapalham a busca por sinais de ondas gravitacionais do tipo *burst*, isto é, transientes de curta duração e morfologia pouco modelada, como os esperados de colapsos de supernovas [15], e também interferem na busca por coalescências de binárias compactas (*CBC – compact binary coalescences*), podendo inclusive sobrepor-se a esses sinais e influenciar a estimativa de parâmetros da fonte astrofísica. Apenas sinais do tipo CBC foram detectados até o momento, o que ressalta ainda mais a importância de estudar e mitigar esses ruídos transientes.

O Omicron [16] é o principal algoritmo utilizado para identificar a presença de *glitches* nos dados. A partir das séries temporais, o algoritmo projeta os dados em uma representação tempo-frequência baseada na transformada Q [17], na qual busca excessos de potência. Ao detectá-los, ocorre a caracterização desses transientes, com a atribuição de parâmetros como razão sinal-ruído (SNR), duração, frequência característica, entre outros.

A Figura 3 apresenta um *glitchgrama* de LIGO Livingston, mostrando a distribuição de *glitches* ao longo das primeiras seis horas de um dia aleatório no início da O4. Cada ponto corresponde a um *glitch* identificado pelo Omicron. O eixo vertical indica a frequência característica do ruído, o eixo horizontal mostra o tempo em horas, e a cor dos pontos representa a razão sinal-ruído de cada evento. Observa-se, portanto, que nesse período

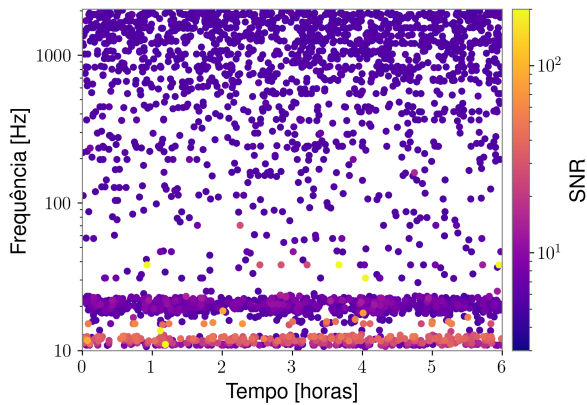


Figura 3: *Glitchgrama* do detector LIGO Livingston mostrando a distribuição de *glitches* ao longo de seis horas de um dia aleatório no início da corrida observacional O4. Os eventos foram identificados pelo algoritmo Omicron, e cada ponto representa um *glitch*.

os *glitches* mais intensos ocorreram predominantemente em baixas frequências (abaixo de 15 Hz).

Durante a primeira parte da corrida observacional O4, a taxa de ocorrência de *glitches* no detector de Livingston ultrapassou 50 por hora ao se considerar sinais com razão sinal-ruído maior que 6.5 [11]. Esse valor é extremamente elevado quando comparado à taxa de detecção de ondas gravitacionais, que foi, em média, da ordem de três eventos por semana. O problema se agrava pelo fato de que, além de poluírem os dados, alguns *glitches* podem apresentar características muito semelhantes às de sinais astrofísicos. Nesses casos, o grupo de DetChar precisa atuar com atenção redobrada para evitar conclusões equivocadas.

2.1 Investigando suas origens

Os detectores LIGO possuem braços de quatro quilômetros de extensão e são extremamente complexos. Identificar em que parte do interferômetro existe sensibilidade suficiente para permitir o acoplamento de ruídos, ou onde pode haver algum defeito instrumental, é uma tarefa desafiadora. Para auxiliar nessa investigação, o LIGO conta com milhares de canais auxiliares que registram informações de diferentes sensores (como magnetômetros, fotodiodos, microfones, voltímetros) distribuídos por toda a infraestrutura dos interferômetros e em seu entorno.

Idealmente, o objetivo é encontrar a fonte do

ruído e eliminá-lo por meio de alguma adaptação instrumental; no entanto, isso nem sempre é possível. Nesses casos, mitigar seus efeitos é suficiente para melhorar a qualidade dos dados. Um exemplo de mitigação de *glitches* ocorreu durante a terceira corrida observacional. Atrás do espelho final do interferômetro existe um atuador eletrostático, responsável por auxiliar o detector a permanecer no estado conhecido como *lock*. Para tanto, são necessários sistemas de controle ativo, que ajustam continuamente a posição e o alinhamento dos espelhos.

Durante a O3, a força aplicada pelo atuador eletrostático gerava um movimento relativo entre o atuador e o espelho. Esse movimento fazia com que uma pequena fração da luz do laser, transmitida pelo espelho, fosse espalhada por essas superfícies e retornasse ao feixe principal com uma diferença de fase, introduzindo ruído nos dados. Esse efeito se tornava mais intenso durante períodos com alto ruído sísmico. O problema foi mitigado com a implementação do *RC tracking*, que reduziu esse movimento relativo [18].

O LIGO de Livingston iniciou a O4 com alta taxa de *glitches*, também relacionada a movimentos sísmicos de grande amplitude [19], embora provenientes de fontes diferentes daquelas observadas na O3. Como os espelhos do interferômetro não são perfeitos, uma pequena fração da luz pode ser espalhada e atingir outras superfícies em movimento (efeito intensificado durante períodos com alta atividade sísmica), sendo posteriormente refletida de volta ao feixe principal e introduzindo ruídos nos dados. O grande desafio é encontrar essa superfície.

A Figura 4 apresenta uma comparação das taxas de *glitches* ao longo de duas horas contínuas de dados, considerando períodos de baixa (à esquerda) e de alta (à direita) amplitude de movimento sísmico. Os dados utilizados como referência foram obtidos de sismômetros localizados próximos ao divisor de feixes. As velocidades do solo medidas por esses sensores foram, em média, de 180 nm/s e 1100 nm/s, respectivamente. As velocidades foram adquiridas considerando vibrações no solo na faixa de 0.1 a 0.3 Hz.

De fato, é possível verificar que fatores sísmicos afetam a taxa de *glitches*, fornecendo indícios de uma possível correlação entre a atividade sísmica e os ruídos observados no detector. Em geral, di-

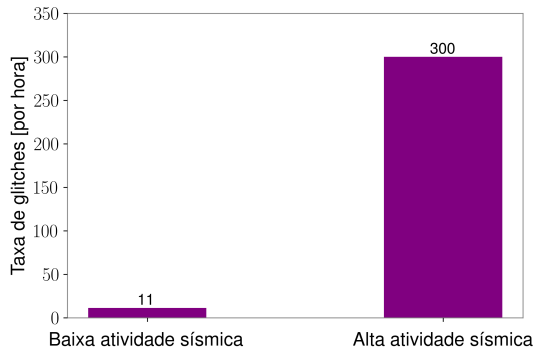


Figura 4: Comparação da taxa de *glitches* por hora no detector LIGO de Livingston durante períodos de baixa (à esquerda) e alta (à direita) atividade sísmica. A velocidade do solo foi analisada considerando sua componente ao longo da direção do feixe de entrada do laser.

ferentes canais auxiliares são utilizados na busca por essas correlações, não apenas para a investigação da origem dos *glitches*, mas também para o estudo de linhas espectrais persistentes.

2.2 Classes de *glitches*

Os *glitches* são tipicamente estudados a partir de sua morfologia, observada nos espectrogramas. Nesse contexto, existe um projeto chamado *Gravity Spy* [20, 21], que combina o conhecimento de especialistas em DetChar, a participação de voluntários e técnicas de aprendizado de máquina para classificar *glitches* de acordo com sua morfologia no espectrograma. A partir dessa classificação, diferentes nomes de classes são atribuídos.

Por exemplo, os ruídos associados ao espalhamento do laser, mencionados anteriormente, costumam apresentar uma estrutura em forma de arco em seus espectrogramas e são classificados como *Scattered Light*. Uma vez definida essa classe, todos os *glitches* que apresentam morfologia semelhante passam a ser classificados dessa forma. Entre as diversas classes existentes, podemos citar as conhecidas como *Blip*, *Koi Fish*, *Tomte*, *Low Frequency Lines*, entre outras. A Figura 5 mostra espectrogramas de dois *glitches* classificados pelo *Gravity Spy* como *Scattered Light* e *Extremely Loud*, respectivamente.

O projeto conta ainda com a plataforma do Zooniverse, que permite a participação de qualquer cidadão interessado em auxiliar na classificação de *glitches* [22].

As classificações auxiliam na identificação das

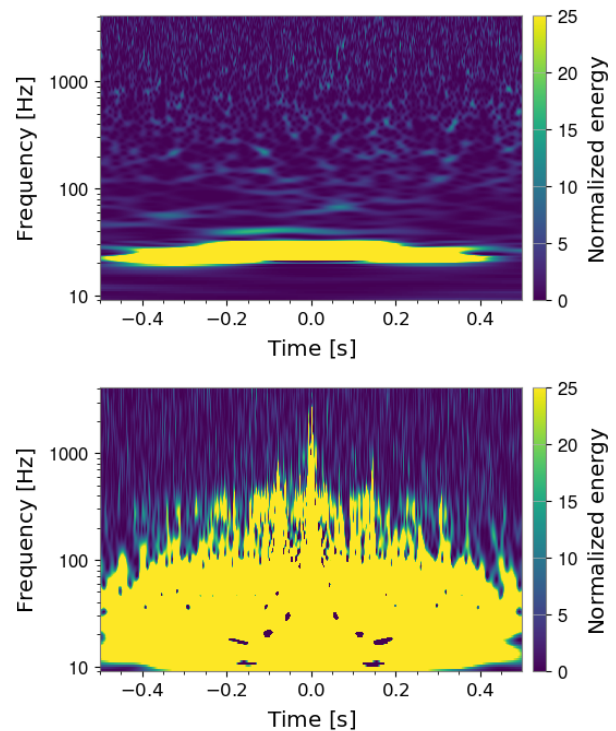


Figura 5: Espectrogramas de um *glitch* classificado como *Scattered Light*, pelo Gravity Spy (superior), e outro classificado como *Extremely Loud* (inferior).

possíveis fontes dos *glitches*, uma vez que, ao selecionar uma classe, torna-se possível estudar parâmetros como a duração do sinal, a frequência característica e sua evolução no tempo. Além disso, é possível buscar indícios de correlação com canais auxiliares, restringindo a análise de conjuntos de eventos com características semelhantes, em vez de tratar todos os *glitches* de forma generalizada. Existem diferentes metodologias e adaptações para o estudo de *glitches* e para a investigação de suas causas físicas, que variam de acordo com o tipo de ruído e com o objetivo da análise [23–27].

3 Discussões finais

Desde a primeira detecção de ondas gravitacionais, diversos aprendizados e avanços foram alcançados. Atualmente, existem *pipelines* dedicados exclusivamente à busca por sinais astrofísicos, que em geral se baseiam em métodos como o *matched filtering*, nos quais sinais observados são comparados a um banco de *templates* teóricos para identificar a presença de ondas gravita-

cionais.

Entretanto, diferentes fatores instrumentais e ambientais podem introduzir ruídos nos detectores, fazendo com que sinais reais sejam mascarados ou tenham significância estatística reduzida. Para lidar com esse desafio, a colaboração LIGO conta com o grupo de Caracterização do Detector (DetChar), cujos objetivos incluem compreender a origem desses ruídos, monitorar a qualidade dos dados e desenvolver, em colaboração com as equipes nos observatórios, estratégias para sua mitigação.

Este artigo apresentou uma visão geral dos principais tipos de ruído observados nos interferômetros LIGO, bem como exemplos de como esses ruídos podem ser investigados e mitigados. A compreensão e controle de tais desafios são fundamentais para o aumento da sensibilidade dos detectores e para garantir a confiabilidade das detecções, contribuindo diretamente para novas descobertas na astronomia de ondas gravitacionais.

4 Sessão agradecimentos

A autora agradece a Odylio Aguiar pela recomendação da revista. O presente trabalho foi realizado com apoio da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Brasil (Processo nº 2025/08599-6). Este material é baseado em trabalhos apoiados pelo LIGO *Laboratory da National Science Foundation* (NSF), uma grande instalação financiada integralmente pela NSF. Além disso, este trabalho utiliza os *clusters* computacionais do LIGO e dados dos detectores *Advanced LIGO*; a autora agradece os recursos computacionais fornecidos pelo LIGO *Laboratory*, apoiados pelas concessões da *National Science Foundation* PHY-0757058 e PHY-0823459.

Sobre o autor

Tábata Aira Ferreira (tabata.aira@inpe.br) é bacharela em Física pela Universidade Estadual de Campinas (Unicamp), mestra e doutora em Astrofísica pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Atualmente, realiza pós-doutorado no INPE, com apoio da FAPESP.

Atuou por dois anos em pós-doutorado na Louisiana State University (LSU), com participação ativa no observatório LIGO de Livingston. Integra o grupo de Caracterização do Detector (DetChar) da colaboração científica LIGO e possui experiência em análise de dados, aprendizado de máquina e na investigação de fontes de ruído em detectores de ondas gravitacionais. Além disso, possui interesse em detectores espaciais.

Referências

- [1] B. P. Abbott et al., *Observation of gravitational waves from a binary black hole merger*, *Physical Review Letters* **116**(6), 061102 (2016).
- [2] Nobel Prize Committee, *The Nobel Prize in Physics 2017* (2017). Disponível em <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2017/summary/>, acesso em jan. 2026.
- [3] J. Aasi et al., *Advanced LIGO*, *Classical and Quantum Gravity* **32**(7), 074001 (2015).
- [4] F. Acernese et al., *Advanced Virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector*, *Classical and Quantum Gravity* **32**(2), 024001 (2014).
- [5] T. Akutsu et al., *Overview of KAGRA: Detector design and construction history*, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2021**(5), 05A101 (2021).
- [6] J. Aasi et al., *Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with Advanced LIGO and Advanced Virgo*, *Living Reviews in Relativity* **19** (2016).
- [7] Colaboração LIGO-Virgo-KAGRA, *Gracedb: Gravitational-Wave Candidate Event Database* (2026). Disponível em <https://gracedb.ligo.org>, acesso em jan. 2026.
- [8] R. Abbott et al., *GWTC-3: Compact binary coalescences observed by LIGO and Virgo during the second part of the third observing run*, *Physical Review X* **13**(4), 041039 (2023).

- [9] E. Capote et al., *Advanced LIGO detector performance in the fourth observing run*, *Physical Review D* **111**(6), 062002 (2025).
- [10] B. P. Abbott et al., *GW170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral*, *Physical Review Letters* **119**(16), 161101 (2017).
- [11] S. Soni et al., *LIGO Detector Characterization in the first half of the fourth Observing run*, *Classical and Quantum Gravity* **42**(8), 085016 (2025).
- [12] J. Martins, A. Effler, *No Fscan Evidence of 1 Hz Comb in IM3 Suspension Channels* (2025). Disponível em <https://alog.ligo-la.caltech.edu/aLOG/index.php?callRep=78307>, acesso em jan. 2026.
- [13] Colaboração Científica LIGO, *Gravitational Wave Sources: Continuous Gravitational Waves*. Disponível em <https://www.ligo.caltech.edu/page/gw-sources>, acesso em jan. 2026.
- [14] V. Bossilkov, *QUAD Roll Frequency remeasurements* (2021). Disponível em <https://alog.ligo-la.caltech.edu/aLOG/index.php?callRep=68291>, acesso em jan. 2026.
- [15] J. Abadie et al., *All-sky search for gravitational-wave bursts in the first joint LIGO-GEO-Virgo run*, *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology* **81**(10), 102001 (2010).
- [16] F. Robinet et al., *Omicron: a tool to characterize transient noise in gravitational-wave detectors*, *SoftwareX* **12**, 100620 (2020).
- [17] J. C. Brown, *Calculation of a constant Q spectral transform*, *The Journal of the Acoustical Society of America* **89**(1), 425 (1991).
- [18] S. Soni et al., *Reducing scattered light in LIGO's third observing run*, *Classical and Quantum Gravity* **38**(2), 025016 (2020).
- [19] T. A. Ferreira, G. González e O. Salas, *An Analysis of LIGO Glitches Using t-SNE During the First Part of the Fourth LIGO-Virgo-KAGRA Observing Run*, *arXiv preprint arXiv:2512.03440* (2025).
- [20] M. Zevin et al., *Gravity Spy: integrating advanced LIGO detector characterization, machine learning, and citizen science*, *Classical and Quantum Gravity* **34**(6), 064003 (2017).
- [21] Y. Wu et al., *Advancing glitch classification in Gravity Spy: Multi-view fusion with attention-based machine learning for advanced LIGO's fourth observing run*, *Classical and Quantum Gravity* **42**(16), 165015 (2025).
- [22] Gravity Spy Project, Zooniverse, *Gravity Spy: Citizen Science Glitch Classification for Gravitational-wave Data*, <https://www.zooniverse.org/projects/zooniverse/gravity-spy>, acessado em 23-01-2026.
- [23] M. Cabero et al., *Blip glitches in Advanced LIGO data*, *Classical and Quantum Gravity* **36**(15), 155010 (2019).
- [24] J. Merritt et al., *Transient glitch mitigation in Advanced LIGO data*, *Physical Review D* **104**(10), 102004 (2021).
- [25] T. A. Ferreira e G. González, *Using t-SNE for characterizing glitches in LIGO detectors*, *Classical and Quantum Gravity* **42**(10), 105010 (2025).
- [26] D. Davis et al., *Subtracting glitches from gravitational-wave detector data during the third LIGO-Virgo observing run*, *Classical and Quantum Gravity* **39**(24), 245013 (2022).
- [27] D. George, H. Shen e E. Huerta, *Classification and unsupervised clustering of LIGO data with Deep Transfer Learning*, *Physical Review D* **97**(10), 101501 (2018). *ArXiv: 1706.07446*.

Interpretação de vários mundos da mecânica quântica? – É muito simples!

Alexander Yu. Kamenshchik

Universidade de Bolonha, Itália

Resumo

Descrevemos de forma relativamente acessível ao público em geral as principais ideias da interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica. Discutimos a questão de seu caráter “contraintuitivo”, citando algumas obras literárias escritas antes e depois de sua invenção.

Abstract

We describe in a relatively popular way the main ideas of the many-worlds interpretation of quantum mechanics. We discuss the question about its “counter-intuitiveness” citing some literature works written before and after its invention.

Palavras-chave: mecânica quântica, medições, vários mundos.

Keywords: quantum mechanics, measurements, many-worlds.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51564](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51564)

1 Introdução

O formalismo matemático da mecânica quântica foi criado há cem anos e essa teoria encontrou inúmeras aplicações. É impossível imaginar nosso cotidiano sem dispositivos cujo funcionamento se baseia na aplicação das leis da teoria quântica. Nos últimos tempos, as pesquisas na área de tecnologias quânticas, informática quântica e computadores quânticos prometem a chegada da segunda revolução quântica, que pode mudar nossas vidas de uma maneira ainda mais inesperada. As ideias da mecânica quântica transformaram a visão científica do universo e influenciaram toda a atmosfera cultural dos últimos cem anos.

Apesar de quase todos os pesquisadores acreditarem na correção das conclusões que decorrem dos cálculos baseados na mecânica quântica, os fundamentos dessa teoria e sua interpretação ainda representam um campo de intensos debates. O interesse pelas questões da interpretação da mecânica quântica aumentou ainda mais nos últimos anos. Esse fenômeno está ligado ao desenvolvimento da técnica experimental, que permitiu a realização de alguns experimentos inven-

tados e discutidos por teóricos há mais de cinquenta anos, e também ao surgimento de um novo ramo da teoria quântica: a informática quântica. Por outro lado, o desenvolvimento da cosmologia observacional e da teoria da inflação cosmológica estimulou o interesse pelos efeitos quânticos na cosmologia, o que colocou algumas questões da interpretação da mecânica quântica no centro das atenções.

Por que os pesquisadores discutem as questões da interpretação da mecânica quântica e raramente discutem as interpretações da mecânica clássica? A questão reside no fato de que algumas noções e conclusões da mecânica quântica parecem bastante contraintuitivas. Diferentes maneiras foram inventadas para explicar ou eliminar essa contraintuitividade. A interpretação mais popular da mecânica quântica é a chamada interpretação de Copenhague. Um dos fundadores dessa interpretação foi Niels Bohr, que trabalhou quase toda a sua vida em Copenhague, um dos centros de desenvolvimento da nova teoria. Diferentes aspectos dessa interpretação foram discutidos por físicos como Max Born, Werner Heisenberg, John von Neumann e outros. Relativamente popular também é a interpretação da onda

piloto, baseada em algumas ideias de Louis de Broglie e significativamente desenvolvida e elaborada por David Bohm. Neste artigo, discutiremos a chamada interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica [1], criada por Hugh Everett e promovida por Bryce DeWitt e outros cientistas. Argumentaremos por que essa interpretação é, em certo sentido, a mais lógica. Por outro lado, ela parece bastante contraintuitiva. Essa aparente “loucura” da interpretação repele alguns pesquisadores, enquanto se mostra particularmente atraente para outros. Tentaremos verificar se essa interpretação é tão bizarra quanto parece à primeira vista.

Na segunda seção deste artigo, explicaremos em termos simples onde reside a diferença entre a mecânica clássica e a mecânica quântica e qual é o principal problema da interpretação da mecânica quântica. Também descreveremos brevemente a interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica e seu desenvolvimento histórico. Na terceira seção, apresentaremos alguns exemplos de ideias muito próximas a essa interpretação, mas que surgiram na literatura, no cinema e, em geral, em áreas não diretamente ligadas à física. Isso ilustrará nossa ideia de que a interpretação de Vários Mundos não é tão incomum e absurda. A última seção contém breves considerações finais.

2 Mecânica clássica versus mecânica quântica e a interpretação de Vários Mundos

2.1 Determinismo na mecânica clássica e quântica

Uma vez que Einstein disse (é difícil encontrar a citação precisa), que se você repetir algumas ações, sob as mesmas condições, obterá sempre os mesmos resultados. De fato, se pensarmos no mundo regido pela mecânica clássica, então essa afirmação tem um significado bastante preciso. Lembremos o que nos diz a segunda lei de Newton:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F, \quad (1)$$

onde x é a posição de uma partícula, t é o tempo e F é a força que atua sobre a partícula. A segunda lei de Newton implica que, se você conhece a posição inicial de uma partícula, sua velocidade

inicial e a força que atua sobre ela, você pode prever o que acontecerá com essa partícula no futuro. O resultado de sua evolução é rigidamente determinado. Em princípio, se conhecêssemos as posições e velocidades de todas as partículas do mundo e todas as forças que atuam entre elas, seria possível prever o futuro de todo o Universo. Tal afirmação radical é chamada de determinismo de Laplace. O que acontece na mecânica quântica? Em vez da lei de Newton, temos a equação de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = \hat{H}|\psi\rangle. \quad (2)$$

Aqui, $|\psi\rangle$ é a função de onda do sistema em consideração, $\hbar$ é a constante de Planck, que caracteriza a escala na qual os efeitos quânticos se tornam essenciais, e $\hat{H}$ é o análogo quântico da energia clássica. Pode-se dizer que a equação de Schrödinger é tão determinística quanto a equação de Newton. De fato, se conhecermos o valor da função de onda $|\psi(t_0)\rangle$ em um instante t_0 , podemos prever sua evolução para um instante t arbitrário.

No entanto, existe uma diferença essencial entre a função de onda e as posições, velocidades ou outras grandezas usadas na mecânica quântica. A função de onda não pode ser medida diretamente; ela apenas nos fornece informações sobre as probabilidades de diferentes resultados de um experimento. Além disso, esse caráter probabilístico das previsões dos resultados de medições ou outros processos na mecânica quântica não é causado por alguma falta de conhecimento do estado do sistema, mas é, ao contrário, uma característica fundamental da teoria. Para entender melhor o que isso significa, vamos considerar o princípio da superposição, que é um dos postulados básicos da mecânica quântica. Na mecânica clássica, se sabemos que uma partícula pode ser encontrada em um determinado lugar, então: dizemos que a partícula está em um estado puro e temos informações completas sobre esse estado. Se, em vez disso, a partícula: com certa probabilidade pode ser encontrada em um lugar e com outra probabilidade em outro lugar, dizemos que a informação sobre o estado não está completa e o estado é misto. Na mecânica quântica, podemos ter uma função de onda $|\psi_1\rangle$ correspondente a um resultado a_1 de uma medição de uma

certa quantidade A e outra função de onda $|\psi_2\rangle$ correspondente a outro resultado a_2 da medição. Ambos esses estados são puros. No entanto, em contraste com a mecânica clássica, a combinação linear desses estados quânticos, digamos

$$|\psi\rangle = c_1|\psi_1\rangle + c_2|\psi_2\rangle, \quad (3)$$

onde c_1 e c_2 são números complexos tais que

$$|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1, \quad (4)$$

também é um estado quântico puro que não é pior que os estados $|\psi_1\rangle$ e $|\psi_2\rangle$. Se tivermos um sistema no estado (3), não podemos prever exatamente qual será o resultado da nossa medição. Podemos apenas dizer que será igual a a_1 com a probabilidade $p_1 = |c_1|^2$ e será igual a a_2 com a probabilidade $p_2 = |c_2|^2$. Esta situação não está relacionada com a falta de informação. Está relacionada, em vez disso, com o fato de os estados quânticos existirem num espaço de Hilbert linear e todos os vetores deste espaço terem direitos iguais. O princípio da superposição, a equação de Schrödinger e o caráter probabilístico da previsão da mecânica quântica são fatos experimentais bem estabelecidos. Assim, qual é o principal problema conceptual aqui? O problema consiste no fato de diferentes resultados possíveis de uma medição entrarem na teoria em pé de igualdade, embora vejamos não todos, mas apenas um. O que aconteceu aos outros resultados possíveis, onde estão ocultos e por que razão um determinado é escolhido?

2.2 O que é a medida quântica?

Para explicar o que é uma medição quântica, consideremos o postulado da redução do pacote de ondas, formulado por John von Neumann [2]. Segundo von Neumann, em qualquer medição quântica participam três sistemas: 1) o objeto quântico, que é descrito pela função de onda $|\psi\rangle$; 2) o dispositivo de medição macroscópico, descrito pela função de onda $|\Phi\rangle$; 3) o observador. As fronteiras entre esses três sistemas são bastante móveis, mas sua fixação exata não é importante; o importante é o próprio fato de sua existência. A função de onda que descreve o sistema maior, incluindo tanto o objeto quântico quanto o dispositivo de medição, tem a forma $|\Phi\rangle|\psi\rangle$. Vamos tentar tratar o processo de medição como

uma interação normal, descrita pela equação de Schrödinger. Portanto, o ato de medição pode ser descrito por um operador unitário $\hat{U}$, que surge devido à solução da equação de Schrödinger:

$$\begin{array}{ccc} |\Phi\rangle|\psi\rangle & \rightarrow & \hat{U}|\Phi\rangle|\psi\rangle \\ \text{antes da medida} & & \text{depois da medida.} \end{array} \quad (5)$$

Agora podemos introduzir o postulado de medição de Von Neumann: se $|\psi\rangle$ corresponde a um resultado definido da medição (isto é, se $|\psi\rangle$ é um autoestado do operador correspondente à quantidade observável, que medimos), então o estado do objeto não se altera, enquanto o dispositivo passa pela transição para o estado correspondente à medição do valor a_i :

$$\hat{U}|\Phi\rangle|a_i\rangle = |\Phi_i\rangle|a_i\rangle. \quad (6)$$

O que acontece se o estado do objeto quântico antes da medição representar uma superposição dos autoestados do operador do observável mensurável?

$$|\psi\rangle = \sum_i c_i|a_i\rangle? \quad (7)$$

Para responder a essa pergunta, devemos usar ambos os postulados: o postulado da superposição e o postulado da medição:

$$\hat{U}|\Phi\rangle|\psi\rangle = \hat{U}|\Phi\rangle \sum_i c_i|a_i\rangle = \sum_i c_i|\Phi_i\rangle|a_i\rangle. \quad (8)$$

Observamos que a função de onda, que descreve conjuntamente o objeto quântico e o dispositivo macroscópico, representa a superposição, onde cada componente corresponde a uma determinada leitura do dispositivo. No entanto, na realidade, não vemos uma superposição, mas sim uma indicação específica do dispositivo, ou seja, um determinado resultado da medição quântica. Como podemos explicar esse fato? Para responder a essa pergunta, von Neumann introduz o postulado da projeção, ou o postulado da redução do pacote de ondas. Isso significa que, após a medição, ocorre a transição da função de onda do objeto quântico para um dos autoestados do operador correspondente. Contudo, o operador unitário da evolução $\hat{U}$ não pode realizar essa transição ou projeção. Isso fica claro pelo fato de o operador unitário conservar a norma do vetor, enquanto a projeção dá origem a um estado

$c_i|a_i\rangle$ cuja norma é $|c_i|^2 < 1$. Assim, sugere-se que na mecânica quântica existe não apenas uma evolução unitária governada pela equação de Schrödinger, mas também outro processo - a redução do pacote de ondas, que pode ser descrito da seguinte forma:

$$\sum_i c_i|\Phi_i\rangle|a_i\rangle \rightarrow |\Phi_j\rangle|a_j\rangle. \quad (9)$$

Este processo tem um caráter probabilístico. Uma parte da função de onda sobrevive com a probabilidade $p_i = |c_i|^2$, enquanto o restante da função de onda $\sum_{i \neq j} c_i|\Phi_i\rangle|a_i\rangle$ se anula, desaparece no ar.

2.3 A Interpretação de Copenhagen

A presença de dois processos dinâmicos bastante diferentes, um determinístico e outro estranhamente estocástico, parece bastante enigmática do ponto de vista lógico. Assim, o que é amplamente chamado de interpretação de Copenhagen da mecânica quântica pode ser tratado, de forma geral, como um conjunto de tentativas de explicar esse paradoxo lógico. Em primeiro lugar, devemos mencionar o princípio da complementaridade, introduzido por Niels Bohr [3].

Inicialmente, o princípio da complementaridade surgiu como uma interpretação da relação de incerteza de Heisenberg, que afirma ser impossível medir simultaneamente, com precisão ilimitada, a coordenada de uma partícula e seu momento, porque essas incertezas obedecem à desigualdade

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar/2. \quad (10)$$

A partir desse ponto, Bohr desenvolveu a concepção de que o momento e a coordenada são duas características complementares. Essas características correspondem à descrição em termos de momento e energia, por um lado, e à descrição em termos de espaço e tempo, que na mecânica quântica são reciprocamente excluídas. Pode-se dizer que à descrição espaço-temporal correspondem corpúsculos, enquanto à descrição em termos de energia e momento correspondem ondas. Um objeto quântico é simultaneamente onda e partícula, mas em qualquer processo de interação desse objeto com um dispositivo, observa-se apenas um grupo dessas propriedades — corpusculares ou ondulatórias. Esse fenômeno é chamado

de dualismo onda-partícula. No entanto, esse dualismo representa apenas uma parte do princípio da complementaridade. De fato, relações semelhantes à relação de Heisenberg podem ser escritas para qualquer par de observáveis cujos operadores não comutam, por exemplo, os operadores de projeção de spin em eixos diferentes.

As conclusões de Bohr partiram do fato de que não era possível medir simultaneamente, com precisão ilimitada, duas variáveis correspondentes a operadores que não comutam entre si. Bohr afirmou que esse princípio é válido para todas as ciências. O princípio da complementaridade pode ser formulado, de forma geral, da seguinte maneira: não existe um sistema de noções clássicas livre de contradições que possa descrever a realidade; sempre existem abordagens mutuamente excludentes e complementares. Bohr também afirmou que a mecânica quântica não é apenas uma teoria que descreve variáveis físicas complementares. A mecânica quântica se fundamenta na relação de complementaridade com sua antecessora, a mecânica clássica. As relações entre a mecânica clássica e a mecânica quântica são diferentes das relações entre a mecânica clássica e a relatividade restrita. Podemos primeiro construir a relatividade restrita e, em seguida, considerar o limite da velocidade da luz infinita. Obtemos, então, a mecânica newtoniana. Portanto, a mecânica newtoniana é o caso limite da mecânica relativística e esta última, em princípio, pode ser construída sem qualquer conhecimento da mecânica clássica.

No caso da mecânica quântica, também podemos obter a mecânica clássica como um limite da mecânica quântica, mas a mecânica clássica não é um simples limite da mecânica quântica. A existência da mecânica clássica é necessária para a construção da mecânica quântica. Qual a razão dessa complementaridade entre a mecânica clássica e a mecânica quântica?

De acordo com a interpretação de Copenhagen, na realidade física deveria existir o “domínio clássico”, ou seja, os objetos que obedecem às leis da mecânica quântica, mas se comportam classicamente. Os macrodispositivos que produzem medições pertencem a esse domínio clássico. É devido a essa classicalidade dos dispositivos de medição que observamos um valor definido das grandezas medidas, mesmo que o sistema

quântico não esteja em um autoestado do operador correspondente.

O princípio da redução do pacote de ondas de von Neumann representa outro aspecto, mais matemático, da interpretação de Copenhague, entendida em um sentido bastante amplo. Pode-se dizer que a evolução unitária e o processo de redução do pacote de ondas também podem ser tratados como processos complementares, no espírito da abordagem de complementaridade de Bohr.

Deve-se acrescentar que, ao discutir as razões para a existência do processo de redução do pacote de ondas, von Neumann afirmou que a presença do observador consciente é crucial para sua realização.

Entre outros proponentes da interpretação de Copenhague da mecânica quântica, podemos mencionar também Max Born, que enfatizou o caráter estatístico das previsões da mecânica quântica [4], e Werner Heisenberg. Heisenberg era, de certa forma, mais radical que Bohr: ele acreditava que as próprias propriedades físicas que estudamos durante o processo de medição quântica surgem devido ao próprio processo de medição.

Podemos afirmar que a interpretação de Copenhague desempenhou um papel fundamental no desenvolvimento da mecânica quântica e suas aplicações. Ela não ensinou como calcular as observáveis, mas buscou explicar por que esses cálculos faziam sentido lógico. Além disso, libertou a imaginação dos físicos e contribuiu para que o ideal determinístico da mecânica clássica não se tornasse um objetivo absoluto da teoria física.

2.4 Interpretações neo-clássicas da mecânica quântica

No entanto, nem todos os físicos estavam satisfeitos com a interpretação de Copenhague. Para alguns deles, a própria ideia de que a descrição quântica da realidade fosse completa parecia insuiciente. Assim, algumas interpretações que poderiam ser chamadas de neo-clássicas foram propostas. A mais desenvolvida entre elas foi a chamada interpretação de de Broglie-Bohm, que obteve uma forma matemática bastante elaborada na década de 1950 [5].

A ideia principal das interpretações neo-

clássicas é que deve existir uma teoria geral que forneça o determinismo do tipo clássico. Em relação a essa teoria, a mecânica quântica é sua aproximação estatística. Normalmente, as interpretações neo-clássicas, incluindo a de de Broglie-Bohm, utilizam a noção de parâmetros ocultos. Supõe-se que a função de onda não define unicamente o estado de um sistema em consideração. Paralelamente, existem parâmetros ocultos cujo conhecimento pode nos dar a oportunidade de prever de forma única o resultado da medição quântica. Esses parâmetros ocultos são distribuídos estatisticamente de tal forma que o caráter probabilístico das previsões da mecânica quântica é conservado e não podemos, na prática, definir com exatidão os valores desses parâmetros. Portanto, todas as características da mecânica quântica são preservadas. Contudo, é significativo que exista, em princípio, uma descrição do estado do sistema em questão que permita evitar a indefinição na previsão dos resultados das medições.

É curioso que essa interpretação neo-clássica tenha sido desenvolvida por David Bohm, que anteriormente havia escrito o livro *Teoria Quântica* [6], onde o espírito da interpretação de Copenhague é apresentado de forma muito clara e lógica. Além disso, a formulação moderna do efeito Einstein-Podolsky-Rosen [7] foi apresentada por Bohm. Um dos efeitos quânticos mais paradoxais também é chamado de efeito Aharonov-Bohm [8]. Vamos explicar o que significa o efeito Einstein-Podolsky-Rosen. Em seu artigo, os autores observaram que, se dois sistemas quânticos interagem e se tornam correlacionados (agora dizemos emaranhados), mesmo estando separados por uma grande distância, essa correlação ainda existe e sua presença implica alguns efeitos que podem ser tratados como paradoxais, pois aparentam existir uma interação superluminal entre os sistemas. Ora, é evidente que não há interação superluminal e que é mais correto falar em efeito EPR ou correlações EPR, e não em paradoxo EPR. O efeito Aharonov-Bohm consiste no fato de que, na mecânica quântica, a presença do potencial eletromagnético é observável mesmo quando os campos elétrico e magnético estão ausentes em alguma região do espaço.

2.5 Interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica

Finalmente, estamos prontos para discutir o tema principal deste artigo: a interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica. A popularidade dessa interpretação cresceu significativamente nas últimas décadas. Essa interpretação foi proposta por Hugh Everett em 1957 em sua tese de doutorado [9]. Uma versão resumida dessa tese foi publicada no periódico *Reviews of Modern Physics* [10] juntamente com um comentário escrito por John Wheeler [11], que foi o orientador de Everett. A essência da concepção de Everett consiste no abandono do postulado da redução do pacote de ondas, que ele considerava supérfluo e logicamente pouco compatível com o outro postulado da mecânica quântica — a evolução unitária de um estado quântico, governada pela equação de Schrödinger. Além das razões lógicas, havia também considerações cosmológicas. De fato, a interpretação de Copenhague implica a existência de um observador clássico externo, que não obedece às leis da mecânica quântica. Esse observador pode realizar uma observação em relação a um sistema quântico. O resultado dessa medição é a redução da função de onda. Contudo, se considerarmos todo o Universo como um único objeto quântico, não podemos recorrer a um observador clássico que exista fora do mundo. Assim, a interpretação de Copenhague não é aplicável ao Universo em termos cosmológicos. A interpretação de Vários Mundos, por sua vez, que não exige um observador clássico, parece ser adequada para a consideração de problemas cosmológicos.

Durante muitos anos, a interpretação de Everett não foi levada a sério pela maioria dos físicos. Provavelmente, isso se devia a um certo paradoxo resultante da existência dos mundos paralelos, onde vivem cópias de vários objetos e até mesmo de seres humanos. Um papel muito importante na popularização da concepção de Everett foi desempenhado por Bryce DeWitt, que publicou alguns artigos no final da década de 1960 [12]. Nesses artigos, o termo “interpretação de Vários Mundos” foi introduzido pela primeira vez. Everett usou um termo mais modesto: “formulação de estado relativo da mecânica quântica”. A ironia do destino reside no fato de que o próprio DeWitt foi o revisor do artigo de Everett, pu-

blicado em 1957, e, nessa qualidade, mostrou-se bastante cético e relutante. Em 1973, DeWitt, juntamente com seu aluno Graham, publicou o livro *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics* [1], que incluía alguns artigos de DeWitt, de Graham e de outros autores e, em particular, continha o texto da versão completa da tese de doutorado de Everett. Então, durante as décadas de 1970 e 1980, a popularidade da teoria de Everett aumentou consideravelmente. A abordagem de Everett estava ganhando força.

Em parte, esse processo estava ligado aos sucessos da cosmologia. O desenvolvimento da teoria da inflação cosmológica, que resolveu alguns problemas da teoria do universo quente, trouxe à tona a questão da origem das condições iniciais para a evolução clássica do Universo. A teoria que deveria descrever tais condições é a cosmologia quântica, baseada na noção de estado quântico ou função de onda do universo. Esse estado quântico descreve probabilisticamente não apenas os campos de matéria que povoam o Universo, mas também suas características geométricas. Para a cosmologia quântica, a interpretação de Vários Mundos parece ser a mais adequada.

Embora explique bem alguns fenômenos enigmáticos da mecânica quântica, a interpretação de Vários Mundos também cria alguns problemas, que agora são intensamente discutidos na literatura física e filosófica.

Vamos repetir mais uma vez o que a interpretação de Vários Mundos nos diz. No fundamento dessa interpretação está a afirmação de que todos os processos no mundo, microscópicos e macroscópicos, e todos os objetos, incluindo os seres humanos e sua consciência, obedecem às leis da mecânica quântica e devem ser descritos por ela. por meio do estado quântico do Universo. Este estado quântico ou a função de onda evolui com o tempo de acordo com a equação de Schrödinger. Todos os processos físicos são descritos por esta equação. O postulado da redução do pacote de ondas é abandonado, o desaparecimento dos termos não realizados na função de onda não ocorre e todos os termos na equação de Neumann devem ser tratados em pé de igualdade. Esses termos na equação de Neumann são chamados de ramos e pode-se imaginar que eles existam em mundos paralelos. Em qualquer caso, o observador vê um resultado definido da observação ou medição.

Assim, a função de onda é considerada um objeto real que obedece à equação de Schrödinger e não precisa de outros postulados. DeWitt caracterizou esta situação dizendo que “O aparato matemático da mecânica quântica determina sua interpretação”.

Note-se aqui que, antes do trabalho de Everett, as ideias relativas ao papel objetivo da função de onda e à ausência de saltos quânticos foram expressas por Schrödinger em 1935 [13] e em 1936 [14], o que pode ser considerado um precursor da interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica.

Comparando a interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica com a interpretação de Copenhague e a interpretação neo-clássica, pode-se notar que a interpretação de Vários Mundos é muito econômica. Ela não adiciona nada ao conjunto mínimo de postulados, equações e noções. De fato, na interpretação neo-clássica introduzem-se as variáveis ocultas; na interpretação de Copenhague, adiciona-se o princípio da complementaridade, a redução do pacote de ondas e, talvez, até mesmo um papel importante da consciência humana. Em vez disso, o próprio espírito da interpretação de Vários Mundos reside em sua extrema coerência lógica e simplicidade. Ela proclama que não devemos adicionar nada ao conjunto mínimo de postulados. Se assim é, por que nem todos a aceitam? Aceitamos essa interpretação de braços abertos? Provavelmente, a resposta, se a formularmos em termos da vida cotidiana, é a seguinte: às vezes a verdade é simples e imediata, mas as pessoas não estão prontas para aceitá-la porque é desconfortável. Assim, algumas pessoas criam esquemas de raciocínio complicados para evitar o encontro com alguma verdade simples, mas desconfortável.

Em nosso caso, essa verdade consiste no fato de que, se omitirmos o postulado da redução do pacote de ondas, então cada termo na superposição deve ser tratado como existente. Como podemos conciliar o fato de vermos apenas uma saída da observação? É necessário supor que a cada ramo da função de onda corresponde um mundo separado. Em qualquer mundo existe um sistema quântico e um observador típico desse mundo. O estado do sistema e o estado do observador estão correlacionados. O processo de medição pode ser chamado de processo de ramificação da função de

onda ou processo de “divisão” dos mundos. Em qualquer mundo, a quantidade medida tem um valor definido e esse valor é fixado pelo observador que vive nesse mundo. Portanto, para os observadores em qualquer um desses mundos, ocorre uma redução efetiva do pacote de ondas.

Essa ideia da coexistência de mundos paralelos parecia muito louca para muitos pesquisadores, e não só para eles. Por outro lado, essa ideia parecia muito empolgante para outros físicos, e não só para físicos. Inspirou muitas obras na literatura e no cinema.

Mais interessante ainda é o fato de que, em algumas narrativas escritas antes da criação da interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica, ideias muito semelhantes foram expressas de forma coloquial. Falaremos sobre isso na próxima seção.

Concluindo esta seção, gostaríamos de dizer algumas palavras sobre a vida de Everett. Após a defesa de sua tese de doutorado e depois de uma série de discussões infrutíferas com Bohr, organizadas por Wheeler, Hugh Everett deixou a carreira acadêmica. Ele trabalhou em matemática aplicada, em programação e na aplicação da matemática a questões militares. Organizou algumas empresas.

Ele obteve resultados interessantes em diferentes ramos da matemática e todos que o conheceram notaram seu intelecto aguçado. Em certo momento, um seminário de um dia dedicado à sua interpretação foi organizado por DeWitt e, durante este seminário, ocorreu o único encontro pessoal entre eles.

Hugh Everett era um fumante inveterado. Durante alguns anos, consumiu muitas bebidas alcoólicas e morreu repentinamente em 1982, vítima de um infarto, aos 51 anos. Agora, sua personalidade está se tornando, de certa forma, mítica, enquanto as memórias das pessoas que o conheceram parecem bastante contraditórias. De qualquer forma, todos reconheciam seu intelecto aguçado e brilhante.

3 A interpretação de Vários Mundos é contraintuitiva?

Já mencionamos o fato de que, após um período onde foi praticamente ignorada, quando as pes-

soas começaram a discutir seriamente a interpretação de Vários Mundos, ela atraiu a atenção de escritores de ficção científica. Pode-se dizer que não apenas pesquisadores e escritores de ficção científica, mas também um público mais amplo se acostumou com a ideia da multiplicidade de mundos. Assim, talvez essa ideia não seja tão contraintuitiva quanto parecia antes. A partir da década de 1980, surgiram muitas obras literárias que utilizavam as ideias da interpretação de Vários Mundos, citando explicitamente o nome de Everett. Podemos citar o romance de ficção científica de Frederic Pohl, publicado em 1986 e intitulado *The Coming of Quantum Cats* [15]. O título faz referência ao famoso paradoxo do gato de Schrödinger e a trama do romance se dedica à comparação de diferentes versões da vida dos protagonistas, realizadas em diferentes mundos de Everett. Pode-se mencionar também o filme *Sliding Doors* (1998) [16]. Nesse filme, a interpretação de Everett não é mencionada, e não temos certeza se seus criadores a conheciam; no entanto, não só a trama, mas também o estilo do filme se adequam perfeitamente à sua apresentação. Uma garota, que é a personagem principal do filme, tem duas vidas paralelas: em uma vida, ela pega o trem no metrô em um determinado momento, enquanto na outra versão de sua vida, ela perde esse trem e pega o próximo. Essas duas versões são significativamente diferentes. Notavelmente, os episódios dessas duas vidas se misturam no filme e o espectador pode distingui-los prestando atenção aos diferentes penteados da protagonista.

Na versão canônica da interpretação de Everett, as transições entre os mundos não são possíveis, mas a ideia de saltar de um ramo de Everett para outro é uma tentação forte demais para ser evitada. Assim, em muitas obras de ficção científica, incluindo o romance de Frederic Pohl mencionado acima, esses saltos são realizados. Falando sobre os saltos entre os mundos, gostaríamos de mencionar as obras do conhecido astrofísico e escritor de ficção científica Pavel Amnuel, que escreveu vários romances e contos em russo, onde a interpretação de Everett é citada explicitamente. Por exemplo, em seu romance *Caso Não Criminal* [17], a transição entre diferentes mundos de Everett é descrita. Curiosamente, para realizar esses saltos não é necessário

construir dispositivos complicados. Basta saber que esses saltos são possíveis e basta pensar neles para que aconteçam.

Na interface entre a ciência popular e a ficção científica encontram-se as histórias em quadrinhos escritas pelo conhecido físico teórico francês Thibault Damour juntamente com Mathieu Burniat *Le mystère du monde quantique* [18]. Esta história em quadrinhos, traduzida em vários idiomas, apresenta a interpretação de Vários Mundos de uma forma bastante cômica.

No entanto, o fenômeno mais interessante, que se pode descobrir ao examinar a literatura de forma caótica, consiste no fato de que a ideia de que mundos paralelos poderiam existir foi expressa sem qualquer conexão com a mecânica quântica e muito antes da criação da interpretação de Everett. Um leitor pode abrir o livro já mencionado, editado por DeWitt e Graham, *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, e encontrar como epígrafe a citação do conto *O Jardim dos Caminhos que se Bifurcam*, de Jorge Luis Borges, escrito em 1941 [19]. O protagonista dessa história, um espião alemão de origem chinesa no Reino Unido durante a Primeira Guerra Mundial, discute com um sinólogo inglês um estranho romance escrito por um de seus ancestrais. O cientista explica que, nesse romance, o autor tentou descrever todos os resultados possíveis de um evento, cada um dos quais leva a uma multiplicação posterior das consequências em uma ramificação contínua de futuros possíveis. A história de Borges é bastante famosa. Faz sentido repetir exatamente a parte que foi usada como epígrafe do livro de DeWitt e Graham:

[...] uma imagem, incompleta, mas não falsa, do Universo como Tsui Pen o concebia. Diferente de Newton e Schopenhauer, [...] [ele] não pensava no tempo como absoluto e uniforme. Ele acreditava em uma série infinita de tempos, em uma rede vertiginosa e crescente, porém expansiva, de tempos divergentes, convergentes e paralelos. Essa teia do tempo — cujos fios se aproximam, bifurcam, se cruzam ou se ignoram ao longo dos séculos — abrange todas as possibilidades. Não existimos na maioria delas. Em algumas, você existe e eu não, enquanto em outras eu existo e você não, e em outras ainda ambos existimos. Nesta, em que o acaso me favoreceu, você chegou ao meu portão. Em outra, você, atravessando o

jardim, me encontrou morto. Em outra ainda, eu digo estas mesmas palavras, mas sou um erro, um... fantasma.

Faz sentido apresentar aqui outra epígrafe para o livro *Vários Mundos*, que é um excerto de um texto do filósofo americano William James:

As realidades parecem flutuar num vasto oceano de possibilidades, das quais foram escolhidas, e em algum lugar, o indeterminismo afirma que tais possibilidades existem e fazem parte da verdade.

Notemos que na história de Borges não há menção a viagens entre diferentes épocas. Assim, ela corresponde a uma versão bastante rigorosa e minimalista da interpretação de Vários Mundos. O conto *A Conspiração Celestial*, escrito em 1940 por outro escritor argentino, amigo de Borges, Adolfo Bioy Casares, é menos conhecido. O protagonista dessa história viaja entre diferentes mundos paralelos com histórias distintas; esses universos são muito semelhantes aos mundos de Everett. Em um desses mundos, não foi Roma que venceu a guerra contra Cartago, mas sim Cartago. Assim, a maioria das palavras neste mundo alternativo não tem raízes latinas, mas sim fenícias. Portanto, a história contada por Bioy Casares é muito próxima das especulações modernas na ficção científica.

Uma representação bastante inesperada das ideias de Vários Mundos surge do conto *Um velho de Vladivostok*, escrito pelo escritor soviético russo Ryurik Ivnev [20]. Ryurik Ivnev é o pseudônimo de Mikhail Alexandrovich Kovalev, nascido em 1891 em Tiflis (atual Tbilisi) e falecido em 1981 em Moscou. Ele foi poeta, escritor de prosa, tradutor e um memorialista muito distinto, pois conhecia todo o mundo literário e artístico de sua época. Pode-se dizer que ele foi praticamente esquecido no final de sua longa vida. Há, no entanto, evidências de que Ivnev apreciava muito este conto. O famoso poeta soviético russo, Evgenij Evtushenko, lembrou que, quando jovem e no auge da sua fama, conheceu um Ryurik Ivnev já idoso e quase esquecido. Ivnev queria ler em voz alta *Um velho de Vladivostok* para Evtushenko. Ele o fez e Evtushenko ficou muito impressionado (sem fazer qualquer conexão entre a história de Ivnev e a mecânica quântica). Neste conto, o narrador, um jovem, conta sobre seu encontro fortuito na cidade de Vladivostok com um

velho. Este velho expõe ao narrador sua teoria da realidade múltipla. Faz sentido apresentar aqui algumas citações desta história:

A estrada que escolhermos será a nossa estrada principal; certamente isso não significa que outras estradas não existam? Elas são tão reais quanto aquela que escolhermos, e cada uma dessas estradas seria a nossa estrada principal se a tomássemos.

E outra:

O que minha teoria, se você pode chamá-la assim, lhe dará? Nada agora. Mas no futuro, desde que você seja dotado de uma mente inquisitiva, algum prazer. Você me perguntou em que consiste esse prazer? Primeiramente, no conhecimento de que sua vida teria sido completamente diferente. — Contanto que — interrompi-o — eu ficasse insatisfeito com a minha vida. — Não, não, você me entendeu mal. Se você será feliz ou infeliz não importa. O prazer está em sentir como se tivesse uma vasta reserva de filmes da sua vida, ainda por usar, na sua mala de viagem.

Apresentamos no Apêndice A a tradução completa do conto de Ivnev.

Esses exemplos de histórias escritas independentemente e muito antes das obras de Everett nos levam a crer que a ideia central da interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica não é tão contraintuitiva quanto parece à primeira vista.

4 Observações finais

Neste breve artigo, procuramos apresentar de forma simples a interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica e discutir a questão de sua presumida contraintuitividade. Chamamos a atenção dos potenciais leitores para algumas obras literárias e cinematográficas onde a ideia da multiplicidade de mundos foi expressa em um estilo bastante “everettiano”, mesmo que algumas delas tenham sido publicadas muito antes da tese de doutorado de Everett. Observe que a relação entre o conto de Ryurik Ivnev foi mencionada pela primeira vez no livro [21] e posteriormente discutida em [22]. Seria interessante observar qual versão da interpretação de Vários Mundos – a conservadora, que nega a possibilidade de transição entre os ramos de Everett, ou a mais especulativa, que aceita tal possibilidade –

se tornará verdadeira. Talvez o desenvolvimento futuro da teoria quântica forneça uma resposta definitiva a essa questão.

Agradecimentos

O autor agradece ao Professor Júlio C. Fabris pela sugestão de escrever este artigo e por ajudar a traduzi-lo para o português. Agradeço também a ele e à Universidade Federal do Espírito Santo pela gentil hospitalidade durante o mês de janeiro de 2026, período em que este artigo foi escrito.

Apêndice A: O Homem velho de Vladivostok - Ryurik Ivnev (1927)

No outono de 1926, em Vladivostok, hospedado no Hotel Chifre de Ouro,¹ refleti sobre a inesperada felicidade que me invadia. A felicidade de ver esta cidade maravilhosa com meus próprios olhos, e não apenas vê-la, mas também vivê-la.

O Chifre de Ouro lembrava uma pensão elegante. Bastava tocar a campainha e um chinês aparecia, sempre sorrindo. Educado e gentil, ele imediatamente trazia um ar acolhedor ao quarto do hotel. Ele tinha uma lista de preços na mão. Comecei a folheá-la.

“Por que você não quer comer no restaurante? Lá tem música, é divertido.”

Apontei para meus manuscritos: “Preciso economizar tempo. Tenho muito trabalho.” O chinês sorriu: “Trabalhe de manhã, passeio à noite.” “Certo”, respondi. “Amanhã começo a passear, e hoje...” O chinês riu: “Você diz isso todo dia e fica sentado no hotel o dia todo.” Mas hoje, como que hipnotizado pelo chinês, depois do almoço, em vez de trabalhar, saí para a Rua Svetlanka — a rua principal da cidade. Sua agitação me lembrou as Avenidas Nevsky e Golovinsky em duas cidades distantes — Leningrado e Tbilisi. Cheguei a um pequeno parque chamado Matrossky. O sol estava escaldante. O cheiro do mar era inebriante. Os bancos, verdes como grama fresca, me convidavam. E eu os obedeci. Alguns minutos depois, a figura robusta de um senhor de uns setenta anos sentou-se ao meu lado. Antes

de fazê-lo, ele ergueu seu chapéu de palha e perguntou: “Posso?”

Assenti com a cabeça. Foi assim que tudo começou. Conversas em parques surgem espontaneamente. Depois de duas ou três frases insignificantes, ele me perguntou: “Você já parou para pensar em como a vida é difícil?”. Imediatamente me lembrei de um estudante em São Petersburgo que me atormentava com seus tratados filosóficos, que abordavam questões globais e encantavam as damas inteligentes dos salões de São Petersburgo. Aparentemente, o velho leu tudo pela minha expressão. Ele riu. “Sou um fracassado”, disse ele, com o rosto iluminado por um sorriso gentil e bem-humorado. “Todo mundo tem um tema favorito. Eu costumo pensar que, além da vida principal que vivemos, existem... não vou dizer milhões, mas certamente centenas de milhares de vidas dentro de nós. Por exemplo, cheguei a Vladivostok exatamente dez anos atrás, em 1916. Antes disso, morava em São Petersburgo. Quando decidi deixar a capital, tinha duas opções: Kiev e Tashkent. Durante dez anos, vivi aqui, por assim dizer, minha vida principal. Mas se eu tivesse escolhido Kiev, minha vida teria continuado, mas em um ambiente completamente diferente, e não como aqui, mas de uma maneira diferente. Então, teoricamente, essa vida também existe, paralela à minha vida principal. Mas e se eu tivesse ido para Tashkent? E assim se resolve sua segunda vida teórica. Mas tudo isso é apenas uma gota no oceano comparado às ramificações que surgiriam ao longo das ‘linhas’ de Kiev e Tashkent. Entendeu minha ideia principal?” “Acho que apenas aproximadamente”. “O que poderia ser mais simples!” exclamou meu interlocutor. “Todas essas vidas imaginárias se tornariam bem reais se nos desviássemos um passo sequer do nosso caminho principal. Aqui vai outro exemplo. Estamos dirigindo por um terreno desconhecido. Há muitas estradas, algumas lisas, outras irregulares. Há até mesmo trechos de terra virgem onde se pode dirigir. A estrada que escolhermos será a nossa principal; certamente isso não significa que outras estradas não existam? Elas são tão reais quanto aquela que escolhermos, e cada uma dessas estradas seria a nossa principal se a tomássemos.”

Tudo isso era muito interessante, e me lembrei novamente do chinês por meio de quem ouvi

¹Em russo, “Zolotoj Rog”, nome de uma baía na costa marítima de Vladivostok. A tradução do nome do hotel é literal.

esses pensamentos. Mas a juventude não tem tanto conhecimento quanto a velhice. Ela tem seus próprios caminhos reais e se interessa pouco pelos imaginários. E eu, pecaminosamente, pensei: “Por que dei ouvidos ao meu querido rapaz chinês? Se não fosse por ele, eu não teria caído nessa armadilha, da qual o medo de ofender o velho me impede de escapar”. Ele obviamente leu meus pensamentos, porque disse, sorrindo: “Eu também já fui jovem, e por isso entendo perfeitamente que você ache meus delírios entediante, como você deve ter chamado minhas teorias sobre os ‘caminhos tortuosos da vida’”. Eu, é claro, respondi que ele estava enganado. Ele fingiu acreditar em mim e continuou: “Se você viver até a minha idade, verá que as questões mais complexas parecem complexas até que as resolvamos. Então, elas se tornam simples. Mas para que se tornem simples, não apenas para quem as descobre, é preciso uma plataforma, e eu não tenho uma. Posso morrer a qualquer dia, e para não levar meu segredo para o túmulo, quero revelá-lo a você, pois você é pelo menos meio século mais jovem do que eu. É verdade que minha descoberta não pode fazer as pessoas felizes nem infelizes. Minha descoberta pode trazer algum prazer a mentes curiosas. O filósofo Chamfort teria sido o primeiro a me ridicularizar, se não tivesse morrido há cento e vinte e oito anos. Ele disse que não se pode ser uma testemunha imparcial da própria vida, e eu sou precisamente isso. E embora Chamfort tenha dito que a vida das pessoas contemplativas costuma ser triste, eu pessoalmente não acho que seja esse o caso.” Ele se calou.

Se eu fosse dez anos mais jovem, teria aproveitado o crepúsculo que se aproximava e fugido do meu interlocutor fortuito. Mas ele leu meus pensamentos novamente e exclamou: “Jovem! Juro que isto não é um tratado! São apenas algumas palavras, depois das quais você poderá ir dançar no Chifre de Ouro ou onde quiser.” Resignei-me ao meu destino. O crepúsculo denso me impediu de forçar um sorriso. “O que minha ‘teoria’, se é que se pode chamar assim, lhe trará? Nada agora. Mas no futuro, desde que você tenha uma mente curiosa, algum prazer... Você me perguntou em que consiste esse prazer? Em primeiro lugar, na certeza de que sua vida teria sido completamente diferente...” — “Desde que”, interrompi-o, — “eu esteja insatisfeito com a minha vida.” — “Não,

não, você me entendeu mal. Se você será feliz ou infeliz não importa. O prazer está em sentir como se tivesse uma vasta reserva de filmes da sua vida, ainda por usar, na sua mala de viagem.” — “Mas eu nem vou poder brincar com essas fitas, como se brinca com serpentinas num baile?” — “A juventude só tem uma coisa em mente”, disse o velho, irritado, mas logo se acalmou e acrescentou: “Não o culpo. É a vida. Já disse o mais importante. Agora tudo dependerá de você. A semente que lhe dei germinará ou murchará, se você se mostrar menos importante do que pareceu à primeira vista.” O velho se levantou do banco de madeira e foi embora, com passos rápidos para a sua idade. Voltei ao Chifre de Ouro. Não estava com vontade de descer ao restaurante, então pedi o jantar por telefone. Para minha surpresa, o chinês chegou muito atrasado. Estava tão aflito que quase derrubou a bebida e, embora eu não tenha demonstrado nenhum desagrado com o atraso, ele começou a se desculpar: “Não é minha culpa. É culpa do restaurante. Havia muito barulho e chegou um homem de jaleco branco. Um senhor veio jantar. Pediu o jantar e morreu.”

“Esse senhor estava doente?”, perguntei. “Não, ele caiu. Caiu e morreu.” Pela descrição do chinês, percebi que meu interlocutor recente havia falecido.

Naquela manhã, recebi um telegrama que mudou drasticamente meus planos. Em vez de ir para Moscou, comprei uma passagem no navio a vapor Tomsk, com destino a Petropavlovsk-Kamchatsky. No convés do que me pareceu então um enorme navio a vapor, quando as luzes do cais de Vladivostok começaram a se assemelhar a pequenas estrelas, lembrei-me mais uma vez do meu interlocutor recente e pensei: “Minha rota principal para Moscou acabou sendo um caminho secundário, ou seja, não um caminho real, mas a rota para Kamchatka, com a qual eu apenas sonhara, tornou-se real, ou como meu interlocutor a chamou, a principal.”

Resumo biográfico do autor

Ryurik Ivnev é o pseudônimo de Mikhail Alexandrovich Kovalev, que nasceu em Tiflis (atual Tbilisi) em 1891 e morreu em Moscou em 1981. Ele foi poeta, escritor, tradutor e memorialista, e conhecia bem quase todas as personalidades notáveis da literatura russa e soviética. Suas

memórias são muito valiosas, mas ele está praticamente esquecido hoje em dia. Seu conto *Um velho de Vladivostok* foi escrito em 1927.

Sabe-se que ele próprio gostava muito desta história e costumava lê-la para alguns dos seus colegas. A relação entre esta história e a interpretação de Vários Mundos da mecânica quântica foi observada por mim e descrita no livro de Barvinsky AO, Kamenshchik AY e Ponomariov VN, *Questões Fundamentais da Interpretação da Mecânica Quântica: Uma Abordagem Moderna*, Editora Pedagógica da Universidade de Moscou, 1988 (em russo). Posteriormente, foi discutido mais a fundo no artigo de A.Yu. Kamenshchik e O.V. Teryaev, *Interpretação de Vários Mundos da Teoria Quântica, Princípio Antrópico Mesoscópico e Evolução Biológica*, publicado em edição especial da revista “Neuroquantology”, em 2013, volume 11.

Sobre o autor

Alexander Yu. Kamenshchik (kamenshchik@bo.infn.it) é especialista em gravidade clássica e quântica, cosmologia, teoria quântica de campos e fundamentos da mecânica quântica. Ele obteve seu doutorado na Universidade M.V. Lomonosov de Moscou e trabalhou no Instituto L.D. Landau de Física Teórica. Trabalha no Departamento de Física e Astronomia da Universidade de Bolonha desde 2005.

Referências

- [1] B. S. DeWitt e N. Graham (eds.), *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, NJ, 1973).
- [2] J. von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, NJ, 1955), translation of German original: *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, 1932.
- [3] N. Bohr, *Atomic Physics and Human Knowledge* (John Wiley and Sons, New York, 1958).
- [4] M. Born, *Physics in My Generation: A Selection of Papers* (Pergamon Press, London, 1956).
- [5] D. Bohm e B. J. Hiley, *The Undivided Universe: An Ontological Interpretation of Quantum Theory* (Routledge, London and New York, 1993).
- [6] D. Bohm, *Quantum Theory* (Prentice-Hall, New York, 1951).
- [7] A. Einstein, B. Podolsky e N. Rosen, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?*, *Physical Review* **47**(10), 777 (1935).
- [8] Y. Aharonov e D. Bohm, *Significance of Electromagnetic Potentials in Quantum Theory*, *Physical Review* **115**(3), 485 (1959).
- [9] H. Everett III, *The Theory of the Universal Wave Function*, in *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, editado por B. S. DeWitt e N. Graham (Princeton University Press, Princeton, NJ, 1973), 3–140, based on Everett’s Princeton PhD work (draft completed in 1956, thesis defended in 1957).
- [10] H. Everett III, ‘Relative State’ Formulation of Quantum Mechanics, *Reviews of Modern Physics* **29**(3), 454 (1957).
- [11] J. A. Wheeler, *Assessment of Everett’s ‘Relative State’ Formulation of Quantum Theory*, *Reviews of Modern Physics* **29**(3), 463 (1957).
- [12] B. S. DeWitt, *Quantum Mechanics and Reality*, *Physics Today* **23**(9), 30 (1970).
- [13] E. Schrödinger, *Discussion of Probability Relations Between Separated Systems*, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **31**(4), 555 (1935).
- [14] E. Schrödinger, *Probability Relations Between Separated Systems*, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **32**(3), 446 (1936).
- [15] F. Pohl, *The Coming of the Quantum Cats* (Bantam Books, New York, 1986).

- [16] P. Howitt, *Sliding Doors*, Film (1998), starring Gwyneth Paltrow and John Hannah. story, original in Russian: Владивостокский старик.
- [17] P. Amnuel, *Noncriminal Case* (AST, Moscow, 2021), original in Russian: Некриминальный случай.
- [18] T. Damour e M. Burniat, *Le mystère du monde quantique* (Dargaud, Paris, 2016).
- [19] J. L. Borges, *El jardín de senderos que se bifurcan* (Editorial Sur, Buenos Aires, 1941).
- [20] R. Ivnev, *An Old Man from Vladivostok* (Self-published, Moscow, 1927), short story, original in Russian: Владивостокский старик.
- [21] A. O. Barvinsky, A. Y. Kamenshchik e V. N. Ponomariov, *Fundamental Questions of the Interpretation of Quantum Mechanics: A Modern Approach* (Moscow State Pedagogical University Publishing House, Moscow, 1988), original in Russian.
- [22] A. Y. Kamenshchik e O. V. Teryaev, *Many-Worlds Interpretation of Quantum Theory, Mesoscopic Anthropic Principle and Biological Evolution*, *NeuroQuantology* **11**(Suppl. 1), 129 (2013). [ArXiv:1302.5545](https://arxiv.org/abs/1302.5545).

Revisitando Duhem: quasares, cosmologia e a relação tripartite entre teorias e experimentos

Danilo Rodrigues, Jose R. N. Chiappin, Ramachrisna Teixeira, Jojomar L. da Silva

Universidade de São Paulo

Resumo

O presente ensaio destaca a figura do grande físico e filósofo da ciência Pierre Duhem, cujas contribuições anteciparam em mais de 50 anos alguns elementos das epistemologias de Popper, Kuhn e Lakatos. Duhem defendeu que o progresso na ciência não é adequadamente descrito como um simples confronto entre teoria e experimentos, mas em uma relação tripartite envolvendo a comparação entre teorias distintas e experimentos, atuando majoritariamente como instância de comparação e de escolha. Para ilustrar as teses de Duhem trazemos o exemplo das primeiras detecções de quasares e como essas detecções contribuíram decisivamente no, até então acalorado, debate cosmológico entre a teoria do Big Bang e a teoria do Estado Estacionário. A dinâmica por trás da variação na quantidade de quasares pelo Universo ao longo do tempo nos revelou que o mesmo é um sistema físico em constante mutação, característica dentre as mais belas previstas pela teoria do Big Bang e sem explicação no interior do modelo do estado Estacionário.

Abstract

This essay examines the work of the physicist and philosopher of science Pierre Duhem, whose contributions anticipated by more than fifty years several elements later developed in the epistemologies of Popper, Kuhn, and Lakatos. Duhem argued that scientific progress cannot be adequately described as a simple confrontation between theory and experiment. Instead, it involves a tripartite relationship in which competing theories are compared in light of experimental results, with experiments functioning mainly as a basis for comparison and theory choice. To illustrate Duhem's theses, we discuss the early detections of quasars and their role in the cosmological debate between the Big Bang and the Steady State theories. The observed variation in the number of quasars over cosmic time indicated that the Universe is a dynamically evolving physical system, a feature predicted by the Big Bang theory but not explained within the Steady State model.

Palavras-chave: Duhem; cosmologia; quasares; teorias.

Keywords: Duhem; cosmology; quasars; theories.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.49709](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.49709)

1 Introdução

A quase totalidade dos filósofos da ciência contemporâneos valorizam e incentivam estudos sobre a história da ciência como importante instrumento epistemológico e metodológico. Todavia, o cenário acadêmico ao longo dos últimos 150 anos em que esse campo de investigação se desenvolveu não foi sempre esse. É farta e abundante a utilização de exemplos históricos nas metodologias de pesquisadores como Imre Lakatos, Thomas Kuhn e Larry Laudan. Por outro lado, Karl Popper enfatizou mais a importância da lógica como componente de seu falseamento e, consequentemente,

de sua proposta de demarcação da ciência (ainda que também utilize extensamente a história da ciência em seus textos). Também podemos citar Rudolf Carnap e demais membros do círculo de Viena dentre aqueles que minimizaram a importância do componente histórico como elemento de confirmação ou refutação de suas concepções de ciência e de progresso científico. Em linhas gerais, existe uma vasta e merecida quantidade de trabalhos sobre tais autores. Ressaltamos a importância do período conhecido como “virada historicista”, que corresponde à década de 1960, com a publicação de importantes trabalhos de Kuhn,

Lakatos, Laudan, além de Paul Feyerabend onde a importância e o lugar dos episódios da história da ciência foram discutidos em diferentes contextos.

Entretanto, nos parece que outros autores não receberam o mesmo destaque na literatura acadêmica ao longo das últimas décadas, de modo que alguns componentes de seus trabalhos, recuperados e discutidos durante a virada historicista, se encontram atualmente quase esquecidos pelas comunidades científicas. Nos referimos particularmente ao físico e filósofo francês Pierre Duhem (1861-1916). Nos parece inquestionável a importância dos trabalhos de Duhem, especialmente por conter as sementes de notáveis discussões sobre a natureza da teoria física, sobre a relação entre experimentos e teorias, sobre a realidade de teorias e entidades de estudo da ciência, além de diversas outras questões que seriam largamente debatidas, não apenas na referida década de 1960 como ainda hoje.

O objetivo deste ensaio é mostrar que um aspecto importante da escolha racional entre teorias, contido nas epistemologias de Popper, Kuhn e Lakatos: a relação tripartite entre teorias distintas e a observação/experimentação está contida na obra de Duhem, revelando um importante elemento antecipatório de um componente metodológico dos três autores acima citados.¹ Duhem defende, cerca de 50 anos antes deles, que a história da ciência não corrobora uma visão, em certa medida ingênua e simplista, de falseamento entre teoria e observação. A atividade experimental não atua como elemento de confirmação e nem de falseamento em uma comparação dicotômica com as previsões de uma simples teoria, mas como elemento de escolha racional entre teorias com conteúdos empíricos distintos e passíveis de comparação.

Um episódio histórico recente que bem se insere nesse quadro é o das primeiras detecções dos quasares, também ocorridas na década de 1960

no debate entre as mais antagônicas concepções de universo. Nesse período havia o modelo do Estado Estacionário, desenvolvido pelo trio composto por Hoyle, Bondi e Gold, além dos modelos de universo dinâmico, de onde podemos extrair seu exemplar mais famoso, o modelo do *Big-Bang*, elaborado por outro trio, formado por Gamow, Alpher e Hermann. Esse episódio é particularmente importante para avaliar a tese da relação tripartite de Duhem por conter seus principais elementos, a saber, envolver embrionários testes empíricos em cosmologia e a existência de duas fortes teorias, com famosos adeptos entre comunidades científicas rivais, num claro exemplo de teorias que, em seu amadurecimento, precedem as condições teóricas e tecnológicas necessárias para a elaboração de testes empíricos.

2 Duhem e sua influência nos filósofos historicistas

O primeiro dos autores citados em quem gostaríamos de destacar a influência de Duhem é Popper. Sua concepção de falseamento é comumente mal interpretada e, conseqüentemente, acaba sendo descrita sob certas caricaturas falseacionistas ingênuas. Por um lado, de fato, o autor associa a cientificidade à falseabilidade das teorias científicas. Somente são científicas, segundo Popper, as hipóteses que podem ser falseadas. Conseqüentemente, a corroboração de uma proposição científica é sempre temporária, enquanto o seu falseamento possui caráter definitivo. Por outro lado, o falseamento, para ele, não se completa com apenas um confronto direto e simples entre proposições teóricas e resultados experimentais. A relação é tripartite: somente a divergência entre teoria e resultados experimentais não é condição suficiente para o falseamento. É necessário que os enunciados que contradizem a teoria sejam instâncias corroborativas de outra teoria existente e formulada.

Os enunciados básicos aceitos constituem a base da corroboração das hipóteses. Se os enunciados básicos aceitos entrarem em contradição com uma teoria, só os tomaremos como fundamento suficiente para a refutação dela se, ao mesmo tempo, eles corroborarem uma hipótese refutadora [2].

¹A relação tripartite, como substituição à dualidade teoria/experimentos já foi abordada no texto intitulado “Duhem como precursor de Popper, Kuhn e Lakatos sobre a metodologia da escolha racional de teorias: da dualidade à tripartite metodológica” [1]. O que esperamos neste presente ensaio é trazer argumentos adicionais e, principalmente, ilustrar as teses sobre o pensamento de Duhem com um estudo de caso, ocorrido no campo da Cosmologia Relativística.

Thomas Kuhn apresenta uma concepção sobre o progresso da ciência em nítida oposição a Popper em vários pontos, inclusive sobre a importância da análise histórico-crítica como meio para descrever e justificar o fenômeno das revoluções científicas, diminuindo a importância da lógica, mas valorizando o passado da ciência para justificar o papel epistêmico da comunidade científica e para descrever os períodos de ciência normal e de ciência revolucionária. Nos parece nítido, entretanto, que existam aspectos da atividade científica sobre os quais ambos concordaram: a relação tripartite, pelo menos superficialmente. Kuhn também descreve, ao analisar o passado da ciência, que não existe falseamento, e ele jamais utilizaria esse termo, sem a existência de uma teoria alternativa, que passará a ocupar a posição da teoria falseada. Tal posição nos parece bastante clara em Kuhn, especialmente por citações como a que apresentamos a seguir.

Tal como um carpinteiro que em seu ofício não se pode desfazer de sua caixa de ferramentas só porque ela não contém o martelo certo para fixar um prego em particular, o cientista não pode descartar a teoria estabelecida em razão de uma inadequação observada. Ao menos não até que surja outro meio de realizar sua tarefa. Na prática científica, os problemas efetivos de confirmação sempre envolvem a comparação de duas teorias entre si e com o mundo, e não a comparação de uma única teoria com o mundo. Nessas comparações triplices, a medição apresenta uma vantagem peculiar [3].

Imre Lakatos, em diálogo crítico com o falsificacionismo popperiano, apresenta a história da ciência enquanto competição entre Programas de Pesquisa, fazendo uma distinção mais refinada entre as instâncias de rejeição e refutação. Nos ressalta em sua proposta a ênfase dada para a coexistência entre Programas de Pesquisa e anomalias, afastando-se radicalmente de qualquer abordagem ingênua de falseamento. Lakatos busca desfazer parte da confusão existente entre leitores e comentadores da obra de Popper fazendo distinções entre classes de falseacionismos: Ingênuo, sofisticado e metodológico. O que descrevemos acima seria expressão do enunciado ingênuo, que, definitivamente, não corresponde ao pensamento Popperiano.

Muitas são as citações que corroboram, em Lakatos, a relação tripartite, entre teorias distintas

e a observação empírica, em que ocorre o falseamento e as competições entre diferentes Programas de Pesquisa. Ele se aproxima, todavia, mais de Kuhn e de Duhem do que de Popper, por visualizar o caráter metodológico da utilização da história da ciência, tal qual enfatizado na citação abaixo.

Nenhuma experiência, nenhum relato experimental, nenhum enunciado de observação ou hipótese falseadora de baixo nível bem corroborada pode levar sozinha ao falseamento. Não há falseamento antes da emergência de uma teoria melhor. Mas nesse caso o caráter distintamente negativo do falseacionismo ingênuo desaparece; a crítica torna-se mais difícil, e também positiva, construtiva. Mas é claro que, se depender da emergência de teorias melhores, da invenção de teorias que antecipam fatos novos, o falseamento não será simplesmente uma relação entre a teoria e a base empírica, mas uma relação múltipla entre as teorias concorrentes, a “base empírica” original e o crescimento empírico resultante da competição. Pode dizer-se assim que o falseamento tem “caráter histórico” [4].

As breves citações acima tiveram por intuito mostrar a convergência entre as concepções de Popper, Kuhn e Lakatos sobre a natureza tripartite do falseamento na ciência. Aspecto ainda mais importante é realçar como tal posição já foi elaborada mais de 50 anos antes de seus trabalhos por Duhem. Sua concepção de história da ciência, elaborada no contexto do debate com Poincaré, se apresenta como um meio termo, que busca evitar incorrer em dogmatismo e, ao mesmo tempo, em um modelo empirista de conhecimento. Em linhas gerais podemos classificar sua visão sobre a história da ciência como continuísta, teleológica, cumulativa e convergentista para a verdade. Em Duhem temos que a análise lógica e o método experimental são instâncias insuficientes para explicar a escolha racional entre teorias científicas. Ele apresenta, então, a relação tripartite como substituição à dicotômica entre teoria e observação, assim como também já ressaltava a distinção entre as etapas da rejeição e da refutação.

Tal aspecto metodológico pode ser inferido como um corolário de sua tese da impregnação teórica de todo e qualquer dado experimental. Uma vez que não existe, segundo Duhem, rejeição de proposições isoladas, mas apenas de teorias como um todo, um sistema teórico, com sua

complexidade intrínseca, não é racionalmente rejeitado e descartado pelo cientista enquanto não houver outro sistema superior.

De um ponto de vista lógico, o princípio formulado por Carnot é incontestável; uma teoria física formalmente contradita por um fato bem estabelecido é uma teoria que seria absurdo defender; mas a história da ciência é tecida com os relatos das violências que este princípio sofreu; o espírito humano possui uma tal necessidade de agrupar os fatos da experiência em uma teoria que ele recusa sempre a abandonar um sistema contradito pela observação; ele multiplica as estratégias, os subterfúgios, as falsas explicações para contornar ou dissimular a objeção, preferindo manter uma teoria falsa do que ser condenado, abandonando-a, ao caos do empirismo. Se se decide rejeitar a hipótese controversa, é somente quando outra hipótese, mais geral, mais ampla, permitiu agrupar, em uma mesma síntese, os fatos que já se podia explicar, bem como aqueles que, até o momento, permaneciam inexplicados. Refutar uma ideia falsa de nada serve se não se proclama, ao mesmo tempo, a ideia correta que deve substituí-la [5].

Estabelecido esse contato entre Duhem, Popper, Kuhn e Lakatos, oferecemos nas próximas seções uma breve análise histórica da metodologia tripartite, onde buscamos verificar a relação entre teorias distintas e o “lugar epistêmico” ocupado pelos testes empíricos. O exemplo extraído é parte do desenvolvimento da cosmologia relativística, amadurecida após os modelos cosmológicos de Einstein, Friedmann e Lemaître, a qual chamaremos de Cosmologia Científica,² seguindo a notação utilizada por alguns pesquisadores em história e filosofia da Cosmologia, tais como Rodrigues (2023) [6], Merleau-Ponty e Morando (1976) [7] ou Koyré (1991) [8].

Nessa área existiam dificuldades muito peculiares que se apresentaram às primeiras tentativas de elaborar testes empíricos acerca da geometria e dinâmica do universo. De fato, ocupamos uma

porção ínfima desse grande sistema, atuamos e exercemos influência ativa em uma porção absolutamente reduzida se considerarmos esse sistema, que chamamos de universo, como um todo. A elaboração de modelos teóricos de universo certamente não ocorreu com o auxílio de testes empíricos preexistentes. A Cosmologia Científica parte da tese epistemológica de que a Relatividade Geral descreve a relação entre matéria e geometria do universo, de onde Einstein e Friedmann conceberam seus modelos de universo estático e dinâmico, respectivamente.

Em geral, há uma variedade de razões pelas quais o teste de uma teoria está longe de ser um procedimento simples. Não é necessário dizer que quanto mais longe do observador a informação chega, mais possibilidades existem para questionar os dados. Teorias relacionadas à astronomia extragaláctica e à cosmologia em particular, são, pela sua própria natureza, extremamente difíceis de serem submetidas a simples testes observacionais. Contudo, a diferença nesta área entre a cosmologia e as outras ciências é de grau, não de princípio [9].

Apenas algumas décadas após a elaboração dos modelos de universo citados acima, surgiram as primeiras elaborações de possíveis experimentos cosmológicos. Nos anos após a Segunda Guerra Mundial as diferentes teorias cosmológicas se colocaram em continuidade com o modelo de universo de Friedmann e com a lei de Hubble-Lemaître. Destacamos a existência, nesse período, da teoria do Estado Estacionário e da teoria do *Big-Bang* que, de diferentes formas, dividiam opiniões entre físicos e astrônomos.

3 Quasares no centro dos experimentos em Cosmologia

Muitos são os trabalhos que descrevem a descoberta da radiação cósmica de fundo, realizada por Penzias e Wilson em 1964 [10], como a primeira verificação empírica capaz de atuar decisivamente na disputa entre os dois modelos cosmológicos mais importantes da segunda metade do século XX: o *Big-Bang* (Gamow, Alpher e Hermann) e o Estado Estacionário (Hoyle, Bondi e Gold), uma vez que sua existência foi prevista nos trabalhos do primeiro trio, mas ignorada pelo segundo [10].

²Em Rodrigues (2023) [6] há uma descrição detalhada sobre como historiadores divergem acerca do momento histórico mais apropriado para demarcar o suposto nascimento da Cosmologia enquanto ciência. Alguns citam o trabalho de Einstein, outros a detecção da Radiação Cósmica de Fundo (1965), outros apontam o período do Renascimento ou até a Grécia de Aristarco. Seguimos Kragh em apontar o trabalho de Einstein de 1917 como marco em que a Cosmologia passa a se tornar uma área da pesquisa científica.

O universo realmente começou no *Big-Bang*, ou houve uma fase de contração anterior - um *Big Crunch* - que levou à altas temperaturas e densidades? O universo continuará a se expandir para sempre ou acabará entrando em colapso em um buraco negro? A criação do universo envolve elementos da teoria quântica de uma forma fundamental? Essas ideias agora dominam o pensamento físico. Que os cientistas consideram tais questões dignas de investigação séria é, em grande parte, uma consequência da descoberta da radiação cósmica de fundo, que transformou a cosmologia em uma ciência empírica [11].

Tal contribuição foi, de fato, importante para a consolidação do modelo de universo evolutivo, mas não única. Consideramos que a característica mais fundamental do Universo não se revelou a partir dessa descoberta, mas outra, ocorrida no mesmo período, mas que não recebe a mesma ênfase por parte de manuais em história da Cosmologia.³ A descoberta dos quasares (*quasi stellar radio sources*) nos revelou que o Universo é um sistema físico dinâmico, suas características e seu aspecto atuais são diferentes daqueles que apresentava no passado e, com boas razões, acreditamos que serão diferentes no futuro.

Antes de prosseguirmos, devemos reforçar o cuidado que deve ser tomado com a utilização de episódios isolados da historiografia científica como verificação de hipóteses filosóficas. Em particular, muitos são os autores que já alertaram para o cuidado que devemos ter ao invocar os chamados “experimentos cruciais” [4, 12, 13]; e não queremos elevar a importância da descoberta dos quasares a esse status. É a soma de contribuições independentes, poderes explicativos e preditivos e diversos outros componentes que levam a comunidade científica a escolher entre uma teoria em detrimento de outra [14]. Buscamos, por meio deste ensaio, justificar a importância dos quasares no debate cosmológico, ainda que outros componentes teóricos e empíricos também tenham sido importantes no interior do mesmo debate.

A descoberta da distribuição espacial dos qua-

sares contribuiu para fortalecer a teoria do *Big-Bang* e enfraquecer a teoria do estado Estacionário. Os quasares estão entre os objetos mais antigos do universo e, portanto, uma distribuição homogênea dos mesmos pelo espaço seria um importante suporte empírico para a hipótese de um universo espacialmente infinito e materialmente homogêneo e estacionário. Por outro lado, a presença de tais objetos, majoritariamente, nas regiões mais distantes, se configura um suporte empírico para a hipótese de um universo dinâmico e evolutivo, uma vez que os componentes do universo primordial se concentram atualmente nas regiões mais distantes que podemos alcançar, fenômeno que se explica pela expansão espacial sofrida pelo mesmo ao longo do tempo, ou seja, por sua evolução.

Tanto a teoria do *Big-Bang* quanto a do Estado Estacionário são, em uma leitura Lakatosiana, parte do desenvolvimento do Programa de Pesquisa de Friedmann-Lemaître, uma vez que partilham de um núcleo em comum [15]. Na investigação historiográfica da cosmologia torna-se particularmente sutil a investigação do lugar ocupado pelas contribuições empíricas, uma vez que os modelos de Einstein, De Sitter, Friedmann e Lemaître não analisam nem, tampouco, apresentam quaisquer dados empíricos para corroborar seus modelos de universo, são essencialmente trabalhos matemáticos sobre soluções das equações de campos relativísticos. Antes do desenvolvimento da radioastronomia e, conseqüentemente, do estudo dos quasares e outras fontes de rádio, a controvérsia entre os dois modelos cosmológicos recebia pouquíssimas contribuições empíricas, e mesmo assim estas eram dispersas e inconclusivas.

A principal característica dos vários testes observacionais foi a impossibilidade de discriminar claramente entre as duas teorias cosmológicas. Alguns dos testes favoreceram cada uma delas, mas nenhum deles esteve sequer perto de atuar crucialmente. Ainda não incluímos medições radioastronômicas, embora estes já tivessem entrado no debate cosmológico em meados da década de 1950. A radioastronomia foi capaz de determinar a questão de uma maneira muito mais direta e inequívoca do que as outras tentativas anteriores de teste. Em certo sentido foi a radioastronomia que resolveu a controvérsia cosmológica no que diz respeito às evidências observa-

³Tanto Brush (1992) [11] quanto Kragh (1996) [9] aparentam abordar a descoberta da RCF como evento muito mais decisivo do que a descoberta dos quasares enquanto corroboração da Teoria do *Big-Bang*. Acreditamos, por outro lado, que o aspecto evolutivo do Universo (uma vez que a distribuição de quasares pelo espaço varia com o passar do tempo) tenha ocupado um lugar epistêmico mais relevante do que a descoberta da RCF para a Cosmologia.

cionais [9].

Duhem consideraria natural e até previsível que a preparação e elaboração de experimentos sofisticados e reproduzíveis venha a ocorrer após o amadurecimento de duas teorias distintas, onde os resultados empíricos atuam mais como instância de escolha do que de criação de uma teoria física. Sua metodologia valoriza aspectos lógicos e também históricos. Em Popper encontramos a valorização da lógica, já em Kuhn se sobressai a importância da história da ciência. Lakatos faz uma tentativa de conciliação entre ambas. Todos combatem, de diferentes maneiras, uma concepção ingênua de indução. A leitura da história da cosmologia nos revela duas teorias distintas tanto em aspectos lógicos quanto em conteúdo empírico.

4 As primeiras detecções de fontes de rádio no universo

As galáxias emitem energia de diferentes formas, muitas delas se caracterizam como origens não-estelares, o que levou os astrônomos, especialmente na segunda metade do século XX a cunhar alguns termos para designar diferentes formas de detecção. As galáxias ativas apresentam diversas aparências, consequência de variadas formas de radiação que emitem para o espaço. Dentre as galáxias ativas podemos citar, além dos quasares, as radiogaláxias e as galáxias Seyfert. Os quasares são os mais luminosos objetos celestes que emitem energia de forma estável. Há fortes indícios de que sejam galáxias com buracos negros ativos em seus respectivos centros [16]. Quando descobertos, em 1961, chamaram a atenção pela emissão de radiação no intervalo de frequências das ondas de rádio, com aparência ótica de estrelas azuis.

Os quasares são objetos extremamente compactos e luminosos, emitem mais energia do que centenas de galáxias como a nossa. Emissão que equivale, aproximadamente, à de um trilhão de Sóis. Dados modernos confirmam que são intensas fontes de rádio e se afastam a imensas velocidades,⁴ acompanhando a expansão do Universo.

⁴Os quasares mais distantes apresentam velocidade de recessão de até dez por cento da velocidade da luz, em nosso referencial.

De uma estranheza inicial, as detecções independentes dessas grandes velocidades de afastamento revelaram que tão exóticos objetos celestes poderiam ser utilizados no efervescente debate cosmológico ocorrido na década de 1960.

As detecções de diferentes radiações eletromagnéticas vindas do espaço, inicialmente do Sistema Solar, se multiplicaram após a segunda guerra mundial. No ano de 1946, o cientista Robert Henry Dicke detecta emissões de micro-ondas vindas da Lua. Após 10 anos temos registros vindos do Laboratório de Pesquisa Naval em Washington que relatam detecção de micro-ondas vindas de Vênus, reforçando as já existentes suspeitas de um grande efeito estufa na atmosfera do Planeta. Os primeiros mapeamentos em busca de fontes de rádio realizados entre 1942 e 1945 destacaram particularidades incomuns na constelação de Cisne. Stanley Hey detecta uma estranha “mancha” na constelação, batizada como *Cygnus A*, que não revelou nada na região visível do espectro eletromagnético. Inicialmente termos como “radiofones” ou “rádio estrelas” foram usados indistintamente. Martin Ryle, com um grupo de colaboradores em Cambridge, identifica inicialmente cerca de 50 fontes de rádio na década de 1950. O número rapidamente aumenta para cerca de 450 quando publicam a Terceira Lista de Fontes de Rádio.

Até mesmo o nosso Sol é uma modesta fonte de rádio. Em 1958 os astrônomos de Cambridge detectam emissão da mesma radiação oriunda da anã-vermelha UV Ceti, provavelmente a primeira fonte de rádio detectada além do nosso Sistema Solar. Na década de 1960 podemos citar as fontes de rádio 3C48, estudada por Sandage, a dupla fonte de rádio conhecida por 3C273, descoberta por Cyril Hazard, além de 3C196 e 3C286, descobertas no mesmo período. Em 1964 o físico Hong-Yee Chiu, que trabalhava em Princeton sugere que seria impreciso chamar tais objetos de estrelas e cunha o termo *quasi-stellar sources*, expressão que rapidamente se transformou em “quasar”.

Esses misteriosos objetos, que emitem ondas de rádio, rapidamente se revelaram os corpos astronômicos de mais altos *redshifts*. Os desvios espectrais causados pelo efeito Doppler, uma vez aferidos, tornam-se medidores de velocidades radiais. Por um lado, devemos considerar que, ao

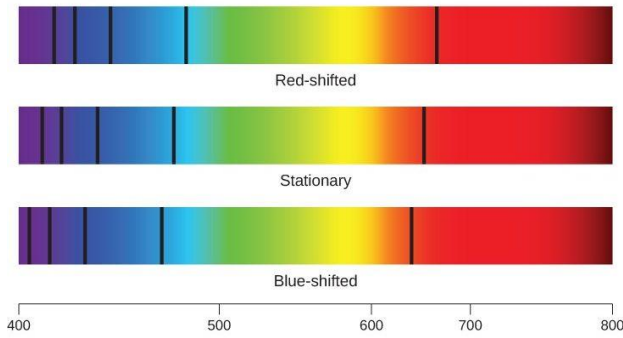


Figura 1: Exemplo de desvios espectrais causados pelo efeito Doppler, o espectro de absorção é deslocado para a região do vermelho quando há afastamento entre fonte e observador e deslocado para a região do azul quando há aproximação entre ambos. Crédito: ESA/Gaia/DPAC.

longo do século, houve astrônomos que interpretaram os *redshifts* astronômicos sem vinculá-los a movimentos relativos entre os astros [17]. Por outro, desde o início do século XX essa interpretação fez parte de importantes trabalhos pioneiros da moderna cosmologia [18, 19]) e, portanto, por mais que não fosse uma leitura tão hegemônica como atualmente, a medida de desvios Doppler cosmológicos adquiriu uma importância empírica para o desenvolvimento da área.

A interpretação dos *redshifts* observados em termos de velocidades radiais foi aceita pela maioria dos cientistas, mas também houve quem a negasse e defendesse interpretações alternativas que não envolviam um universo em expansão. Durante a década de 1930, sugestões de alternativas sem expansão eram comuns; no entanto, embora muitos astrônomos estivessem dispostos a considerar o universo em expansão não mais do que uma hipótese, os esquemas alternativos falharam em obter apoio geral [9].

A medição dos *redshifts* dos quasares (Figura 1), combinada com a utilização da lei de Hubble-Lemaître é um importante instrumento, ainda que não definitivo, para a determinação da distância desses objetos. A medida dos comprimentos de onda de uma fonte em repouso (λ_r) e da mesma em movimento radial de afastamento (λ_a) nos permite definir a grandeza conhecida como parâmetro de *redshift* (z), que mede a diferença relativa entre os dois valores,

$$z = (\lambda_a - \lambda_r) / \lambda_r. \quad (1)$$

A expressão relativística para o efeito Doppler-Fizeau [16] nos permite determinar o valor de

z diretamente da velocidade radial de afastamento/aproximação de uma fonte de radiação em relação à Terra pela expressão

$$z = \sqrt{(1 + \beta) / (1 - \beta)}, \quad (2)$$

onde $\beta = v/c$; v representa a velocidade de afastamento de uma fonte c é a velocidade da luz no vácuo.

Lembramos, por fim, que a expressão da lei de Hubble-Lemaître relaciona a mesma velocidade de afastamento, citada acima, com a distância que a fonte se encontra de nós. A combinação, portanto, de descobertas quase simultâneas, permite relacionar os desvios espectrais de objetos cosmológicos com suas distâncias. Os resultados dos desvios espectrais, aplicados aos quasares, revelaram as imensas distâncias e enormes velocidades radiais desses objetos. Mesmo para 3C273, um dos quasares mais próximos, $z \sim 0,16$ sua velocidade se revelou ser aproximadamente 40.000 quilômetros por segundo, e uma distância superior a 2 bilhões de anos-luz.

Um dos quasares de maiores distâncias já detectado foi designado por 0313-1806, com $z \approx 7,64$ encontrado à incrível distância de mais de 13 bilhões de anos-luz. Tais objetos, para serem detectados a distâncias tão grandes, são pelo menos centenas de vezes mais luminosos do que galáxias como a nossa, apesar de apresentarem reduzido volume em seu núcleo. Como a luz viaja a uma velocidade finita pelo espaço, observar um objeto a 13 bilhões de anos-luz significaria, em um universo estático, observar uma região do universo há 13 bilhões de anos atrás. Em um universo dinâmico, existe a dificuldade adicional de considerar a própria expansão do espaço enquanto a luz se propaga entre a fonte e o observador. Ainda assim, a observação de objetos, como 0313-1806, revel aspectos de um universo jovem, primordial.

Duhem é certamente um dos autores a evidenciar a “impregnação teórica” nos experimentos científicos. Sua leitura chama a atenção dos astrônomos para a sutil diferença entre medir desvios espectrais e interpretá-los como causados pelo efeito Doppler. Muito mais enfaticamente do que os grandes filósofos da ciência posteriores, sua formulação do conceito de “Teoria Física” explicita a inexistência de experimentos neutros ou supostamente imparciais.⁵

⁵Ainda que não traga exemplos extraídos diretamente

Um experimento em Física é a observação precisa de um grupo de fenômenos acompanhada da interpretação desses fenômenos. Tal interpretação substitui os dados concretos realmente recolhidos pela observação por representações simbólicas e abstratas que lhe correspondem em virtude das teorias admitidas pelo observador [12].

Duhem nos convida a observar que existe uma distinção entre a observação dos deslocamentos espectrais e a conclusão de que as galáxias estão se afastando de nós. É a teoria quem faz essa conexão. Outra discussão análoga que podemos elaborar é que a medida dos movimentos galácticos de expansão não implique imediatamente em uma expansão do Universo. Martin Ryle reconheceu a particularidade do aumento da quantidade de quasares a distâncias maiores [20]. O número de tais objetos é muito reduzido se considerarmos distâncias menores que um bilhão de anos-luz. Ele percebeu que essa estatística poderia apresentar implicações cosmológicas de primeira importância. As duas principais alternativas cosmológicas: teoria do *Big-Bang* e do Estado Estacionário, desde suas primeiras formulações na década de 40 poderiam admitir movimentos de expansão e afastamento das fontes de rádio. O que diferencia suas previsões está na distribuição espacial de tais objetos, de modo especial naquilo que vão dizer a respeito ao chamado Princípio Cosmológico.

5 Modelo de Universo segundo a teoria do Estado Estacionário

O Princípio Cosmológico é uma tese que foi incorporada à teoria do Estado Estacionário e que passou por algumas modificações ao longo do tempo. Na busca por suas raízes podemos regressar ao chamado “Princípio da localidade” ou “Princípio de Copérnico”. Trata-se da crença, ainda que muito bem fundamentada, de que não ocupamos algum lugar privilegiado no Universo. A primeira versão deste princípio é atribuída a Milne em um trabalho de 1933, que enuncia que o universo contém, em decorrência da necessidade da reprodutividade das leis físicas, a mesma den-

sidade de estrelas, não importa para qual direção olhemos.

A diferença entre o Princípio Cosmológico e o Princípio Cosmológico Perfeito, formulado por Bondi e Gold em 1948 (dois dos três proponentes da teoria do Estado Estacionário) é o acréscimo de que o universo não seja apenas homogêneo e isotrópico, mas também permaneça o mesmo com o passar do tempo. A exposição do tema, feita pela dupla naquele ano, foi apresentada num artigo intitulado *The steady-state theory of the expanding universe*. Logo nas páginas iniciais do texto, a dupla utiliza a necessidade da repetibilidade dos experimentos científicos como legitimação da formulação do Princípio Cosmológico Perfeito. Os autores não ambicionavam demonstrar tal princípio, o que não seria possível, mas corroborá-lo, tanto por argumentos metodológicos quanto por observações empíricas.

Essa combinação do princípio cosmológico usual e do postulado estacionário chamaremos de princípio cosmológico perfeito, e todos os nossos argumentos serão baseados nele. Postula-se que o universo seja homogêneo e estacionário em sua aparência em grande escala, bem como em suas leis físicas. Não afirmamos que esse princípio deva ser verdadeiro, mas dizemos que, se não for válido, a escolha da variabilidade das leis físicas torna-se tão ampla que a cosmologia não é mais uma ciência [21].

A adesão, mesmo que metodológica ao que parece, ao Princípio Cosmológico Perfeito, gera uma importante distinção entre o modelo de um universo homogêneo em grande escala e o cenário de um universo dinâmico, em evolução com o passar do tempo. Nesse ponto da controvérsia, alcançado no início da década de 1960, alguns testes empíricos se tornaram possíveis. Em paralelo com o desenvolvimento da cosmologia, e de maneira não completamente independente, as primeiras fontes de rádio foram detectadas e seus desvios espectrais medidos. Curiosamente, foram os objetos que apresentaram os maiores *redshifts*, o que os colocou entre os objetos mais distantes no universo.

Por que essas singulares fontes de rádio se encontram apenas a grandes *redshifts*? De acordo com o Princípio Cosmológico Perfeito, deveríamos esperar que tais objetos estivessem esparhamados homogeneamente a diferentes distâncias

da Cosmologia, Duhem utiliza o exemplo da passagem de uma corrente elétrica que sensibiliza a agulha de um amperímetro analógico. O que, de fato medido, consiste no desvio de uma agulha, e não na passagem de uma corrente elétrica [12].

de nós. No modelo do *Big Bang*, por outro lado, o universo apresentaria sua evolução ao longo do tempo. Na medida em que se expande e se resfria, o modelo prevê que sua estrutura e composição interna se modifiquem. Os quasares seriam, portanto, objetos característicos do universo “jovem”, típicos de seus primeiros bilhões de anos. Medições mais precisas e refinadas seriam, portanto, elementos empíricos que poderiam auxiliar na comparação entre as condições explicativas e preditivas dos dois modelos cosmológicos.

6 Distribuição dos Quasares em um Universo em expansão

No ano de 1953 os astrônomos Walter Baade e Rudolph Minkowski, que trabalhavam nos observatórios de Monte Wilson e Palomar, respectivamente, apresentaram uma importante confirmação empírica, desvendando a natureza de uma conhecida fonte de rádio, chamada *Cygnus A*. Sua localização não apenas se revelava extragaláctica como também se mostrou ser o produto da colisão entre duas galáxias preexistentes.

Na escala de tempo cósmica, as colisões de galáxias são um fenômeno bastante frequente nos ricos aglomerados de galáxias. No que diz respeito às estrelas dos sistemas em colisão, tal colisão é absolutamente inofensiva. A distância média entre duas estrelas é tão grande que as duas galáxias penetram uma na outra sem quaisquer colisões estelares. A situação é muito diferente para o gás e a poeira incorporados nos dois sistemas. Devido aos caminhos livres muito mais curtos das partículas de gás e poeira, a colisão das duas galáxias significa uma colisão real do gás e da poeira incorporados, que são aquecidos a temperaturas muito altas, uma vez que as velocidades de colisão variam de centenas a milhares de quilômetros por segundo. É óbvio que este comportamento do gás e da poeira proporciona um belo teste à nossa hipótese de que as duas galáxias que identificamos com a fonte de rádio *Cygnus A* estão na verdade em colisão; pois deveríamos esperar um espectro muito incomum para a nossa nebulosa [22].

Uma vez que a natureza das fontes de rádio começava a se revelar, observamos uma atuação mais direta de Martin Ryle e a relação entre esse episódio e a relação tripartite proposta por Duhem. No mesmo período em que se ama-

durem dois modelos cosmológicos, uma melhor compreensão dos quasares e de demais fontes de rádio extragalácticas leva a indícios de que o universo em larga escala é, atualmente, diferente do que foi no passado. Resultados empíricos atuam, portanto, mais como instrumentos de comparação entre os modelos do que como ferramentas de formulação de qualquer modelo teórico.

Em 1955, temos a publicação do artigo intitulado *The spatial distribution of radio stars* de Martin Ryle, onde aponta que a distribuição das fontes de rádio no universo como um critério de escolha entre os dois grandes modelos cosmológicos. Nesse texto observamos a citação direta ao modelo do Estado Estacionário e indireta aos modelos de “universo evolucionário”. Reforçando a posição dos dados empíricos na relação tripartite, como critério racional de decisão entre modelos teóricos.

Se esta interpretação estiver correta, as observações fornecem evidências claras de que as regiões distantes diferem daquelas na vizinhança da Galáxia; tal resultado é incompatível com as previsões das teorias de estado estacionário da cosmologia propostas por Bondi e Gold e Hoyle, mas pode ser interpretado em termos de teorias evolucionistas. [20]

Num artigo de 1961, escrito em coautoria de W. Clarke, observamos que Ryle aponta a existência de diferentes modelos cosmológicos. Invoca o modelo de universo dinâmico como o universo concebido por Einstein – De Sitter, de onde deriva o futuro modelo do *Big-Bang*, além de reconhecer a presença de tantos outros. O que nos chama mais a atenção, entretanto, é que o artigo se propõe apenas a mostrar como as observações cosmológicas e, em particular, a distribuição dos quasares, preferencialmente a grandes distâncias, se opõe ao modelo do estado Estacionário. Nos parece que Ryle se mostra particularmente determinado a “derrotar” o modelo do Estado Estacionário, mais do que alcançar qualquer outro objetivo. Abaixo extraímos citação de seu texto de 1961.

Nenhuma tentativa foi feita aqui para fornecer uma explicação para as observações em termos de um modelo alternativo e é evidente que a introdução das mudanças evolutivas que parecem ser necessárias tornará difícil a seleção de um modelo único. Estas observações parecem, no

entanto, fornecer provas conclusivas contra o modelo de estado estacionário [23].

Mais do que desvendar a natureza dos quasares, os mesmos passam a revelar, neste período, como podem contribuir também para o debate cosmológico, aumentando o interesse de diversos astrônomos pelos mesmos, especialmente no que diz respeito à disputa entre os dois grandes modelos cosmológicos.

A descoberta de quasares com seus grandes desvios para o vermelho e correspondentes emissões de radiação visível e ondas de rádio sem precedentes gerou uma ampla gama de investigações observacionais e teóricas, bem como uma infinidade de conferências, em particular a série de Simpósios do Texas sobre Astrofísica Relativística e Cosmologia. Motivados pela possibilidade de estender a relação de Hubble a desvios para o vermelho mais altos e determinar o valor da constante de desaceleração, q_0 , por anos houve uma intensa competição para encontrar os maiores desvios para o vermelho [24].

Muitos foram, portanto, os astrônomos que relacionaram os enormes *redshifts* dos quasares com a expansão do universo. A natureza e a distribuição destas exóticas fontes de rádio pelo espaço passou a ocupar lugar central na controvérsia entre os diferentes modelos cosmológicos que já vinham sendo elaborados, ainda que carecessem de confirmação empírica mais robusta.

7 Confirmações independentes e as implicações cosmológicas

Entre 40 e 50 anos após os primeiros trabalhos de Einstein e Friedmann emerge o período com as maiores e mais robustas confirmações empíricas na cosmologia. Dentre elas devemos incluir a abundância de elementos químicos, as medições da radiação cósmica de fundo e, como destacamos ao longo de todo esse ensaio, a distribuição de quasares pelo espaço. As sutilezas históricas nos mostram nuances que podem, muitas vezes, não ficar claras em um olhar mais superficial. De início houve confusões entre termos como rádio galáxias, rádio fontes e quasares. A maioria das galáxias que conhecemos possui *redshift* abaixo de 0,2. Quase todas essas galáxias estão locali-

zadas dentro de uma esfera de raio 1200 Mpc.⁶ Se os quasares participam da expansão do Universo, seus enormes *redshifts* e brilhos aparentes indicam que são os objetos mais luminosos e mais distantes do universo observacional. [25]. Em um interessante artigo de 1966, Sciama e Rees, antigos defensores do estado estacionário, apresentam o que consideram o mais decisivo argumento contra essa teoria: “o objetivo deste relatório é apontar que as recentes medições dos desvios para o vermelho dos quasares fornecem a evidência mais decisiva obtida até agora contra o modelo do estado estacionário do universo” [26].

Se a distribuição dos quasares pelo espaço é indicativa de um universo dinâmico e evolutivo, a distribuição dos quasares é, ao mesmo tempo, um experimento empírico cosmológico. Desde o trabalho de Sciama e Rees, esses objetos cosmológicos de características tão peculiares continuam sob as lentes dos astrônomos, dadas as possibilidades de revelarem aspectos importantes acerca da evolução do universo em diferentes momentos de sua história. Reforçamos ao longo desde ensaio que a inhomogeneidade dos quasares no espaço e, não menos importante, no tempo, são evidências muito fortes contra o Princípio Cosmológico Perfeito e, conseqüentemente, contrárias ao modelo do Estado Estacionário.

Grande parte do atual cenário cosmológico que conhecemos passou a se revelar à ciência apenas no início do século XX. A existência de outras galáxias é uma hipótese que ganha força após as medidas de velocidades radiais de alguns desses astros por Vesto Slipher (1917) [18] e o artigo de Hubble (1923), ao apresentar uma estimativa para a distância até a nebulosa de Andrômeda. Trabalhos anteriores não apresentavam a força dos argumentos empíricos e mesmo tais trabalhos não pretendiam se tornar argumentos definitivos. No artigo de 1931 [19], Hubble e Humason apresentam uma relação empírica entre distância e aparente velocidade de recessão sem tirar conclusões sobre as “implicações cosmológicas” de seu trabalho, cientes da existência de uma nascente controvérsia de natureza cosmológica e dos impactos que seriam causados pela recente relação empírica, que, em 2018, passou a ser chamada

⁶1 Mpc representa a unidade de distância mega-parsec, que equivale a um milhão de parsecs. Cada parsec equivale, aproximadamente, a 3,2 anos-luz de distância.

de Lei de Hubble-Lemaître, pela União Astronômica Internacional. É nesse contexto que devemos inserir as descobertas dos quasares e não em um anacrônico movimento em retrospectiva, analisando sua importância para a cosmologia à luz do cenário do século XXI onde a hipótese do universo em expansão se mostra relativamente bem consolidada.

Do ponto de vista tecnológico temos a construção acelerada dos imensos telescópios nos últimos 200 anos. Os efeitos da absorção luminosa em nossa atmosfera impõem a construção de telescópios no solo que operam, principalmente, no intervalo de luz visível e nas ondas de rádio. Para a detecção dos demais comprimentos de onda de origem astronômica, fomos levados a construir telescópios que operam além de nossa atmosfera. O telescópio Hubble foi o primeiro grande telescópio a entrar em operação no espaço. Posteriormente foram lançados muitos outros, como o Kepler e o James Webb, além do telescópio espacial Gaia, que recentemente forneceu seu terceiro *release* de dados, o que promete novamente revolucionar nossa compreensão da Via-Láctea e do universo como um todo, uma vez que há uma enorme quantidade de dados, obtidos com precisão inédita, a ser disponibilizada para pesquisas científicas nos próximos anos. Já no segundo *release*, o telescópio Gaia forneceu a posição e magnitude de cerca de 500 mil quasares. Apesar dos objetivos desse instrumento estarem mais direcionados a medidas na Via-Láctea, é inegável admitir as implicações cosmológicas de seus resultados, para o presente e para o futuro da astronomia como um todo.⁷

O que consideramos ser, provavelmente, o principal argumento empírico no debate cosmológico, se revela de uma maneira absolutamente bela à luz dos dados fornecidos pelo Gaia: o universo se transforma ao longo do tempo, contrariando a tese do Princípio Cosmológico Perfeito. A evidência mais concreta desta transformação em larga escala deste enorme sistema físico é a população de quasares. Ao “voltar no tempo” em observa-

⁷Para além da Cosmologia, o primeiro *release* do telescópio Gaia (2016) forneceu posições e magnitudes para mais de um bilhão de fontes luminosas, o segundo (2018) forneceu mais de um bilhão de medidas de paralaxes estelares. O terceiro, disponibilizado em duas partes (2020-2022) forneceu posições e magnitudes para cerca de 1,8 bilhão de estrelas

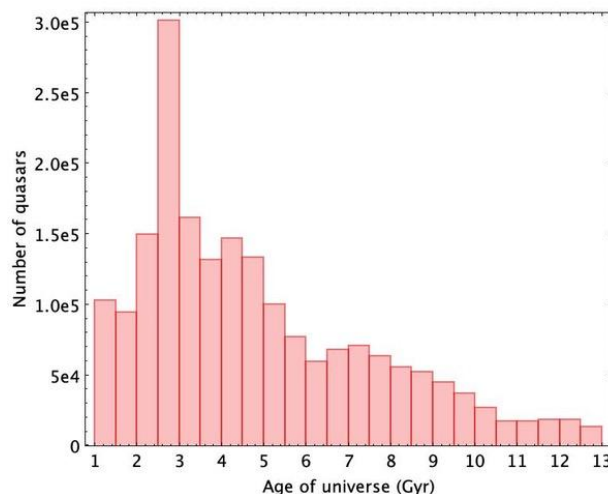


Figura 2: Histograma representativo do número de quasares existentes em função da idade do Universo (desde seu início). No eixo vertical os valores estão em unidades de 10^5 e, no eixo horizontal, a legenda representa uma escala em termos de Giga-anos (10^9 anos) desde o início da expansão do Universo. Crédito: ESA/Gaia/DPAC.

ções de alvos distantes, o Gaia nos revela que a população de quasares vem diminuindo. O gráfico apresentado na Figura 2, foi construído a partir de dados coletados pelo telescópio Gaia.

No contexto de um modelo de universo em constantes mudanças, é natural que a quantidade de quasares varie com o passar do tempo. Muitos desses núcleos ativos de galáxias se formaram no universo “jovem” e já se extinguíram. A população desses astros atingiu seu pico em, aproximadamente, 3 bilhões de anos após o *Big-Bang*.⁸ O histograma da Figura 2 nos parece trazer um argumento extremamente belo e elegante, pouco enfatizado pela recente historiografia da cosmologia: a dinâmica na população dos quasares apresenta enormes implicações cosmológicas. Os dados extraídos do terceiro *release* do telescópio espacial Gaia colocam os quasares em destaque novamente, não apenas pela questão cosmológica, mas também para uma utilidade astrométrica fundamental.

Uma outra novidade é o conteúdo extra-galático desse *release* (o terceiro). São 1,9 milhão de quasares com *redshifts* e brilhos sendo que para 60

⁸Após o *Big-Bang* ou, pelo menos, após o início da expansão do espaço-tempo, segundo modelos de universo em expansão que não creditam seu início a uma explosão há cerca 14 bilhões de anos. Num caso ou no outro, Ainda assim estamos diante de uma evidência contrária ao modelo de um cosmos constante no tempo.

mil deles foram detectadas as galáxias hospedeiras e para 15 mil delas foram determinadas características morfológicas. Além disso, foram observadas 2,9 milhões de galáxias e para 800 mil delas pudemos obter uma boa solução para o perfil de brilho e parâmetros morfológicos. As posições dos quasares observados são essenciais na materialização do *International Celestial Reference System*, que antes das observações Gaia era materializado por apenas pouco mais de 200 quasares observados em rádio [27].

Com uma quantidade muito maior e mais precisa de dados sobre as coordenadas de quasares, as informações podem se somar para construir uma base mais sólida para um sistema cosmológico de referência. Nesse sistema de referência (ICRS), os quasares são importantes parâmetros para a determinação das demais coordenadas espaciais pois, uma vez que se encontram a enormes distâncias, seus movimentos próprios podem ser desprezados. Além disso, no modelo cosmológico mais aceito, os quasares têm apenas movimentos na direção radial. As retas unindo o baricentro do sistema solar aos quasares são as direções mais “fixas” que podemos materializar e acessar nos dias de hoje (Figura 3).

Consideramos, por fim, que estamos diante de um interessante exemplo das sutis relações entre modelos teóricos, resultados empíricos e desenvolvimentos tecnológicos. O avanço nos desenvolvimentos tecnológicos nos permitiu conhecer melhor os quasares e, conseqüentemente, avaliar com melhor precisão os modelos de universo dinâmico ou estático. Um último olhar Duheni-ano para a cosmologia relativística se mostra de grande proveito, no intuito de enriquecer a análise da disputa que se sucedeu entre os modelos ao longo do século XX e que, tampouco, podemos dizer que esteja definitivamente encerrada. Duhem nos lembra que não se testa isoladamente uma teoria física, mas toda a sua estrutura, incluindo conexões entre suas partes.

Na cosmologia, houve tentativas, algumas até ad hoc, de “salvar” o modelo de universo estático, tentativas fracassadas e que não evitaram que todo o modelo acabasse por perder credibilidade ao perder seus poderes preditivo e explicativo, à medida que os astrônomos passaram a melhor conhecer a natureza dos quasares e de outros exóticos objetos cosmológicos. A noção de falseamento empírico se mostra mais apropriada

quando aplicada a estruturas teóricas mais amplas, e não a proposições simples entre duas grandezas físicas. Diversos foram os argumentos empíricos utilizados na controvérsia entre os modelos cosmológicos, antes que um seja abandonado pela maior parte dos pesquisadores envolvidos na questão.

A física não é uma máquina que se deixa desmontar. Não se pode experimentar cada parte separadamente e esperar, para ajustá-la, que sua solidez tenha sido minuciosamente controlada. A ciência física é um sistema que se deve tomar por inteiro. É um organismo que não se pode fazer operar sem que as partes mais remotas desse todo estejam envolvidas, algumas mais, outras menos, mas, em algum grau, todas. Se algo não vai bem, se algum desconforto é revelado em sua operação, é a partir do efeito produzido sobre todo o sistema que o físico tem que adivinhar o órgão que precisa ser corrigido ou modificado, sem que seja possível isolar e analisar o órgão separadamente [12].

Duhem já nos chamava a atenção, portanto, para observarmos que a historiografia da ciência não nos apresenta exemplos de falseacionismos ingênuos de proposições isoladas. As primeiras detecções dos quasares não ocorreram com a expectativa de contribuir para o debate cosmológico. Posteriormente foram bem acomodados no interior de uma estrutura teórica que prevê um universo dinâmico, que altera sua geometria e constituição com o passar do tempo. A redução no número de quasares ao longo dos últimos bilhões de anos certamente está dentre os mais fortes argumentos contra a teoria do Estado Estacionário, ainda assim foram necessários outros resultados empíricos para encaminhar uma resolução neste importante debate cosmológico.

8 Considerações Finais

A historiografia recente da cosmologia relativística nos mostra algumas das principais dificuldades e erros que se pode cometer em tentativas ingênuas e simplistas de se estabelecer uma “ordem epistêmica” entre a formulação de teorias e realização de experimentos empíricos. A impossibilidade de elaborar experimentos de abrangência cosmológica não impediu cientistas como Einstein e Friedmann de elaborar modelos de universo,

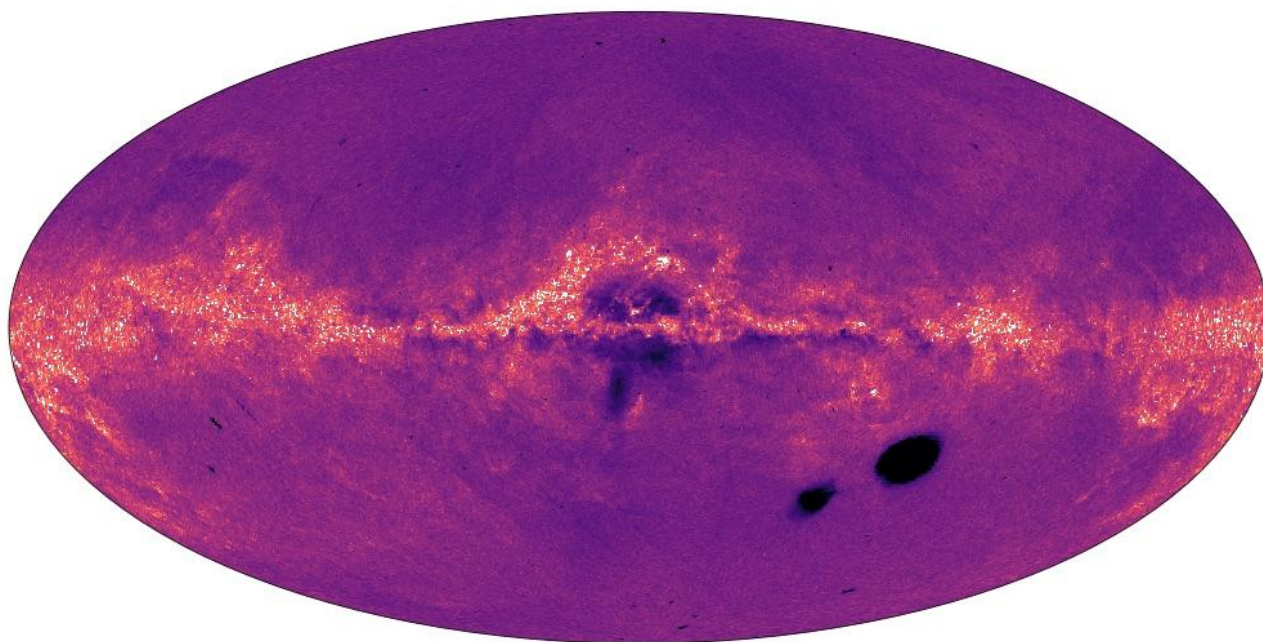


Figura 3: Distribuição de candidatos a quasares em coordenadas galácticas (*release 3*). Regiões mais escuras correspondem a maior densidade de objetos. As duas manchas escuras abaixo à direita são as regiões das nuvens de Magalhães que foram subtraídas na figura. Crédito: ESA/Gaia/DPAC.

buscar determinar sua forma e sua idade. Mesmo em linhas mais gerais, a Teoria Geral da Relatividade não foi construída sobre o “edifício” de experimentos empíricos, ainda que eles tenham importância na consolidação e credibilidade diante da comunidade científica internacional. A própria concepção de experimentos depende, em alguma medida, dos instrumentos matemáticos acessíveis ao cientista e de uma solidez conceitual teórica, que engloba valores como poder preditivo e poder explicativo. Essa dificuldade de ordem epistêmica, bem como algumas de suas consequências mais imediatas, foi apontada por Duhem ao longo de sua vasta produção intelectual.

Muitos historiadores ressaltam a descoberta da radiação cósmica de fundo em 1965, tornando-a equivalente aos criticados “experimentos cruciais” na história da ciência. Sem deixar de reconhecer a importância deste episódio como uma importante argumentação empírica do modelo do *Big Bang*, reforçamos que a distribuição dos quasares pelo universo se apresenta como uma evidência empírica extremamente importante em favor do modelo de Universo dinâmico e evolutivo, relevando aspectos de um universo jovem, que poderiam ser comparados com previsões teóricas dos diferentes modelos. Qualquer tentativa de eleger um único experimento como “crucial” no de-

bate cosmológico carece de fundamento histórico. As detecções dos quasares se configuram dentro da classe de experimentos empíricos que, desde sua concepção, são conduzidos e direcionados por modelos teóricos preexistentes, violando teses de neutralidade e imparcialidade empíricas alegadas por diferentes modalidades de empirismos ingênuos.

A importância de experimentos concebidos com o intuito de possibilitar a comparação de diferentes teorias é um aspecto muito presente na descrição Kuhniana do desenvolvimento da ciência, assim como na narrativa Lakatosiana e, em menor medida, também nos textos de Karl Popper. Nos chama a atenção, todavia, que as bases dessa relação tripartite já se encontravam, mesmo que de forma embrionária, nos trabalhos de Duhem. Ressaltamos também, à guisa de conclusão, que mesmo os mais recentes desdobramentos da astronomia observacional, munidos pelos impressionantes registros que nos foram fornecidos pelos telescópios espaciais, como o Gaia, aparentemente reforçam a tese do velho sábio francês, uma vez que aparentam reforçar, cada vez mais, os indícios de que somos parte de um universo dinâmico e evolutivo, servindo como elementos corroborativos de uma dentre duas teorias cosmológicas preexistentes, e não como elemento epis-

temológico da construção de um novo paradigma cosmológico. Como um dos principais elementos empíricos nesse grande modelo do *Big-Bang* temos os quasares, que não apenas foram importantes no período mais controverso do debate, como ainda hoje merecem destaque, com potencial de contribuir para a construção de um sistema de referência inercial e aumentar nossa compreensão acerca do Universo atual e passado.

Sobre os autores

Danilo Miranda Rodrigues (danilo.rodrigues@usp.br) é graduado em Física, mestre em ensino de Astronomia e em Filosofia pela Universidade de São Paulo, atualmente é aluno de doutorado do departamento de Filosofia da mesma instituição (FFLCH-USP), com ênfase em História e Filosofia da Cosmologia

José Raymundo Novaes Chiappin (chiappin@usp.br) é doutor em Física (USP), Filosofia (University of Pittsburgh), Economia (USP) e Direito (USP). Professor e pesquisador do Departamento de Economia (FEA-USP) além de ministrar disciplinas e orientar pesquisadores pelo Departamento de Filosofia (FFLCH-USP)

Ramachrisna Teixeira (rama.teixeira@iag.usp.br) é Professor Associado do Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia Geofísica e Ciências Atmosféricas (IAG) da Universidade de São Paulo (USP). Tem Graduação em Física pela USP, Mestrado em Astronomia pelo IAG-USP, Doutorado em Astronomia e Astrofísica pela Universidade de Bordeaux I (França) e Livre Docência pelo IAG-USP. É membro ativo do Gaia Data Processing and Analysis, atuando no grupo Extended Objects - EO - DU470.

Jojomar Lucena da Silva (jojomarls@gmail.com) é graduado em Física pela Universidade de Brasília (1999), mestrado em Física pela Universidade de São Paulo (2002). É doutor em Teologia pela Pontificia Università della Santa Croce, de Roma, e em Filosofia pela Universidade de São Paulo. Atualmente é pesquisador do programa de pós-doutorado do departamento de filosofia da Universidade de São Paulo e bolsista do CNPq. Tem experiência

na área de Filosofia e História da Ciência, com ênfase em Epistemologia.

Referências

- [1] J. R. N. Chiappin e C. Leister, *Duhem como precursor de Popper, Kuhn e Lakatos sobre a metodologia da escolha racional de teorias: da dualidade à triadidade metodológica*, *Veritas: Revista de Filosofia da PUCRS* **60**(2), 45 (2015).
- [2] K. Popper, *Textos Escolhidos*. (Contraponto, 2010).
- [3] T. S. Kuhn, *O Caminho desde a Estrutura* (Editora da UNESP, 2006).
- [4] I. Lakatos e A. Musgrave, *A crítica e o desenvolvimento do conhecimento*, *Cultrix: EDUSP* (1979).
- [5] P. Duhem, *Les Théories de la Chaleur-II. Les créateurs de la Thermodynamique*, *Revue des Deux Mondes* 380–415 (1895).
- [6] D. Rodrigues, *Uma reconstrução racional da cosmologia científica*, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Filosofia, Letras e Ciências Humanas – Universidade de São Paulo (2023).
- [7] J. M. Merleau-Ponty e B. Morando, *The Rebirth of Cosmology* (Editora Knopf, 1976).
- [8] A. Koyré, *As etapas da cosmologia científica* (Estudos de história do pensamento científico, 1991).
- [9] H. Kragh, *Cosmology and Controversy: The Historical Development of Two Theories of the Universe* (Princeton: Princeton University Press, 1996).
- [10] A. K. T. Assis e M. C. D. Neves, *History of the 2.7 K Temperature Prior to Penzias and Wilson*, *Apeiron* **2**(3) (1995). Disponível em <https://cosmology.info/apieron/pdf/v02no3/v02n3ass.pdf>, acesso em mar. 2026.
- [11] S. Brush, *How Cosmology Became a Science*, *Scientific American*. **267**(2), 62 (1992).

- [12] P. Duhem, *A teoria física: seu objeto e sua estrutura* (EdUERJ, 2014).
- [13] C. G. Hempel, *Philosophy of natural science* (Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1966).
- [14] T. S. Kuhn, *A estrutura das revoluções científicas* (Editora Perspectiva, 1997).
- [15] D. Rodrigues e J. Chiappin, *As Origens Da Cosmologia Científica: Uma Reconstrução Racional Lakatosiana*, *Revista Brasileira de História da Ciência* **17**(1) (2024).
- [16] B. W. Carroll e D. A. Ostlie, *An Introduction to Modern Astrophysics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2017), 2 ed.
- [17] H. Arp, *O universo vermelho* (Editora Perspectiva, 2001).
- [18] V. Slipher, *Nebulae*, NASA Astrophysics Data System (1917). Disponível em https://www.roe.ac.uk/~jap/slipher/slipher_1917.pdf, acesso em mar. 2026.
- [19] E. Hubble e M. L. Humason, *The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae*, *Astrophysical Journal* (1931).
- [20] M. Ryle, *The spatial distribution of radio stars*, *International Astronomical Union* 221–244 (1955).
- [21] H. Bondi e T. Gold, *The Steady-State Theory of the Expanding Universe*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **108**(3), 252 (1948).
- [22] W. Baade e R. Minkowski, *Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus A, and Puppis A.*, *Classics in Radio Astronomy* 251–272 (1954).
- [23] M. Ryle e R. W. C. Clark, *An examination of the steady-state model in the light of some recent observations of radio sources*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **122**(3), 335 (1961).
- [24] K. Kellermann, *The Discovery of Quasars and Its Aftermath*, *Journal of Astronomical History and Heritage* **17**(3), 267 (2014). [ArXiv:1304.3627](https://arxiv.org/abs/1304.3627).
- [25] E. Friaça, A.; Dal Pino, L. Sodré Jr. e V. Jatenco-Pereira, *Astronomia: uma visão geral do universo*. (EDUSP, 2000).
- [26] D. Sciamia e M. Rees, *Cosmological Significance of the Relation between Red-shift and Flux Density for Quasars*, *Nature* (1966).
- [27] R. Teixeira, *Missão Espacial Gaia*, *Cadernos de Astronomia* **3**(2), 101 (2022).

Leis de Kepler: inferindo a massa de Sagittarius A*

Mateus B. Ferreira e Adriano M. Oliveira

Instituto Federal do Espírito Santo, Campus Guarapari

Resumo

Este artigo tem como objetivo apresentar uma abordagem investigativa para o estudo dos buracos negros à luz da Mecânica Newtoniana, com uma formulação matemática desenvolvida por um estudante do ensino médio. A proposta envolve o uso de conceitos fundamentais como as Leis de Newton, Leis de Kepler e Lei da Gravitação Universal. O estudo parte de uma contextualização histórica e teórica, passando por uma breve discussão sobre a constatação científica da existência dos buracos negros, com destaque ao caso de Sagittarius A*, objeto supermassivo localizado no centro da Via Láctea. Por meio da análise orbital de estrelas próximas a esse objeto, com base em dados da literatura, usando a Terceira Lei de Kepler, estimou-se sua massa. Os dados foram tratados usando uma planilha, com isso, fomos capazes de realizar uma análise estatística. A comparação entre os resultados obtidos, a saber $(4,46 \pm 0,01) \times 10^6 M_{\odot}$, e aqueles encontrados na literatura, mostrou uma incerteza de $\approx 4\%$. Assim, evidencia-se o potencial da mecânica clássica como ferramenta introdutória no ensino de conceitos avançados em astronomia.

Abstract

This article aims to present an investigative approach to the study of black holes in light of Newtonian Mechanics, with a mathematical formulation developed by a high school student. The proposal involves the use of fundamental concepts such as Newton's Laws, Kepler's Laws, and the Law of Universal Gravitation. The study begins with a historical and theoretical contextualization, followed by a brief discussion of the scientific confirmation of the existence of black holes, highlighting the case of Sagittarius A*, a supermassive object located at the center of the Milky Way. Through orbital analysis of stars near this object, based on literature data, and using Kepler's Third Law, its mass was estimated. The data were processed using a spreadsheet, allowing for statistical analysis. The comparison between the obtained results, namely $(4,46 \pm 0,01) \times 10^6 M_{\odot}$, and those found in the literature showed an uncertainty of $\approx 4\%$. Thus, the potential of classical mechanics as an introductory tool in teaching advanced concepts in astronomy becomes evident.

Palavras-chave: buraco negro; leis de Newton; leis de Kepler; Sagittarius A*.

Keywords: black hole; Newton's laws; Kepler's laws; Sagittarius A*.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51335](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51335)

1 Introdução

Durante muito tempo a existência dos buracos negros foi considerada uma hipótese apenas matemática, pois não havia evidências observacionais que confirmassem sua realidade física. As previsões matemáticas obtidas pelo físico alemão Karl Schwarzschild (1916) [1] mostram que :

$$r = \frac{2GM}{c^2}, \quad (1)$$

sendo G a constante universal da gravitação, M a massa do corpo que gera o campo gravitacional e c a velocidade da luz [2,3]. Esse valor define o chamado raio de Schwarzschild, que representa a

menor distância a partir da qual nem mesmo a luz pode escapar, chamada de horizonte de eventos.

A ideia da existência dos buracos negros começou a mudar em 1939 com os estudos de Oppenheimer e Snyder [4]. Na ocasião eles demonstraram, a partir das equações de campo da Relatividade Geral, que estrelas, com determinada massa, colapsariam de forma irreversível, dando origem a um buraco negro.

Em 1971, Remo Ruffini e John Wheeler publicaram o artigo *Introducing the black hole* na revista *Physics Today*, o primeiro trabalho técnico que traz explicitamente o termo “buraco negro” em seu título [5]. Esse trabalho não apenas con-



Figura 1: Registro fotográfico da sombra do buraco negro M87*, realizado em 2019 pelo projeto *Event Horizon Telescope* (EHT).

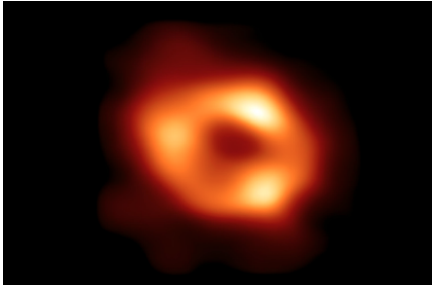


Figura 2: Registro fotográfico da sombra do buraco negro Sagittarius A*, obtido em 2022 pelo projeto EHT.

solidou o uso popular do nome, mas também destacou a mudança de paradigma que a comunidade científica vivenciava: os buracos negros deixavam de ser tratados como meras soluções matemáticas exóticas e passavam a ser encarados como objetos astrofísicos plausíveis, sujeitos à investigação observacional. A confirmação definitiva veio em 2019, com a imagem do buraco negro no centro da galáxia M87, obtida pela colaboração do *Event Horizon Telescope* (EHT),¹ mostrada na (Figura 1). Em 2022, a mesma equipe revelou a imagem do Sagittarius A*, situado no centro da Via Láctea e tema central deste trabalho, apresentada na (Figura 2).

Esse registro confirmou que a Teoria da Relatividade Geral (TRG) [6], é o modelo que melhor descreve a dinâmica gravitacional em regiões de campo intenso. A expressão das equações de campo, presentes na TRG, mostra como a matéria e a energia deformam o espaço-tempo. Assim, ao resolver as equações de campo para o vácuo em um espaço-tempo esfericamente simétrico e estático, obtém-se a métrica de Schwarzschild. Esta, por sua vez, apresenta duas singularidades: uma em $r = 0$ e a outra está apresentada em (1).

¹<https://www.haystack.mit.edu/astronomy/astronomy-projects/event-horizon-telescope/>.

Aqui, utilizando uma formulação baseada na mecânica newtoniana e usando os dados orbitais de estrelas próximas ao centro da galáxia, obteve-se um valor para massa deste de $(4,46 \pm 0,01) \times 10^6 M_\odot$, o que representa um desvio de $\approx 4\%$ dos valores encontrados na literatura [7]. A seguir vamos apresentar como esse resultado foi obtido. Para deixar o processo mais didático, apresentamos as Leis de Newton, na Seção 2, que explicam tanto a dinâmica do movimento dos corpos quanto as forças que atuam neles. Sua combinação com as leis de Kepler, apresentada na Seção 3, possibilita a obtenção de conceitos como as órbitas e períodos de corpos na nossa galáxia. Na Seção 4, apresentamos uma breve discussão sobre o buraco negro presente no centro da nossa galáxia, em seguida na Seção 5, aplicamos os dados observacionais obtidos na literatura de órbitas de estrelas próximas a Sagittarius A*, e, por fim, concluímos o trabalho com a discussão e os resultados.

2 Leis de Newton

A partir de uma fundamentação empírica e racional, Isaac Newton estabeleceu três leis que explicam o comportamento dos corpos, criando a base da Mecânica Clássica [8]. A formulação das leis que regem a dinâmica dos corpos foi desenvolvida por Newton em 1687, na obra *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*.

A primeira lei, a Lei da Inércia, estabelece que um corpo tende a permanecer em repouso ou em movimento retilíneo uniforme, a menos que uma força resultante atue sobre ele. Essa formulação rompe com a concepção aristotélica, segundo a qual um corpo só se manteria em movimento se uma força estivesse continuamente atuando sobre ele. Newton inverte esse raciocínio: a mudança de estado de movimento só ocorre se houver força resultante não nula.

A segunda lei, ou Princípio Fundamental da Dinâmica, quantifica a relação entre força e variação do momento linear, sendo expressa por:

$$\vec{F}_R = \frac{d\vec{Q}}{dt}, \quad (2)$$

onde $\vec{Q} = m\vec{v}$ é a quantidade de movimento (momento linear) de um corpo de massa m e velocidade $\vec{v}$. Para sistemas de massa constante, essa

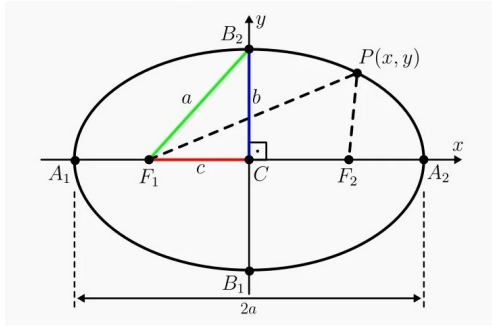


Figura 3: Representação de uma elipse com focos localizados no eixo x . O valor c indica a distância entre cada foco e o centro geométrico.

equação se reduz à :

$$\vec{F}_R = m\vec{a}, \quad (3)$$

sendo $\vec{a}$ a aceleração. Isso significa que a força resultante sobre um corpo é diretamente proporcional à sua aceleração, e atua na mesma direção e sentido dela.

A terceira lei, a Lei da Ação e Reação, diz que: a toda ação corresponde uma reação de mesma intensidade, mesma direção e sentido oposto. Essa lei reforça o caráter relacional das forças, que resultam da interação entre dois corpos.

3 Leis de Kepler

Com base nos dados coletados por Tycho Brahe, Johannes Kepler foi capaz de formular três leis empíricas que descrevem o movimento dos planetas em torno do Sol. Sua análise levou à rejeição do modelo circular das órbitas e à adoção de trajetórias elípticas [8].

A Primeira Lei de Kepler, publicada em 1609 na obra *Astronomia Nova* [9], estabelece que os planetas descrevem órbitas elípticas ao redor do Sol, com este ocupando um dos focos da elipse [10].

A elipse é uma figura plana definida como o conjunto de pontos cuja soma das distâncias a dois focos fixos (F_1 e F_2) é constante. A Figura 3 traz uma ilustração desta figura geométrica, desse modo,

$$\overline{F_1P} + \overline{F_2P} = 2a, \quad (4)$$

sendo a o semi-eixo maior da elipse. A equação cartesiana da elipse, em sua forma reduzida, é:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (5)$$

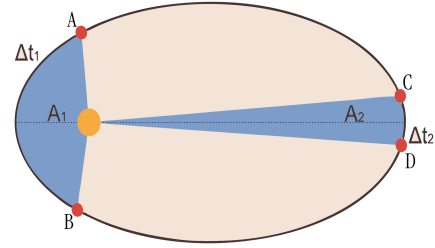


Figura 4: Em intervalos de tempo iguais, como $\Delta t_1 = \Delta t_2$, as áreas varridas pela linha que liga o planeta ao Sol são iguais, ou seja, $A_1 = A_2$.

onde b é o semi-eixo menor, x e y são os pontos pertencentes à elipse.

Outra característica da elipse está relacionada com sua excentricidade e , que mede o grau de alongamento da curva, sendo definida por:

$$e = \frac{c}{a}, \quad (6)$$

sendo c a distância do foco ao centro da elipse. Quando $c \rightarrow 0$, a elipse se aproxima de uma circunferência, e conforme $c \rightarrow 1$ a elipse se torna mais alongada e excêntrica.

A Segunda Lei de Kepler, conhecida como Lei das Áreas, afirma que: uma linha imaginária que liga o planeta ao Sol varre áreas (A) iguais em intervalos de tempos (Δt) iguais. Isso implica que a velocidade orbital de um planeta varia ao longo de sua trajetória, é maior no periélio e menor no afélio. Desse modo, sua velocidade areolar é constante, ou seja, a relação $\frac{A}{\Delta t}$ não varia. Uma representação desta lei está ilustrada na (Figura 4).

A Terceira Lei de Kepler foi enunciada em 1619 e estabelece uma relação matemática entre o período orbital T de um planeta e a distância média r entre o planeta e o Sol, dada por:

$$\frac{T^2}{r^3} = K, \quad (7)$$

Sendo K uma constante. Esta constante é determinada pela gravitação universal, lembrando-se que a lei de força da gravitação universal é

$$F = \frac{GMm}{r^2},$$

sendo G a constante gravitacional, M a massa que gera o campo gravitacional e m a massa do corpo de prova e r a distância entre esses corpos.

A partir da Lei da Gravitação Universal é possível generalizar as Leis de Kepler, unificando o

entendimento dos movimentos celestes em uma única estrutura teórica [8]. Supondo que a velocidade orbital é constante, ou seja, estamos supondo que o movimento é circular e uniforme, tem-se que

$$T = \frac{2\pi r}{v},$$

sendo v a velocidade da estrela; e por fim, a força resultante sobre o corpo de prova é centrípeta, ou seja,

$$F_{cp} = \frac{mv^2}{r}.$$

Manipulando as equações acima, observa-se que

$$M = \frac{4\pi^2 r^3}{GT^2}, \quad (8)$$

e, por sua vez, através de uma comparação direta da equação acima com a equação (7) tem-se que

$$K = \frac{4\pi^2}{GM}. \quad (9)$$

Desse modo, conhecendo o período (T) e a distância média da órbita (r), é possível determinar a massa M do corpo em questão [10].

Assim, observa-se, que partimos das Leis de Kepler e chegamos a Lei da Gravitação Universal, da mesma forma é válido afirmar que o processo inverso é possível, ou seja, podemos partir da Lei da Gravitação Universal e chegar nas Leis de Kepler.

4 Sagittarius A*

O corpo de maior massa na nossa galáxia, com cerca de $(4.28 \pm 0.10_{\text{stat.}} \pm 0.21_{\text{sys.}}) \times 10^6 M_{\odot}$, encontra-se a uma distância de $(8,32 \pm 0.07_{\text{stat.}} \pm 0.14_{\text{sys.}})$ kpc [7].² Esse objeto massivo, localizado na direção da constelação de sagittarius, é denominado: Sagittarius A* (Sgr A*). As estrelas utilizadas nesta pesquisa são aquelas que estão relativamente próximas desta estrutura.

Uma dessas estrelas, S2, se destaca por ter uma trajetória bem determinada e por fornecer dados cruciais para a análise das propriedades gravitacionais do buraco negro. Ela descreve uma órbita

elíptica excêntrica ao redor de um ponto escuro e invisível, o próprio Sgr A*, com um período de translação de aproximadamente 16 anos e uma angulação com cerca de 0,1255 segundos de arco. A precisão das medições obtidas com sua órbita, em 2016, permitiu estabelecer as melhores restrições atualmente disponíveis tanto para a massa do buraco negro quanto para sua distância em relação ao Sistema Solar [7].

Assim, a estrela S2 continua fornecendo as melhores restrições sobre a massa e a distância até Sgr A*, os erros estatísticos das propriedades citadas acima foram reduzidos pela metade em comparação com o estudo anterior [11], realizados em 2009.

Ao aplicar os valores observacionais do raio e do período na terceira lei de Kepler, obteve-se uma estimativa para a massa de Sagittarius A* em torno de $(4,46 \pm 0,01) \times 10^6 M_{\odot}$. Essa massa está concentrada a uma região extremamente compacta do espaço, o que elimina a possibilidade de se tratar de um aglomerado estelar convencional. Dessa maneira, uma explicação fisicamente plausível, de acordo com os modelos atuais, é a presença de um buraco negro supermassivo.

5 Tratamento de dados

Os dados utilizados neste artigo foram retirados do trabalho [7]. No artigo em questão, são apresentados os dados da órbita de 37 estrelas, que apresentam trajetórias elípticas em torno de um corpo massivo no centro da Via Láctea, Sagittarius A*. Esses dados estão apresentados na Tabela 1, que tem dados de período e raio da órbita, o último medido em arcos-de-segundo.

Para facilitar o manuseio dessas informações foi criada uma planilha com esses dados, onde foi feito as conversões necessárias. Primeiramente, era preciso calcular o valor do raio da órbita, pois é necessário aplicar na equação (8), que foi obtido por:

$$r = d \times \alpha, \quad (10)$$

sendo α a média do semi-eixo maior medido em segundos-de-arco que se encontram na segunda coluna da Tabela 1 e a distância usada foi 8,32 kpc [7]. Com os fatores de raio e período, aplica-se a equação (8) para obter o valor mais provável

²O parsec (pc) é uma unidade de medida usada na astronomia para medir distâncias interestelares e intergalácticas. Ele é definido como a distância na qual um objeto tem um ângulo de paralaxe de 1 segundo de arco, resultando em aproximadamente em $3,086 \times 10^{16}$ m.

Tabela 1: Dados das estrelas que orbitam Sagittarius A*, vinculadas gravitacionalmente a ele e localizadas em suas imediações reais, no centro da Via Láctea. Sendo, α a media do semi-eixo maior medido em segundos-de-arco e T o período para cada estrela.

Estrela	α (")	T (anos)
S1	$0,595 \pm 0,024$	$166,0 \pm 5,8$
S2	$0,1255 \pm 0,0009$	$16,0 \pm 0,02$
S4	$0,3570 \pm 0,0037$	$77,0 \pm 1,0$
S6	$0,6574 \pm 0,0006$	$192,0 \pm 0,17$
S8	$0,4047 \pm 0,0014$	$92,9 \pm 0,41$
S9	$0,2724 \pm 0,0041$	$51,3 \pm 0,70$
S12	$0,2987 \pm 0,0018$	$58,9 \pm 0,22$
S13	$0,2641 \pm 0,0016$	$49,00 \pm 0,14$
S14	$0,2863 \pm 0,0036$	$55,3 \pm 0,48$
S17	$0,3559 \pm 0,0096$	$76,6 \pm 1,0$
S18	$0,2379 \pm 0,0015$	$41,9 \pm 0,18$
S19	$0,520 \pm 0,094$	135 ± 14
S21	$0,2190 \pm 0,0017$	$37,0 \pm 0,28$
S22	$1,31 \pm 0,28$	540 ± 63
S23	$0,253 \pm 0,012$	$45,8 \pm 1,6$
S24	$0,944 \pm 0,048$	331 ± 16
S29	$0,428 \pm 0,019$	$101,0 \pm 2,0$
S31	$0,449 \pm 0,010$	$108, \pm 1,2$
S33	$0,657 \pm 0,026$	$192,0 \pm 5,2$
S38	$0,1416 \pm 0,0002$	$19,2 \pm 0,02$
S39	$0,370 \pm 0,015$	$81,1 \pm 1,5$
S42	$0,95 \pm 0,18$	335 ± 58
S54	$1,20 \pm 0,87$	477 ± 199
S55	$0,1078 \pm 0,0010$	$12,80 \pm 0,11$
S60	$0,3877 \pm 0,0070$	$87,1 \pm 1,4$
S66	$1,502 \pm 0,095$	664 ± 37
S67	$1,126 \pm 0,026$	431 ± 10
S71	$0,973 \pm 0,040$	346 ± 11
S83	$1,49 \pm 0,19$	656 ± 69
S87	$2,74 \pm 0,16$	1640 ± 105
S89	$1,081 \pm 0,055$	406 ± 27
S91	$1,917 \pm 0,089$	958 ± 50
S96	$1,499 \pm 0,057$	662 ± 29
S97	$2,32 \pm 0,46$	1270 ± 309
S145	$1,12 \pm 0,18$	426 ± 71
S175	$0,414 \pm 0,039$	$96,2 \pm 5,0$
R34	$1,81 \pm 0,039$	877 ± 83

da massa de Sagittarius A*, que será calculada usando:

$$\bar{M} = \frac{\sum_{i=1}^n M_i}{n},$$

sendo, o número de observações $n = 37$ e M_i as massas calculadas, usando a equação (8), para cada observação. Para o cálculo da propagação do erro, $\bar{\sigma}$, foi utilizado o desvio padrão médio, a saber:

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}},$$

e

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum \Delta(M_i)^2}{n-1}},$$

usado para indicar a tendência do conjunto de medidas se distribuírem em torno do seu valor médio. Já o desvio da média,

$$\Delta M_i = (M_i - \bar{M}),$$

estabelece a diferença entre o valor de uma medida individual e o seu valor provável [12]. A massa obtida foi $\bar{M} = (4,46 \pm 0,01) \times 10^6 M_\odot$, vale ressaltar, que este é o valor da média aritmética de 37 medidas.

Esses passos possibilitaram tanto estimar a massa de Sgr A* quanto sua variação estatística.

Afim de mostrar a relação de proporcionalidade entre o raio e o período, usamos uma representação gráfica, presente na Figura 5, em forma de uma regressão linear com eixos de raio ao cubo e período ao quadrado para obter o resultado da massa de Sgr A*.

Para calcular a massa a partir do gráfico, usa-se a equação (8). Porém, a proporcionalidade da Terceira Lei de Kepler, mostrada na equação citada acima, agora se encontra no coeficiente angular presente no gráfico, denominado como *slope*.

6 Conclusão

O presente trabalho demonstrou que a aplicação das Leis de Newton, da Gravitação Universal e da Terceira Lei de Kepler, em conjunto com dados observacionais de estrelas que orbitam o Sagittarius A*, pode fornecer uma estimativa consistente para a massa do buraco negro

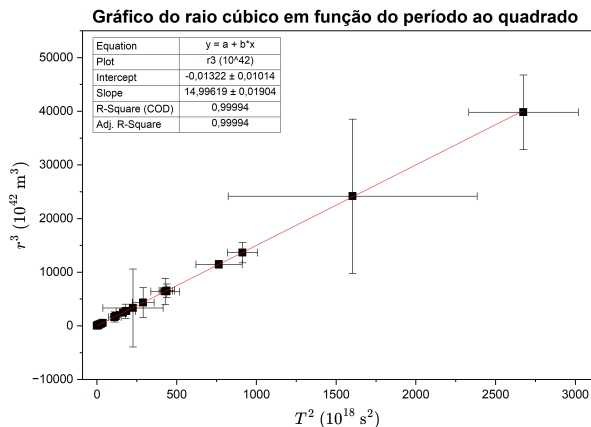


Figura 5: Este gráfico representa a relação de proporcionalidade da Terceira de Kepler. O eixo vertical apresenta os valores do raio ao cubo e o eixo horizontal os valores de período ao quadrado. A inclinação da reta está diretamente relacionada com a massa de Sagittarius A*

supermassivo no centro da Via Láctea. A formulação desenvolvida por um estudante de ensino médio e aplicada na planilha automatizou os cálculos, incorporou as incertezas experimentais e possibilitou a conversão direta para massas solares, resultando em um valor médio de $(4,46 \pm 0,01) \times 10^6 M_{\odot}$.

Quando comparado ao valor de referência da literatura, $M = (4,28 \pm 0,10_{\text{stat.}} \pm 0,21_{\text{sys.}}) \times 10^6 M_{\odot}$, observa-se uma diferença de aproximadamente 4%. Essa discrepância pode ser atribuída principalmente à adoção da formulação newtoniana, que, embora eficaz em contextos didáticos e introdutórios, não contempla os efeitos relativísticos previstos pela Teoria da Relatividade Geral. Ainda assim, o resultado obtido confirma a proximidade entre ambas as abordagens e evidencia o potencial pedagógico da mecânica clássica como uma ferramenta acessível para introduzir estudantes a sistemas gravitacionais extremos.

Portanto, conclui-se que, mesmo diante de limitações teóricas, a metodologia empregada se mostrou válida e coerente, oferecendo um elo entre o formalismo clássico e as formulações relativísticas. Além de reforçar a importância do ensino de fundamentos físicos na compreensão de fenômenos astrofísicos complexos, este trabalho destaca a relevância da iniciação científica como um espaço de produção de conhecimento e de aproximação com práticas reais de pesquisa em astronomia.

Agradecimentos

Os autores agradecem ao IFES pelo apoio e aos alunos que colaboraram para as discussões e andamento desse projeto.

Sobre os autores

Mateus Barbosa Ferreira (mateusbfgt@gmail.com) é aluno do quarto ano do Curso Técnico em Mecânica integrado ao ensino médio e atua como monitor do Observatório Astronômico do IFES Guarapari (OAIG).

Adriano Mesquita Oliveira (adriano.oliveira@ifes.edu.br) é doutor em física pela Universidade Federal do Espírito Santo (UFES) e atua como professor de física do Instituto Federal do Espírito Santo, Campus Guarapari (Ifes-Guarapari), onde ministra aulas para os cursos técnicos, engenharia elétrica e licenciatura em ciências da natureza. Além disso, ele coordena o Observatório Astronômico do IFES Guarapari (OAIG) e está como Diretor Geral do campus Guarapari. Por fim, tem atuado como equipe executora da Mostra de Astronomia do ES e do Encontro de Astronomia do ES.

Referências

- [1] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie / On the Gravitational Field of a Point Mass According to Einstein's Theory*, in *Karl Schwarzschild - Gesammelte Werke / Collected works*, editado por H. H. Voigt (Heidelberg, 1992), vol. 3, 449–456.
- [2] N. B. Maia, *Introdução à Relatividade* (Livraria da Física, 2009).
- [3] R. M. Wald, *General relativity* (University of Chicago press, 2010).
- [4] J. R. Oppenheimer e H. Snyder, *On Continued Gravitational Contraction*, in *General Theory of Relativity* (Elsevier, 1973), 308–317.
- [5] R. Ruffini e J. A. Wheeler, *Introducing the black hole*, *Physics today* **24**(1), 30 (1971).

- [6] J. D. Toniato, *De Newton a Einstein: a geometrização da gravitação*, [Cadernos de Astronomia](#) **1**(1), 17 (2020).
- [7] S. Gillessen et al., *An Update on Monitoring Stellar Orbits in the Galactic Center*, [The Astrophysical Journal](#) **837**(1), 30 (2017).
- [8] H. M. Nussenzveig, *Curso de física básica: Mecânica*, vol. 1 (Editora Blucher, 2013).
- [9] J. Kepler, *Astronomia Nova Aitiologetos* (Heidelberg, 1609).
- [10] M. d. F. O. Saraiva, *Astronomia & Astrofísica* (Editora Livraria da Física, 2004).
- [11] S. Gillessen et al., *Monitoring stellar orbits around the massive black hole in the galactic center*, [The Astrophysical Journal](#) **692**(2), 1075 (2009).
- [12] J. L. Devore, *Probability and statistics for engineering and the sciences* (Brooks/Cole, 2007).

Atmosferas da Terra e de Marte: uma abordagem astrobiológica

Gustavo Santos Rodrigues e Anthony Henrique Perucci Mostaro

Universidade Federal de Juiz de Fora

Resumo

Este artigo compara as atmosferas da Terra e de Marte sob a perspectiva astrobiológica, examinando evolução, composição e processos que condicionam a habitabilidade. Para a Terra, discute-se a formação e a regulação climática por oceanos e sedimentação de CO_2 , o surgimento de uma atmosfera rica em O_2 (Grande Evento de Oxidação) e o papel de N_2 , O_2 e O_3 na manutenção da água líquida e da vida. Em Marte, analisam-se a atual atmosfera de baixa pressão dominada por CO_2 , a perda atmosférica e hídrica, a intensidade da irradiação superficial e a química oxidante do solo que comprometem a preservação de matéria orgânica. O texto enfatiza a complementaridade entre estudos atmosféricos e investigações do subsolo, onde refúgios subsuperficiais com menor dose de irradiação e oxidação química atenuada são identificados como os locais mais promissores para preservação de bioassinaturas. O artigo adota caráter didático a partir de uma abordagem integradora, apoiando a compreensão de estudantes e simpatizantes das áreas de astronomia e astrobiologia acerca dos processos-chave que regem a habitabilidade planetária.

Abstract

This article compares the atmospheres of Earth and Mars from an astrobiological perspective, examining their evolution, composition, and the processes that determine habitability. For Earth, it discusses formation and climate regulation by the oceans and the sequestration of CO_2 through sedimentation, the rise of an O_2 -rich atmosphere (the Great Oxidation Event, GOE), and the roles of N_2 , O_2 , and O_3 in maintaining liquid water and supporting life. For Mars, it analyzes the current low-pressure, CO_2 -dominated atmosphere, atmospheric and water loss, the intensity of surface irradiation, and the soil's oxidizing chemistry that compromise the preservation of organic matter. The text emphasizes the complementarity between atmospheric studies and subsurface investigations, identifying subsurface refugia, with lower irradiation doses and reduced chemical oxidation, as the most promising locations for biosignature preservation. The article adopts a didactic, integrative approach intended to help students and enthusiasts in astronomy and astrobiology understand the key processes that govern planetary habitability.

Palavras-chave: atmosferas planetárias; habitabilidade; perda atmosférica; radiação; astrobiologia.

Keywords: planetary atmospheres; habitability; atmospheric escape; radiation; astrobiology.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.51028](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.51028)

1 Introdução

O termo “atmosfera” tem origem do latim *atmosphæra*. A palavra latina surgiu no começo do século XVII, a partir de um neologismo criado por Willebrord Snellius (1580–1626), astrônomo e matemático holandês conhecido pela Lei da Refração (ou Lei de Snell), na tradução de um trabalho cosmográfico de Simon Stevin (1548–1620), engenheiro e físico belga [1]. *Atmosphæra* passou por inúmeras mudanças de significado. No fim do século XVII a palavra era empregada de forma indefinida em áreas muito distintas, como cosmologia, botânica e medicina [1]. Atualmente,

“atmosfera” se refere à porção gasosa exterior a um corpo celeste, como planetas e luas, mantidas pela ação da gravidade.

O Sistema Solar se formou há cerca de 4,6 bilhões de anos, a partir do colapso e fragmentação de uma nuvem molecular [2,3], a chamada nebulosa solar [3]. Uma grande variedade de processos dinâmicos e físicos ocorreu até chegarmos ao atual estado do Sistema Solar [2,4].

Como resultado desses processos, cada planeta desenvolveu características próprias, incluindo sua atmosfera. As atmosferas podem variar quanto à composição química, temperatura e den-

sidade, entre outros aspectos que serão discutidos. Essas características ditam o clima e, consequentemente, a habitabilidade do corpo celeste.

Este artigo tem como objetivo comparar as principais características das atmosferas da Terra e de Marte, destacando composição, relevância e dinâmicas de forma didática e correlacionando esses aspectos com a habitabilidade do planeta. Além de apresentar uma revisão acessível e embasada de parte do atual conhecimento científico, este trabalho foi pensado para contribuir para o conhecimento de estudantes secundários, graduandos e simpatizantes das áreas de astronomia, astrobiologia e correlatas.

2 Atmosfera da Terra

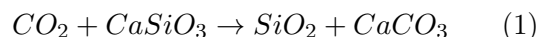
2.1 Evolução

Acredita-se que um dos mais importantes fatores, se não o mais importante, para o desenvolvimento da atmosfera da Terra foi a presença de grandes corpos d'água na superfície do planeta. Essa condição é dada à posição privilegiada do planeta no Sistema Solar, onde a energia do Sol não é suficiente para volatilizar as imensas massas líquidas [5].

Cerca de 60 milhões de anos após a formação da Terra [6], um planetesimal chamado Theia, que tinha dimensões de Marte, colidiu com nosso planeta. Essa grande colisão, além de originar a Lua, impactou a atmosfera da Terra primitiva, que era originalmente rica em H_2 , produzindo uma atmosfera secundária rica em CO_2 e vapor d'água [7]. Os grandes oceanos líquidos surgiram logo após, há cerca de 4,4 bilhões de anos [8]. A atmosfera terrestre passou a possuir, então, uma grande quantidade de dióxido de carbono (CO_2) [9–11], ou seja, a Terra apresentava uma atmosfera mais densa que a atual e com maior retenção de calor.

Conforme o passar de centenas de milhões de anos, o dióxido de carbono atmosférico foi progressivamente se sedimentando principalmente em carbonato de cálcio ($CaCO_3$, reação (1)) e, em menor proporção, em carbonato de magnésio ($MgCO_3$, reação (2)) [12]. Esse processo diminuiu a densidade da atmosfera e, consequentemente, a pressão. A absorção do CO_2 pode ser

expressa através das reações de Urey:



Como curiosidade, se há 4,0 bilhões de anos todo carbonato presente nos dias de hoje estivesse na forma de CO_2 , a pressão atmosférica seria aproximadamente 70 vezes maior que a de hoje, isto é, uma pressão atmosférica de ≈ 70 bar [9]. Isso equivale à atual pressão atmosférica de Vênus [5]. Porém, conjuntos de fatores revelam que a concentração de CO_2 no Arqueano, período de 4,0 a 2,5 bilhões de anos atrás, não passava de 900 partes por milhão (ppm) [13], menos que três vezes a atual concentração.

Uma interessante observação é que o jovem Sol daquele momento ($\approx 4,0$ bilhões de anos atrás) não era tão brilhante quanto o atual – era em torno de 70% do que é hoje em termos de intensidade luminosa [13–15]. Levando isso em consideração, a primeira metade da existência da Terra deveria ser completamente congelada [13], incluindo os primeiros oceanos [16]. Porém, sabe-se que esse período não foi de gelo, já que evidências de água líquida e de vida nesse período são abundantes [13, 17]. Essa é uma das mais fundamentais questões da paleoclimatologia,¹ chamada de “problema do jovem Sol fraco”, que permanece sem uma resposta definitiva.

Outro grande agente para a evolução da atmosfera terrestre foi a liberação de quantidades massivas de gás oxigênio (O_2) há cerca de 2,32 a 2,4 bilhões de anos [18–20]. Esse acontecimento é chamado de Grande Evento de Oxidação (GOE, do inglês *Great Oxygenation Event*). A explicação frequentemente aceita para o GOE é a fotossíntese das cianobactérias, os primeiros organismos a realizar fotossíntese oxigenada. Porém, alguns modelos que explicam esse evento assumem que cianobactérias já eram abundantes antes do GOE, por isso atribuem o desencadeamento do Grande Evento de Oxigenação à alguma possível mudança física [20].

Todos esses fatores resultaram na atmosfera que conhecemos hoje, cuja composição é marcada por uma predominância de nitrogênio e oxigênio, além de outros gases em menores proporções.

¹Paleoclimatologia é um campo de estudo que busca entender as variações climáticas ao longo da história do planeta Terra.

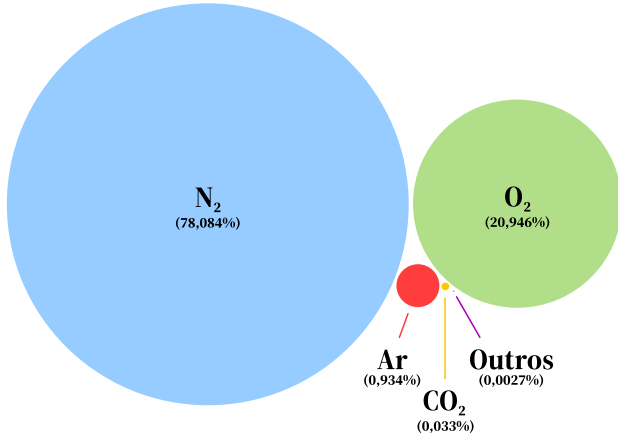


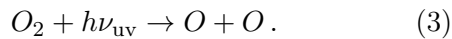
Figura 1: Constituintes atmosféricos não variáveis, isto é, que variam pouco em curtos períodos de tempo geológico, do planeta Terra. Dados da Ref. [22].

2.2 Composição atual

Atualmente, a atmosfera terrestre é dominada pelos gases nitrogênio N_2 (78%) e oxigênio O_2 (21%) (ver Figura 1). Observando essa proporção, pode-se afirmar que a pressão atmosférica é regulada essencialmente pelo N_2 [21].

2.2.1 Oxigênio

Em uma perspectiva biológica, a alta fração de gás oxigênio viabiliza a respiração aeróbica dos três domínios da vida (Figura 2) e promove a formação da camada de ozônio (O_3). A camada de O_3 é formada a partir das reações de Chapman [23], onde a incidência de radiação ultravioleta em moléculas de O_2 e, consequentemente, a quebra do O_2 em dois átomos de oxigênio, tal como a reação



Assim, o ozônio é formado a partir de uma reação de recombinação ternária [24,25], que pode ser dividida em dois passos para fins didáticos. No primeiro passo, há a obtenção da molécula metaestável O_3^* [26],



O segundo passo consiste na estabilização da molécula a partir da colisão dela com um elemento M [26],

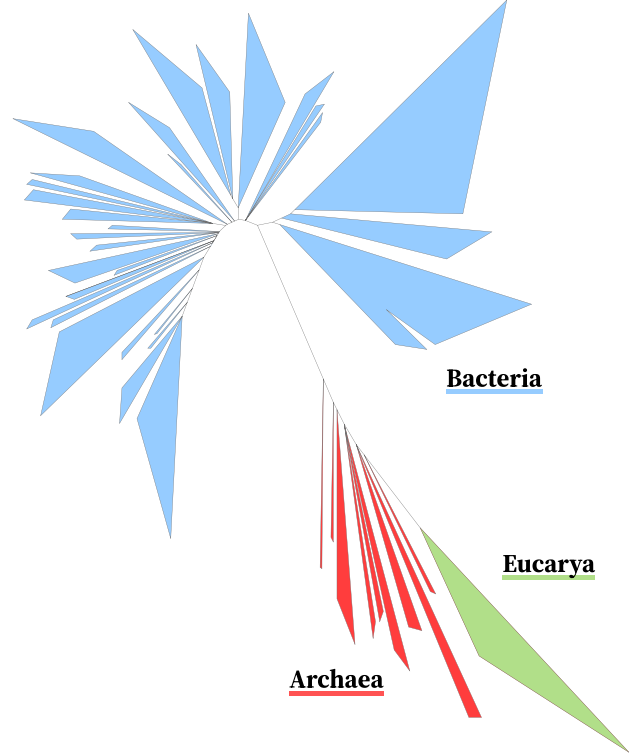
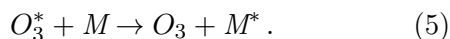
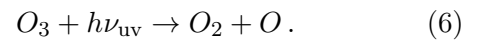


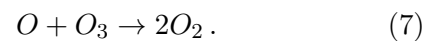
Figura 2: O sistema dos três domínios é um sistema de classificação que agrupa a vida em três grandes grupos: Bacteria (azul), Archaea (vermelho) e Eukarya (verde). Esse sistema foi proposto por Carl Woese (1928–2012), Otto Kandler (1920–2017) e Mark Wheelis em 1990 [27]. Embora amplamente utilizado, um modelo alternativo baseado em evidências filogenômicas modernas, no qual os eucariotos surgiriam de dentro de certas linhagens de Archaea (sistema dos dois domínios), tem ganhado apoio. A figura apresenta uma representação esquemática da filogenia universal, onde é interessante notar a proximidade que Eukarya tem com Archaea. O comprimento dos ramos indica distância genética relativa. Adaptado de [28,29].

Geralmente, M corresponde a N_2 ou O_2 [25], também podendo ser argônio (Ar) [26].

No mecanismo completo de Chapman, a formação do ozônio é contrabalançada por processos de destruição. O O_3 pode ser fotodissociado pela radiação ultravioleta,



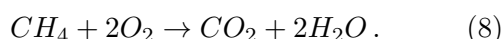
Além disso, pode ser removido por reações entre oxigênio atômico e ozônio,



Entre as funções da camada de ozônio, uma das mais importantes é de proteger os organismos da ação danosa da radiação ultravioleta (especialmente o dano ao DNA). O O_3 absorve toda a

radiação UVC, 90% da radiação UVB e pouquíssimo da radiação UVA [30–32]. Estimativas indicam que a cada redução de 1% do nível de ozônio, há aumento de 1–2% da penetração de UVB na superfície da Terra [32].

O acúmulo de O_2 na atmosfera tornou possível a formação da camada de ozônio (O_3), atenuando a irradiação ultravioleta em baixas altitudes. Isso somado à maior disponibilidade de oxigênio molecular intensificou a remoção de carbono da atmosfera a partir da oxidação de metano (CH_4) [5], conforme a reação



2.2.2 Nitrogênio

O nitrogênio é o principal constituinte da atmosfera da Terra desde o período Arqueano [33–35], embora sua disponibilidade fosse ligeiramente menor no passado quando comparamos com a presente abundância [11].

A concentração de N_2 revela características planetárias únicas. A Terra é o único planeta rochoso do Sistema Solar que tem o nitrogênio como principal gás atmosférico [36]. Além disso, a combinação de N_2 e O_2 em uma só atmosfera é única em todo Sistema Solar. Esses fatores estão intimamente ligados à existência de vida aeróbica [36, 37], isto é, organismos que podem usar o oxigênio em sua respiração, como a maioria dos animais e plantas, além de muitas bactérias, fungos e arqueias.

O nitrogênio é um elemento essencial para todos os seres vivos conhecidos. Ele é componente de aminoácidos, nucleotídeos, ATP,² entre outros. Porém, o N_2 atmosférico por si só não configura uma bioassinatura,³ já que é um gás inerte. Apesar disso, uma atmosfera dominada por N_2 combinada com presença de O_2 pode ser interpretada uma geo-bioassinatura para exoplanetas similares à Terra [35–37].

Adicionalmente, a grande quantidade de N_2 da atmosfera da Terra contribui para a regulação da

temperatura e pressão atmosférica, favorecendo a existência de água líquida na superfície do planeta [21]. Isso se dá a partir de um fenômeno chamado de *pressure broadening* (alargamento por pressão) [21, 38]. Como há uma densa quantidade de N_2 , ocorrem muitas colisões entre moléculas de N_2 e CO_2 e entre moléculas de N_2 e CH_4 . Isso gera perturbação nas linhas de absorção de CO_2 e CH_4 [21] (o efeito ocorre entre outras moléculas, sendo essas duas as principais), ampliando o perfil de absorção dessas moléculas. Isso resulta em maior absorção de radiação e maior captura de calor, aumentando o efeito estufa [38].

A origem do nitrogênio da atmosfera continua incerta [21, 36], mas há possibilidade do N_2 ter surgido da nebulosa solar [36]. No entanto, curiosamente, é possível que cerca de 5–10% do nitrogênio atual da Terra tenha chegado a partir de cometas [39].

3 Atmosfera de Marte

3.1 Composição atual

Como Terra e Marte se formaram de maneira similar, ao mesmo tempo e na mesma região da nebulosa solar [40], traçar comparações é inevitável (p. ex. Figura 3). Assim como a atmosfera da Terra primitiva, a atmosfera atual de Marte é principalmente constituída por CO_2 (ver Figura 4 e Tabela 1).

Tabela 1: Concentração de H_2O na atmosfera de Marte disposta em médias anuais, com exceção de ***, que mostra variações sazonais, expondo a grande variabilidade desse componente. * = média anual para latitude norte; ** = média anual para latitude sul. Concentrações dadas em pr- μ m (partes por milhão em volume micrométrico).

Componente	Concentração	Referência
H_2O	12–17 pr- μ m	[41]
	16–22 pr- μ m*	[42]
	8–10 pr- μ m**	[42]
	0–100 pr- μ m***	[42]

Enquanto em nosso planeta o CO_2 é continuamente convertido em carbonato de cálcio ou de magnésio e armazenado na crosta (como nas re-

²Trifosfato de adenosina (ATP), muitas vezes chamada de “moeda energética das células”, armazena e transporta energia em suas ligações químicas para realização das atividades celulares.

³Uma bioassinatura é qualquer substância, elemento, isótopo ou molécula que sugira a presença de vida, passada ou presente, em um planeta ou em qualquer outro corpo celeste.

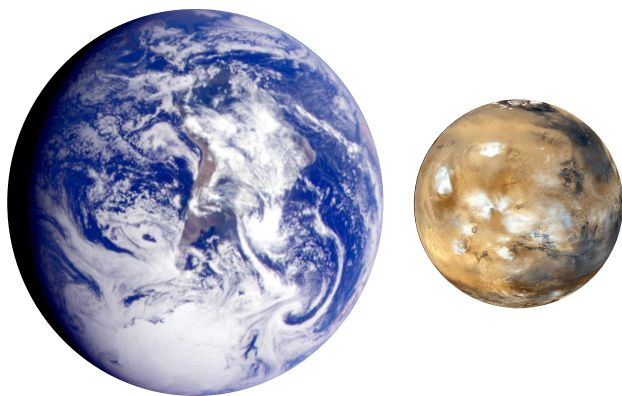


Figura 3: Terra e Marte lado a lado para melhor compreensão dos tamanhos relativos dos dois planetas. Imagem original: NASA/JPL-Caltech. Imagem modificada pelos autores: fundo removido e planetas ligeiramente aproximados.

ações (1) e (2)), em Marte a atual falta de água líquida superficial e a atividade tectônica limitada [43–45] interromperam esse processo.

A atmosfera de Marte é fina, envolve uma superfície seca [54–56] e tem pressão média equivalente a 0,6% da terrestre [56]. A atmosfera marciana possui características únicas. Marte apresenta o dióxido de carbono como principal constituinte atmosférico. O CO_2 está condensado nos polos do planeta [57] e na porção média da atmosfera em forma de nuvens de gelo [58, 59]. Esses fenômenos ilustram traços singulares do planeta.

3.2 H_2O e perda atmosférica

As evidências de água líquida no passado (como minerais hidratados, possíveis leitos de rios e outras evidências geológicas [60–64]) podem indicar que Marte primitiva já reuniu condições para a origem da vida, semelhantemente à Terra. Porém, a atual escassez de nitrogênio e nitratos em Marte [65], componentes essenciais para a vida que conhecemos, compromete significativamente a chance de existência de vida.

Além disso, atualmente é improvável existir água líquida duradoura na superfície de Marte devido à baixa pressão atmosférica e temperatura [66–70], ocasionada por perdas atmosféricas, que foram turbinadas pela falta de um campo magnético global [54, 71–73]. Tais características correspondem a um fator relevante para a inhabitabilidade. Para se ter ideia da perda da atmosfera marciana, atualmente a quantidade de

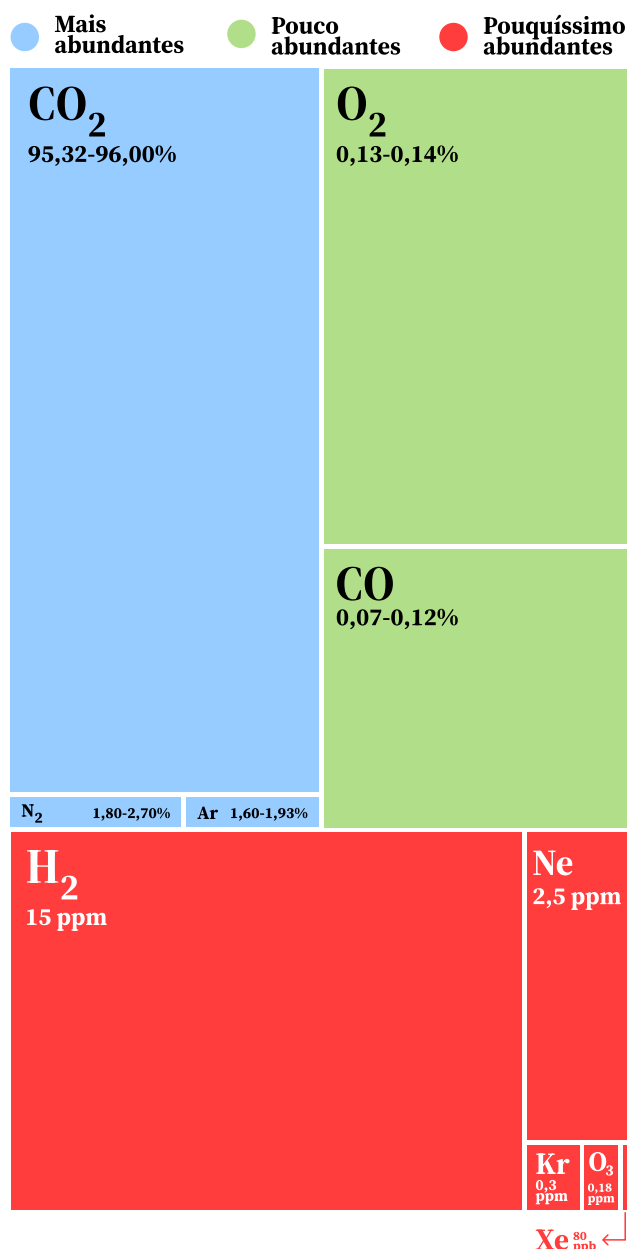


Figura 4: Concentração dos gases que constituem a atmosfera marciana. A abundância de algumas espécies varia significativamente com a estação e região, como O_2 e O_3 . Ainda não há consenso se o metano (CH_4) tem origem geológica ou biológica. Concentrações dadas em porcentagem, ppm (partículas por milhão), ppb (partículas por bilhão). Dados de [46–53].

hidrogênio e oxigênio perdida é equivalente a 2–3 kg por segundo [54]. Essa taxa possivelmente foi maior no passado, devido a uma maior atividade solar [54]. Ao longo de 4,5 bilhões de anos, a perda atmosférica marciana possivelmente removeu uma quantidade de H e O equivalente a uma camada global de água de 23 metros [54]. Estudos isotópicos indicam que, devido ao enriquecimento

da razão deutério/hidrogênio (D/H), Marte perdeu, no mínimo, 80-85% da água original para o espaço [71, 74].

3.3 Tipo de vida marciana

Se organismos existem ou existiram em Marte, é mais provável que compartilhem características bioquímicas semelhantes às da vida terrestre [75]. Isso se dá pelas semelhanças entre as histórias geológicas dos dois planetas, como as evidências de água (abordadas na seção anterior) e a composição atmosférica de Marte (rica em CO_2 , semelhante à Terra primitiva).

Apesar da ficção científica explorar formas de vida diferentes, como a famosa vida baseada em silício, a forma de vida mais plausível para Marte é a baseada em carbono, assim como temos no planeta Terra. O carbono forma ligações versáteis, duradouras e estáveis, essenciais para construir moléculas complexas, como proteínas e ácidos nucleicos [76, 77]. O silício, por outro lado, tem dificuldade em gerar polímeros estáveis,⁴ como proteínas, em ambientes aquosos, um obstáculo fundamental em um planeta onde a água possivelmente fluiu no passado. Ou seja, se a vida um dia emergiu em Marte, é esperado que ela tenha seguido um caminho similar ao da vida terrestre, explorando a água como solvente.

3.4 Altas taxas de radiação

Todos os corpos do Sistema Solar são sujeitos à influência de radiação externa. A fina atmosfera marciana, com pressão equivalente a menos que 1% da pressão da atmosfera terrestre, e a falta de um campo magnético global para desviar partículas energeticamente carregadas (prótons, por exemplo) [78] são os principais fatores que influenciam a taxa de irradiação marciana. A irradiação de Marte é complexa, já que envolve fontes múltiplas, como a radiação cósmica galáctica (GCR, do inglês *galactic cosmic radiation*) e seus produtos secundários resultados da interação dela com constituintes da atmosfera e do solo [], como nêutrons e radiação gama [80]. Além da GCR, partículas energéticas solares (SEP, do

inglês *solar energetic particles*) também atingem Marte [80], apesar de serem eventos esporádicos. A GCR é altamente energética e é composta principalmente por núcleos totalmente ionizados, dos quais 85–90% são prótons [81]. SEPs também são majoritariamente prótons [82–84].

A dose anual média de irradiação natural na Terra é de 2,4 mSv (reportado por UNSCEAR).⁵ Em Marte, a dose média está entre 223 e 232 mSv/ano [, 80], ou seja, quase 100 maior que na Terra. A 3 metros de profundidade, a dose de Marte diminui para $\approx 2,9$ mSv/ano, aproximando-se muito da média terrestre. Dessa forma, faz-se comparável à áreas de baixo risco para humanos [85], sugerindo que ecossistemas subsuperficiais poderiam teoricamente existir.

Como Marte não dispõe de uma camada de ozônio significativa, além de possuir atmosfera rarefeita, há um ambiente de elevada radiação ultravioleta (UV) (Tabela 2). Esse tipo de radiação é conhecido por degradar moléculas orgânicas, como o DNA, e inibir fotossíntese em plantas e em microrganismos. Grande parte da vida da Terra possui mecanismos para lidar com UVA e com baixos níveis de UVB, já que a camada de O_3 da Terra não absorve UVA e absorve 90% da radiação UVB. Contudo, esses mecanismos de defesa não conseguem lidar com a grande quantidade de UV que ocorre em Marte [86].

Tabela 2: Níveis médios de UV em um ângulo zenital 0° , isto é, Sol a pino. Valores expressos em potência por área (W/m^2) para as faixas UVC (200–280 nm), UVB (280–315 nm) e UVA (315–400 nm). A ausência de camada de ozônio em Marte resulta em exposição direta à radiação UVC, o que não ocorre na Terra. Adaptado de [86].

Radiação UV na superfície (W/m^2)	Terra	Marte
UVC (200-280 nm)	≈ 0	3,4
UVB (280-315 nm)	2,0	7,9
UVA (315-400 nm)	56,8	26,6

A alta concentração de CO_2 na atmosfera marciana absorve radiações abaixo de 190 nm [87].

⁵O milisievert (mSv) é uma unidade de medida da dose de radiação absorvida pelo corpo e que pode afetar a saúde. Essa medida pode ser definida como a probabilidade de causar câncer induzido por radiação e danos genéticos.

⁴Polímeros são estruturas formadas por macromoléculas que, por sua vez, são formadas pela união de inúmeras unidades menores, chamadas monômeros. O policloreto de vinila (PVC) e a celulose são exemplos de polímeros.

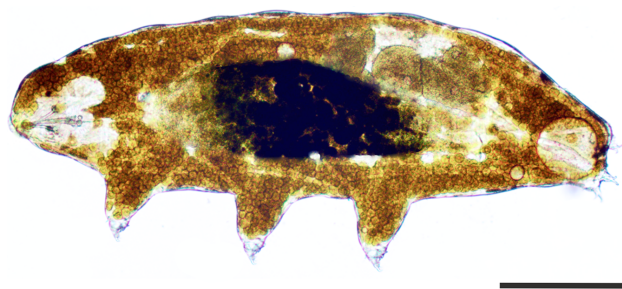


Figura 5: Imagem de microscopia óptica do tardígrado *Richtersius coronifer*. Imagem modificada pelos autores: legenda sobreposta removida. Barra de escala = 100 μm . Crédito da imagem: Halberg, Jørgensen e Møbjerg, 2013 [88].

Porém a ausência de camada de ozônio faz com que UVC e UVB atinjam a superfície de Marte intensamente. Cálculos teóricos mostram que a degradação de DNA é cerca de 900 vezes maior na superfície de Marte do que na superfície da Terra [86], e o maior responsável por essa diferença é a radiação UVC, ainda que a UVB contribua significativamente.

A sobrevivência e resistência de organismos terrestres em ambientes extremos propõe pistas sobre os limites da habitabilidade em ambientes como Marte. Tardígrados estão entre os seres mais resistentes à radiação [–]. Jönsson et al. [1] fizeram um trabalho com *Richtersius coronifer* (Figura 5) e *Milnesium tardigradum*, onde enviaram essas espécies de Tardigrada para órbita baixa da Terra (258–281 km acima do nível do mar) durante 10 dias e, conseqüentemente, expuseram ao vácuo e à radiação UV_{all} (116,5–400 nm, abrangendo do UVC ao UVA, presentes em Marte). Já se sabe que tardígrados são altamente resistentes ao vácuo [93], de maneira que não afeta a eclosão de seus ovos [1]. Os resultados foram que a mortalidade em *R. coronifer* foi de 100% e em *M. tardigradum*, próximo de 100%. Além disso, ovos expostos diretamente à radiação ultravioleta não eclodiram.

Para observar somente o efeito da radiação UV marciana em bactérias, Mancinelli e Klovstad [94] conduziram um estudo com esporos de *Bacillus subtilis*. Os resultados demonstraram que 90% dos esporos expostos a uma dose de UV equivalente aos comprimentos de onda mais críticos de Marte (220–254 nm), ou seja, UVC, foram eliminados em minutos quando desprotegidos. No entanto, quando cobertos por uma camada de 1

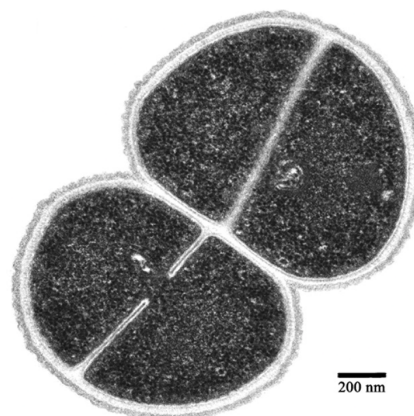


Figura 6: Imagem de microscopia eletrônica de transmissão de uma seção da bactéria *Deinococcus radiodurans* em forma tetrade, ou seja, organizada em grupos de quatro células. Crédito da imagem: Rothfuss et al., 2006 [99].

milímetro de poeira simulada de Marte, os esporos foram completamente protegidos da radiação.

Esses resultados reforçam a hipótese de que a vida em Marte – se já existiu ou existe – estaria restrita a nichos subsuperficiais ou a locais protegidos por camadas de poeira e solo. Ainda é incerto se o efeito cumulativo de UV, SEPs e GCRs é capaz de esterilizar camadas mais profundas.

Outra pesquisa relevante foi desenvolvida, dessa vez por Pavlov et al. [95] com a bactéria *Deinococcus radiodurans* (Figura 6), considerada a mais resistente conhecida, altamente radiorresistente, principalmente contra radiação ultravioleta [96–98]. Os autores observaram como diferentes fontes de radiação (SEP, UV, GCR e a radiação natural do solo marciano) interagem com modelo de *D. radiodurans* dormente. Os resultados são listados na Tabela 3.

A fim de facilitar o entendimento das camadas citadas na Tabela 3, é possível obter a profundidade de cada camada em centímetros. Considerando a densidade do solo marciano nos primeiros 40 centímetros sendo $\approx 1,2 \text{ g/cm}^3$ [100], temos que a camada superficial corresponde de 0 a $\approx 16,7$ centímetros. Entre profundidades maiores, podemos adotar uma média de $\approx 1,5 \text{ g/cm}^3$ [101]. Dessa forma, a camada intermediária seria de $\approx 16,7$ centímetros a $\approx 4,7$ metros, enquanto a camada profunda $\gtrsim 4,7$ metros.

A análise dos dados da Tabela 3 fortalece a ideia da superfície de Marte ser extremamente hostil à sobrevivência de microrganismos, mesmo os mais resistentes, como *D. radiodurans*. Por ou-

Tabela 3: Tempos estimados para a esterilização do solo marciano em função da profundidade e da fonte de radiação. Na camada superficial (até 20 g/cm²), a ação combinada de SEP e radiação UV esteriliza microrganismos em estado de dormência em menos de 30 mil anos. Na camada intermediária (20–700 g/cm²), o GCR resulta na inativação em menos de 2 milhões de anos. Já na camada profunda (> 700 g/cm²), a radioatividade natural leva aproximadamente 40 milhões de anos para esterilizar o solo. Esses valores, baseados no modelo de *Deinococcus radiodurans*, podem variar conforme a densidade do solo marciano. Dados extraídos de [95].

Nível da camada	Fonte	Esterilização em
Superficial	SEP + UV	< 30 mil anos
Intermediária	GCR	< 2 milhões de anos
Profunda	Natural	≈ 40 milhões de anos

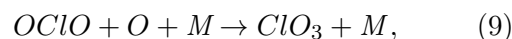
tro lado, na camada profunda, a radiação gerada pela radioatividade natural do solo leva aproximadamente 40 milhões de anos para esterilizar o ambiente. Esse tempo prolongado sugere que, em profundidades maiores, onde a radiação é substancialmente atenuada, podem existir condições mais favoráveis à preservação de bioassinaturas ou mesmo à manutenção de formas de vida passadas.

3.5 Oxidação do solo e radiação degradam moléculas orgânicas

Outro fator limitante é a oxidação do solo marciano que atua como um degradante de moléculas orgânicas, revelando mais um desafio do ambiente. Isso ocorre devido, principalmente, aos percloratos (ClO_4^- , potentes agentes oxidantes) e aos óxidos de ferro (Fe^{3+}) presentes no solo [102–105]. Além disso, como exposto anteriormente, a ausência de um campo magnético global e a presença de fina atmosfera permite que uma alta quantidade de radiação penetre em Marte, capaz de degradar moléculas orgânicas [106]. Esses são os fatores responsáveis pela grande falta de bioassinaturas no planeta. A carência de moléculas orgânicas na superfície do solo marciano (ver Tabela 4) dificulta a formação de aminoá-

cidos, por exemplo. Uma forma de contornar o efeito destrutivo da radiação é coletar amostras subsuperficiais, como pretende a missão ExoMars, planejada para 2028 [107]. Dessa forma, será possível observar precisamente a abundância de moléculas orgânicas. A título de curiosidade, a grande quantidade de Fe^{3+} no solo marciano é responsável pela cor vermelha do planeta.

Resumidamente, uma possível formação dos percloratos é iniciada pelos raios cósmicos galácticos que atingem o solo, conforme proposto por Wilson et al. [108]. Essa radiação quebra compostos que tenham cloro (Cl), gerando óxidos de cloro, como o dióxido de cloro ($OCIO$). Esses óxidos gerados são voláteis e leves, por isso, sublimam (sólido $\rightarrow$ gás), incorporando-se à fina atmosfera marciana. Na atmosfera, usando o $OCIO$ como exemplo, o dióxido de cloro reage com átomos de oxigênio e radicais de hidroxila (OH), a saber,



Essas reações exigem um agente estabilizador M , isto é, um terceiro corpo para a reação de associação ser mais eficiente. É possível que M seja o CO_2 , já que é o principal gás de Marte [108]. O produto dessas reações é o ácido perclórico ($HClO_4$), que é estável e precursor dos percloratos. O $HClO_4$ condensa e deposita-se na superfície do planeta, onde, ao longo de milhões de anos, pode originar sais de perclorato que se acumulam no solo [108].

4 Conclusão

A comparação entre as atmosferas da Terra e de Marte evidencia que características como densidade atmosférica, presença de camada de ozônio e existência de campo magnético global são fundamentais para definir a habitabilidade de um planeta. A Terra, com sua atmosfera rica principalmente em nitrogênio (N_2 , 78%) e oxigênio (O_2 , ≈ 21%) nos protege e sustenta a água na forma líquida. Por outro lado, Marte, que apresenta uma atmosfera rarefeita (0,6% da pressão terrestre, resultando em uma grande perda de água), predominantemente composta por dióxido de carbono (CO_2 , ≈ 95%) não protege sua superfície de

Tabela 4: Detecção de moléculas orgânicas e carbono em missões marcianas. A tabela resume os principais resultados, incluindo detecções indiretas de carbono orgânico (inferidas por reanálise de dados das sondas Viking), e moléculas específicas identificadas pelo astromóvel Curiosity (clorobenzeno, dicloroalcanos, tiofenos/aromáticos) e Perseverance (aromáticos via espectroscopia UV-Raman). A ausência de hidrocarbonetos apontada pelas missões Viking e Phoenix deve ser atribuídas a métodos de análise limitados (as duas missões utilizaram experimentos de pirólise). Valores quantitativos são apresentados em partes por milhão (ppm) ou partes por bilhão (ppb). O ExoMars, missão planejada para 2028, tem como objetivo analisar amostras subsuperficiais para evitar partes degradadas por radiação e oxidantes superficiais [107]. Tabela adaptada de [109].

Missão	Ano	Molécula detectada	Quantidade	Referência
Viking	1975	Sem traço de hidrocarbonetos	–	[110, 111]
		Carbono orgânico (inferido)	0,7–6,5 ppm	[]
Phoenix	2008	Sem traço de hidrocarbonetos	–	[113]
Curiosity	2011	Clorobenzeno	150–300 ppb	[114]
		Dicloroalcanos (C2-C4)	≤ 70 ppb	[114]
		Tiofenos, aromáticos	Detectados (qualitativamente)	[115]
Perseverance	2020	Aromáticos (benzeno e naftaleno)	Detectados (qualitativamente)	[116]

radiações extremamente danosas aos seres vivos. Apesar disso, a possibilidade de vida subsuperficial, onde a radiação é atenuada (2,9 mSv/ano a 3 m de profundidade), em Marte persiste.

A missão ExoMars, liderada pela Agência Espacial Europeia com participação da Agência Espacial Federal Russa, tem previsão para enviar um veículo de exploração espacial para Marte, o astromóvel Rosalind Franklin,⁶ em 2028. O veículo terá capacidade de perfurar o solo em até 2 metros em busca de materiais protegidos de radiação e oxidação [117]. A ExoMars tem como objetivo principal testar algumas hipóteses que foram discutidas ao longo deste texto, como refúgios subsuperficiais e a preservação de bioassinaturas em Marte [107].

Agradecimentos

Os autores agradecem a Victor Hugo Aquino, a Caio Augusto Carvalho e a Denilson Carvalho Resende pela leitura do trabalho e pelas discussões.

⁶Rosalind Franklin (1920–1958) foi uma química britânica cujos estudos de difração de raios X contribuíram significativamente para a compreensão da estrutura do DNA.

Sobre os autores

Gustavo Santos Rodrigues (gustavo.rodrigues@estudante.ufjf.br) é graduando do curso de Bacharelado em Ciências Biológicas da Universidade Federal de Juiz de Fora (UFJF).

Anthony Henrique Perucci Mostaro (anthony.perucci@estudante.ufjf.br) é graduando do curso de Licenciatura em Ciências Biológicas da Universidade Federal de Juiz de Fora (UFJF). Membro do Grupo de Estudos e Pesquisas em Educação Ambiental (GEA/UFJF), com experiência e interesse na elaboração de materiais educativos.

Referências

- [1] C. Martin, *The invention of atmosphere, Studies in History and Philosophy of Science* **52**, 44 (2015).
- [2] D. Bockelée-Morvan et al., *Cometary Isotopic Measurements, Space Science Reviews* **197**, 47 (2015).
- [3] K. Mandt et al., *Constraints from Comets on the Formation and Volatile Acquisition*

- of the Planets and Satellites, *Space Science Reviews* **197**, 297 (2015).
- [4] C. Hayashi, *Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula*, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **70**, 35 (1981).
- [5] D. Grassi, *Atmospheric Physics and Atmospheres of Solar-System Bodies*, in *Astrophysics of Exoplanetary Atmospheres: 2nd Advanced School on Exoplanetary Science*, editado por V. Bozza, L. Mancini e A. Sozzetti (Springer International Publishing, Cham, 2018), 135–199.
- [6] M. Barboni et al., *Early formation of the Moon 4.51 billion years ago*, *Science Advances* **3**(1), e1602365 (2017).
- [7] L. Schaefer e B. Fegley, *Chemistry of atmospheres formed during accretion of the Earth and other terrestrial planets*, *Icarus* **208**(1), 438 (2010).
- [8] S. Wilde et al., *Evidence from detrital zircons for the existence of continental crust and oceans on the Earth 4.4 Gyr ago*, *Nature* **409**, 175 (2001).
- [9] M. C. Denlinger, *The Origin and Evolution of the Atmospheres of Venus, Earth and Mars*, *Earth, Moon, and Planets* **96**(1), 59 (2005).
- [10] N. H. Sleep e K. Zahnle, *Carbon dioxide cycling and implications for climate on ancient Earth*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **106**(E1), 1373 (2001).
- [11] D. Catling e K. Zahnle, *The Archean atmosphere*, *Science Advances* **6**(9), eaax1420 (2020).
- [12] C. L. Blättler e J. A. Higgins, *Testing Urey's carbonate-silicate cycle using the calcium isotopic composition of sedimentary carbonates*, *Earth and Planetary Science Letters* **479**, 241 (2017).
- [13] J. F. Kasting, *Faint young Sun redux*, *Nature* **464**, 687 (2010).
- [14] D. O. Gough, *Solar interior structure and luminosity variations*, *Solar Physics* **74**, 21 (1981).
- [15] M. Newman e R. Rood, *Implications of Solar Evolution for the Earth's Early Atmosphere*, *Science* **198**(4321), 1035 (1977).
- [16] C. Sagan e G. Mullen, *Earth and Mars: Evolution of Atmospheres and Surface Temperatures*, *Science* **177**(4043), 52 (1972).
- [17] B. Charnay et al., *Is the faint young Sun problem for Earth Solved?*, *Space Science Reviews* **216**(5), 90 (2020).
- [18] A. Bekker et al., *Dating the rise of atmospheric oxygen*, *Nature* **427**, 117 (2004).
- [19] J. Olejarczyk et al., *The Great Oxygenation Event as a consequence of ecological dynamics modulated by planetary change*, *Nature Communications* **12**, 3985 (2021).
- [20] J. F. Kasting, *What caused the rise of atmospheric O₂?*, *Chemical Geology* **362**, 13 (2013).
- [21] S. L. Olson et al., *Earth: Atmospheric Evolution of a Habitable Planet*, in *Handbook of Exoplanets*, editado por H. J. Deeg e J. A. Belmonte (Springer International Publishing, Cham, 2018), 1–37.
- [22] H. C. Urey, *The Atmospheres of the Planets*, in *Astrophysics III: The Solar System / Astrophysik III: Das Sonnensystem*, editado por S. Flügge (Springer, Berlin, Heidelberg, 1959), 363–418.
- [23] S. Chapman, XXXV. *On ozone and atomic oxygen in the upper atmosphere*, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **10**(64), 369 (1930).
- [24] M. Zauner-Wieczorek, J. Curtius e A. Kürten, *The ion-ion recombination coefficient α : comparison of temperature- and pressure-dependent parameterisations for the troposphere and stratosphere*, *Atmospheric Chemistry and Physics* **22**(18), 12443 (2022).

- [25] M. Mirahmadi et al., *Ozone Formation in Ternary Collisions: Theory and Experiment Reconciled*, [Physical Review Letters](#) **128**(10), 108501 (2022).
- [26] M. Mirahmadi e J. Pérez-Ríos, *Three-body recombination in physical chemistry*, [International Reviews in Physical Chemistry](#) **41**(3-4), 233 (2022).
- [27] C. R. Woese, O. Kandler e M. L. Wheelis, *Towards a natural system of organisms: proposal for the domains Archaea, Bacteria, and Eucarya*, [Proceedings of the National Academy of Sciences](#) **87**(12), 4576 (1990).
- [28] M. Tsurumaki et al., *Importance of Candidate Phyla Radiation (CPR) Bacteria for the Origin of Life*, [Journal of Geography \(Chigaku Zasshi\)](#) **129**(6), 881 (2020).
- [29] L. A. Hug et al., *A new view of the tree of life*, [Nature Microbiology](#) **1**, 16048 (2016).
- [30] F. de Gruijl e J. Leun, *Environment and health: 3. Ozone depletion and ultraviolet radiation*, [Canadian Medical Association Journal](#) **163**(6), 851 (2000).
- [31] F. Sánchez C., *Consideraciones sobre la capa de ozono y su relación con el cáncer de piel*, [Revista Médica de Chile](#) **134**(9), 1185 (2006).
- [32] T. S. Balogh et al., *Proteção à radiação ultravioleta: recursos disponíveis na atualidade em fotoproteção*, [Anais Brasileiros De Dermatologia](#) **86**(4), 732 (2011).
- [33] D. C. Catling et al., *Why O₂ is required by complex life on habitable planets and the concept of planetary "oxygenation time"*, [Astrobiology](#) **5**(3), 415 (2005).
- [34] Y. Zhang e A. Zindler, *Distribution and evolution of carbon and nitrogen in Earth*, [Earth and Planetary Science Letters](#) **117**(3-4), 331 (1993).
- [35] H. Lammer et al., *The Role of N₂ as a Geo-Biosignature for the Detection and Characterization of Earth-like Habitats*, [Astrobiology](#) **19**(7), 927 (2019).
- [36] L. Spross et al., *Life as the Only Reason for the Existence of N₂-O₂-Dominated Atmospheres*, [Astronomy Reports](#) **65**, 275 (2021).
- [37] E. Schwieterman et al., *Detecting and Constraining N₂ Abundances in Planetary Atmospheres Using Collisional Pairs*, [The Astrophysical Journal](#) **810**(1), 57 (2015).
- [38] C. Goldblatt et al., *Nitrogen-enhanced greenhouse warming on early Earth*, [Nature Geoscience](#) **2**, 891 (2009).
- [39] C. Chen et al., *Late Delivery of Nitrogen to the Earth*, [The Astronomical Journal](#) **157**(2), 80 (2019).
- [40] R. Durham, R. B. Schmunk e J. W. Chamberlain, *Comparative analysis of the atmospheres of early Earth and early Mars*, [Advances in Space Research](#) **9**(6), 139 (1989).
- [41] M. D. Smith, *The annual cycle of water vapor on Mars as observed by the Thermal Emission Spectrometer*, [Journal of Geophysical Research: Planets](#) **107**(E11), 5115 (2002).
- [42] B. M. Jakosky e C. B. Farmer, *The seasonal and global behavior of water vapor in the Mars atmosphere: Complete global results of the Viking Atmospheric Water Detector Experiment*, [Journal of Geophysical Research: Solid Earth](#) **87**(B4), 2999 (1982).
- [43] W.-Y. Zhou et al., *High pressure-temperature phase equilibrium studies on Martian basalts: Implications for the failure of plate tectonics on Mars*, [Earth and Planetary Science Letters](#) **594**, 117751 (2022).
- [44] D. U. Wise, M. P. Golombek e G. E. McGill, *Tectonic evolution of Mars*, [Journal of Geophysical Research: Solid Earth](#) **84**(B14), 7934 (1979).
- [45] M. Zuber, *The crust and mantle of Mars*, [Nature](#) **412**(6843), 220 (2001).
- [46] T. Owen et al., *The composition of the atmosphere at the surface of Mars*, [Journal of Geophysical Research](#) **82**(28), 4635 (1977).

- [47] P. R. Mahaffy et al., *Abundance and Isotopic Composition of Gases in the Martian Atmosphere from the Curiosity Rover*, *Science* **341**(6143), 263 (2013).
- [48] P. Hartogh et al., *Herschel/HIFI observations of Mars: First detection of O₂ at sub-millimetre wavelengths and upper limits on HCl and H₂O₂*, *Astronomy & Astrophysics* **521**, L49 (2010).
- [49] V. A. Krasnopolsky, *Spectroscopic mapping of Mars CO mixing ratio: Detection of north-south asymmetry*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **108**(E2), 5010 (2003).
- [50] M. D. Smith et al., *The climatology of carbon monoxide on Mars as observed by NOMAD nadir-geometry observations*, *Icarus* **362**, 114404 (2021).
- [51] M. D. Smith et al., *Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer observations of water vapor and carbon monoxide*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **114**(E2), E00D03 (2009).
- [52] S. Perrier et al., *Global distribution of total ozone on Mars from SPICAM/MEX UV measurements*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **111**(E9), E09S06 (2006).
- [53] V. A. Krasnopolsky e P. D. Feldman, *Detection of Molecular Hydrogen in the Atmosphere of Mars*, *Science* **294**(5548), 1914 (2001).
- [54] B. M. Jakosky et al., *Loss of the Martian atmosphere to space: Present-day loss rates determined from MAVEN observations and integrated loss through time*, *Icarus* **315**, 146 (2018).
- [55] B. Jakosky et al., *The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) Mission*, *Space Science Reviews* **195**, 3 (2015).
- [56] D. Banfield et al., *The atmosphere of Mars as observed by InSight*, *Nature Geoscience* **13**, 190 (2020).
- [57] S. L. Hess et al., *Meteorological results from the surface of Mars: Viking 1 and 2*, *Journal of Geophysical Research* **82**(28), 4559 (1977).
- [58] R. T. Clancy e B. J. Sandor, *CO₂ ice clouds in the upper atmosphere of Mars*, *Geophysical Research Letters* **25**(4), 489 (1998).
- [59] R. M. Haberle et al. (eds.), *The Atmosphere and Climate of Mars*, Cambridge Planetary Science (Cambridge University Press, Cambridge, 2017).
- [60] M. C. Malin e K. S. Edgett, *Evidence for Persistent Flow and Aqueous Sedimentation on Early Mars*, *Science* **302**(5652), 1931 (2003).
- [61] J. F. Mustard et al., *Hydrated silicate minerals on Mars observed by the Mars Reconnaissance Orbiter CRISM instrument*, *Nature* **454**(7202), 305 (2008).
- [62] L. Ojha et al., *Spectral evidence for hydrated salts in recurring slope lineae on Mars*, *Nature Geoscience* **8**(11), 829 (2015).
- [63] V. R. Baker, *Geomorphological Evidence for Water on Mars*, *Elements* **2**(3), 139 (2006).
- [64] M. Nazari-Sharabian et al., *Water on Mars—A Literature Review*, *Galaxies* **8**(2), 40 (2020).
- [65] J. C. Stern et al., *The nitrate/(per)chlorate relationship on Mars*, *Geophysical Research Letters* **44**(6), 2643 (2017).
- [66] P. Read, S. Lewis e D. Mulholland, *The physics of Martian weather and climate: A review*, *Reports on Progress in Physics* **78**(12), 125901 (2015).
- [67] M. H. Hecht, *Metastability of Liquid Water on Mars*, *Icarus* **156**(2), 373 (2002).
- [68] R. M. Haberle et al., *On the possibility of liquid water on present-day Mars*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **106**(E10), 23317 (2001).
- [69] M. T. Mellon e R. J. Phillips, *Recent gullies on Mars and the source of liquid water*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **106**(E10), 23165 (2001).

- [70] A. P. Ingersoll, *Mars: Occurrence of Liquid Water*, [Science](#) **168**(3934), 972 (1970).
- [71] B. M. Jakosky, *Atmospheric Loss to Space and the History of Water on Mars*, [Annual Review of Earth and Planetary Sciences](#) **49**, 71 (2021).
- [72] H. Lammer et al., *Outgassing History and Escape of the Martian Atmosphere and Water Inventory*, [Space Science Reviews](#) **174**, 113 (2013).
- [73] S. Barabash et al., *Martian Atmospheric Erosion Rates*, [Science](#) **315**(5811), 501 (2007).
- [74] T. Owen et al., *Deuterium on Mars: The Abundance of HDO and the Value of D/H*, [Science](#) **240**(4860), 1767 (1988).
- [75] N. R. Pace, *The universal nature of biochemistry*, [Proceedings of the National Academy of Sciences](#) **98**(3), 805 (2001).
- [76] S. A. Benner, *Defining Life*, [Astrobiology](#) **10**(10), 1021 (2010).
- [77] R. Gobato et al., *The Possibility of Silicon-Based Life*, [Bulletin of Pure and Applied Sciences-Chemistry](#) **41**(1), 52 (2022).
- [78] M. H. Acuña et al., *Magnetic Field and Plasma Observations at Mars: Initial Results of the Mars Global Surveyor Mission*, [Science](#) **279**(5357), 1676 (1998).
- [79] D. Matthiä et al., *The radiation environment on the surface of Mars – Summary of model calculations and comparison to RAD data*, [Life Sciences in Space Research](#) **14**, 18 (2017).
- [80] D. M. Hassler et al., *Mars' Surface Radiation Environment Measured with the Mars Science Laboratory's Curiosity Rover*, [Science](#) **343**(6169), 1244797 (2014).
- [81] J. A. Simpson, *Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays*, [Annual Review of Nuclear and Particle Science](#) **33**, 323 (1983).
- [82] H. V. Cane, I. G. Richardson e T. T. von Rosenvinge, *The Properties of Cycle 23 Solar Energetic Proton Events*, [AIP Conference Proceedings](#) **1216**(1), 687 (2010).
- [83] E. W. Cliver, *Solar energetic particles: Acceleration and transport*, [AIP Conference Proceedings](#) **516**(1), 103 (2000).
- [84] R. Mewaldt et al., *Energy Spectra, Composition, and Other Properties of Ground-Level Events During Solar Cycle 23*, [Space Science Reviews](#) **171**(1-4), 97 (2012).
- [85] J. H. Hendry et al., *Human exposure to high natural background radiation: what can it teach us about radiation risks?*, [Journal of Radiological Protection](#) **29**(2A), A29 (2009).
- [86] C. S. Cockell e A. L. Andradý, *The Martian and extraterrestrial UV radiation environment–1. Biological and closed-loop ecosystem considerations*, [Acta Astronautica](#) **44**(1), 53 (1999).
- [87] W. R. Kuhn e S. K. Atreya, *Solar radiation incident on the Martian surface*, [Journal of Molecular Evolution](#) **14**(1-3), 57 (1979).
- [88] K. A. Halberg, A. Jørgensen e N. Møbjerg, *Desiccation Tolerance in the Tardigrade *Richtersius coronifer* Relies on Muscle Mediated Structural Reorganization*, [PLoS ONE](#) **8**(12), e85091 (2013).
- [89] K. I. Jönsson, M. Harms-Ringdahl e J. Torrudd, *Radiation tolerance in the eutardigrade *Richtersius coronifer**, [International Journal of Radiation Biology](#) **81**(9), 649 (2005).
- [90] D. D. Horikawa et al., *Radiation tolerance in the tardigrade *Milnesium tardigradum**, [International Journal of Radiation Biology](#) **82**(12), 843 (2006).
- [91] K. I. Jönsson, *Radiation Tolerance in Tardigrades: Current Knowledge and Potential Applications in Medicine*, [Cancers](#) **11**(9), 1333 (2019).
- [92] K. I. Jönsson et al., *Tardigrades survive exposure to space in low Earth orbit*, [Current Biology](#) **18**(17), R729 (2008).

- [93] D. Persson et al., *Extreme stress tolerance in tardigrades: Surviving space conditions in low Earth orbit*, [Journal of Zoological Systematics and Evolutionary Research](#) **49**, 90 (2011).
- [94] R. L. Mancinelli e M. Klovstad, *Martian soil and UV radiation: Microbial viability assessment on spacecraft surfaces*, [Planetary and Space Science](#) **48**(11), 1093 (2000).
- [95] A. K. Pavlov, A. V. Blinov e A. N. Konstantinov, *Sterilization of Martian surface by cosmic radiation*, [Planetary and Space Science](#) **50**(7), 669 (2002).
- [96] J. R. Battista, A. M. Earl e M.-J. Park, *Why is Deinococcus radiodurans so resistant to ionizing radiation?*, [Trends in Microbiology](#) **7**(9), 362 (1999).
- [97] J. R. Battista, *Against All Odds: The Survival Strategies of Deinococcus radiodurans*, [Annual Review of Microbiology](#) **51**, 203 (1997).
- [98] K. S. Makarova et al., *Genome of the Extremely Radiation-Resistant Bacterium Deinococcus radiodurans Viewed from the Perspective of Comparative Genomics*, [Microbiology and Molecular Biology Reviews](#) **65**(1), 44 (2001).
- [99] H. Rothfuss et al., *Involvement of the S-layer proteins Hpi and SlpA in the maintenance of cell envelope integrity in Deinococcus radiodurans R1*, [Microbiology](#) **152**(9), 2779 (2006).
- [100] M. Grott et al., *Thermal Conductivity of the Martian Soil at the InSight Landing Site From HP3 Active Heating Experiments*, [Journal of Geophysical Research: Planets](#) **126**(7), e2021JE006861 (2021).
- [101] T. Spohn et al., *The InSight-HP3 mole on Mars: Lessons learned from attempts to penetrate to depth in the Martian soil*, [Advances in Space Research](#) **69**(8), 3140 (2022).
- [102] D. Hunten, *Possible oxidant sources in the atmosphere and surface of Mars*, [Journal of Molecular Evolution](#) **14**, 71 (1980).
- [103] J. Lasne et al., *Oxidants at the Surface of Mars: A Review in Light of Recent Exploration Results*, [Astrobiology](#) **16**(12), 977 (2016).
- [104] R. C. Quinn et al., *The oxidation-reduction potential of aqueous soil solutions at the Mars Phoenix landing site*, [Geophysical Research Letters](#) **38**(14), L14202 (2011).
- [105] M. H. Hecht et al., *Detection of Perchlorate and the Soluble Chemistry of Martian Soil at the Phoenix Lander Site*, [Science](#) **325**(5936), 64 (2009).
- [106] A. A. Pavlov et al., *Degradation of the organic molecules in the shallow subsurface of Mars due to irradiation by cosmic rays*, [Geophysical Research Letters](#) **39**(13), L13202 (2012).
- [107] W. Goetz et al., *MOMA: The challenge to search for organics and biosignatures on Mars*, [International Journal of Astrobiology](#) **15**(3), 239 (2016).
- [108] E. H. Wilson et al., *Perchlorate formation on Mars through surface radiolysis-initiated atmospheric chemistry: A potential mechanism*, [Journal of Geophysical Research: Planets](#) **121**(8), 1472 (2016).
- [109] A. Ansari, *Detection of organic matter on Mars, results from various Mars missions, challenges, and future strategy: A review*, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#) **10**, 1075052 (2023).
- [110] K. Biemann et al., *The search for organic substances and inorganic volatile compounds in the surface of Mars*, [Journal of Geophysical Research](#) **82**(28), 4641 (1977).
- [111] P. Mazur et al., *Biological implications of the Viking mission to Mars*, [Space Science Reviews](#) **22**(1), 3 (1978).
- [112] R. Navarro-González et al., *Reanalysis of the Viking results suggests perchlorate and organics at midlatitudes on Mars*, [Journal of Geophysical Research: Planets](#) **116**(E8), E12010 (2010).

- [113] H. V. Lauer et al., *Thermal and Evolved Gas Analysis of Magnesium Perchlorate: Implications for Perchlorates in Soils at the Mars Phoenix Landing Site*, 40th Lunar and Planetary Science Conference 2196 (2009).
- [114] C. Freissinet et al., *Organic molecules in the Sheepbed Mudstone, Gale Crater, Mars*, *Journal of Geophysical Research: Planets* **120**(3), 495 (2015).
- [115] J. L. Eigenbrode et al., *Organic matter preserved in 3-billion-year-old mudstones at Gale crater, Mars*, *Science* **360**(6393), 1096 (2018).
- [116] E. L. Scheller et al., *Aqueous alteration processes in Jezero crater, Mars—implications for organic geochemistry*, *Science* **378**(6624), 1105 (2022).
- [117] F. Altieri et al., *Investigating the Oxia Platum subsurface with the ExoMars rover and drill*, *Advances in Space Research* **71**(11), 4895 (2023).

Telescópios: histórias e aplicações na astronomia

Alexsandra De Souza Batista, Francisco Soares Dos Anjos Neto, Ray Rodrigues Oliveira Borges, Ruan Silva de Sá e Roger da Trindade Gomes
E.M.E.F. “Prefeito Roberto Calmon” Linhares-ES.

Resumo

Este artigo apresenta um relato de experiência, realizado em uma escola municipal de Ensino Fundamental em Linhares-ES, com alguns alunos de 9º ano. A reflexão deve-se à participação da Escola E.M.E.F. “Prefeito Roberto Calmon” na Mostra de Astronomia do Espírito Santo. Pensando no objetivo de avançar os estudos referentes à astronomia no contexto escolar, apresentamos uma pesquisa abrangente sobre o tema: Telescópios, desde o seu início até os dias atuais. Nossa pesquisa procurou informações a respeito dos equipamentos, de personalidades e contribuições para a astronomia. O tema foi apresentado aos discentes da escola citada e, em outras escolas da cidade de Linhares-ES, o que nos proporcionou um aprendizado enriquecedor. Durante a VII Mostra de Astronomia do Espírito Santo, uma competição de caráter colaborativo, recebemos contribuições maravilhosas que acrescentaram muito ao nosso trabalho de divulgação científica e salientamos a importância de fazer a divulgação também através de um site criado pelos alunos, e na divulgação desse manuscrito.

Abstract

This article presents an experience report conducted at a municipal elementary school in Linhares, Espírito Santo, with some 9th-grade students. The reflection stems from the participation of the EMEF “Prefeito Roberto Calmon” School in the Espírito Santo State Astronomy Show. Aiming to advance astronomy studies in schools, we present comprehensive research on the topic: Telescopes, from their inception to the present day. Our research sought information about the equipment, personalities, and contributions to astronomy. The topic was presented to students at our school and at other schools in our city, providing an enriching learning experience. During the 7th Espírito Santo Astronomy Show, a collaborative competition, we received wonderful contributions that greatly enhanced our scientific outreach work. We emphasize the importance of promoting this through a website created by the students and through the dissemination of this manuscript.

Palavras-chave: telescópios; telescópios espaciais; ensino na Educação Básica.

Keywords: telescopes; space telescopes; teaching in Primary Education

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.49992](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.49992)

1 Introdução

Para iniciar, é importante ressaltar que as inovações tecnológicas e os novos caminhos presentes na educação criam de forma contínua a demanda por novas práticas de ensino, ideias originais e recursos inovadores que naturalmente podem repercutir na motivação, na aprendizagem, nas janelas de interesse dos estudantes para com a pesquisa. O que vem acontecendo nas escolas é uma evolução análoga ao que ocorre na sociedade em geral, visto que,

As tecnologias, em suas diferentes formas e usos, constituem um dos principais agentes de transformação da sociedade, pelas modificações que

exercem nos meios de produção e por suas consequências no cotidiano das pessoas [1].

A Base Nacional Comum Curricular (BNCC) [2] reconhece explicitamente a importância do domínio das competências específicas a serem desenvolvidas pelos alunos nas escolas, bem como a relação entre áreas de conhecimento, disciplinas escolares que conhecemos historicamente e sempre a tratamos de forma individual. Mais especificamente, podemos citar,

Competência Específica 7: Compreender, utilizar e criar tecnologias digitais de informação e comunicação de forma crítica, significativa, reflexiva e ética nas diversas práticas sociais (incluindo as escolares) para se comunicar, acessar

e disseminar informações, produzir conhecimentos, resolver problemas e exercer protagonismo e autoria na vida pessoal e coletiva [2].

Este relato de experiência narra uma prática educativa e de divulgação científica que passou a fazer parte do contexto de nossa escola: EMEF “Prefeito Roberto Calmon” a partir do ano de 2020. A participação em 2024 na Mostra de Astronomia do ES contou com trabalhos elaborados pelos alunos do 9º ano do Ensino Fundamental, que teve como objetivo principal iniciar uma proposta de trabalho de divulgação científica e pesquisas voltadas para Astronomia. A prática da pesquisa é algo que deve ser trabalhada continuamente, pois leva-se tempo para criar uma cultura científica nos alunos, na escola e comunidade. “É experiência aquilo que ‘nos passa’, ou que nos toca, ou que nos acontece, e ao nos passar nos forma e nos transforma” [3].

Nossa pesquisa é bibliográfica [4], desenvolvida com base em material já publicado. Realizamos pesquisas em sites e artigos encontrados e utilizamos como referência metodológica Gil 2002.¹ Neste relato de experiência, na Seção 2, apresentamos como ficou distribuídos os assuntos pesquisados e mostrados aos estudantes durante o ano de 2024, e na Seção 10.1 destacamos os resultados aparentes para a inserção da astronomia na escola através dos conceitos pesquisados.

2 O início de uma viagem

Personagem quase desconhecido pelos nossos estudantes e professores de Física, ele é mencionado nos livros didáticos de forma esporádica, quase que exclusivamente pelo fato de Kepler haver utilizado os dados de suas observações na busca das três famosas leis do movimento planetário [5]. Tycho Brahe (1546-1601) foi um importante astrônomo de seu tempo, lembrado principalmente por suas meticulosas observações feitas com instrumentos que ele mesmo desenhou antes do advento do telescópio [5]. Foi no observatório

da ilha de Ven (Hven), que Brahe fez as observações que posteriormente Johannes Kepler (1571-1630) utilizou para formular as leis que descrevem o movimento dos planetas em torno do Sol.

O renascimento na Europa foi um período fértil para a ciência e nesse mesmo período, tivemos o desenvolvimento de tecnologias que deram origem aos primeiros instrumentos ópticos com lentes de qualidade. Já os primeiros telescópios, quando eles surgiram, ninguém sabe dizer ao certo, mas muitos historiadores acreditam que o primeiro modelo já registrado do que seria um telescópio foi desenvolvido em 1608 pelo holandês Hans Lippershey (1570-1619),² que criou um tipo de luneta utilizando tubos e lentes, que na época era utilizado especificamente para fins bélicos [5]. Em seguida, Galileu Galilei (1564-1642) soube dessa invenção e decidiu criar o seu próprio modelo utilizando seus conhecimentos que se aprimorou entre os anos 1608 e 1609.

Importante citar que, Galileu foi cientista, físico, matemático e astrônomo no período do renascimento e construiu um telescópio três vezes mais poderoso do que o de Lippershey. Com isso, conseguiu fazer observações dos corpos celestes, registrando-as com descrições precisas, destaque para as imperfeições da lua, as manchas do sol, as fases de Vênus e as luas de Júpiter. Com essas descobertas, Galileu ajudou na comprovação da teoria de Nicolau Copérnico (1473-1543), de que os planetas giravam em torno do Sol, logo, a Terra não poderia ser o centro do universo como se acreditavam naquela época.

3 O universo se abre

Destacou-se como um dos precursores do método científico, Galileu Galilei, que enfatizou na observação, experimentação e formulação de hipóteses, após a publicação dos primeiros resultados de suas observações em 1610, fato fundamental para o nascimento e desenvolvimento da ciência moderna. Um marco interessante é que Galileu observou os anéis de Saturno e por falta de uma definição melhor descreveu o que ele chamou de “orelhas”. E, praticamente 50 anos de-

¹A pesquisa bibliográfica é desenvolvida com base em material já elaborado, constituído principalmente de livros e artigos científicos. Embora em quase todos os estudos seja exigido algum tipo de trabalho dessa natureza, há pesquisas desenvolvidas exclusivamente a partir de fontes bibliográficas [4].

²Hans Lippershey foi um fabricante de lentes no qual é atribuída a criação do telescópio, pois foi o primeiro a requisitar uma patente sobre esse em 10 de setembro de 1608.



Figura 1: Esquema simplificado de um telescópio refrator. Elaborado pelos autores.



Figura 2: Esquema simplificado de um telescópio refletor. Elaborado pelos autores.

pois, Christiaan Huygens (1629 - 1695) descobre a primeira lua de Saturno (Titã) e observou seus anéis, isso devido a métodos que aumentaram a capacidade dos telescópios no período.

Falando um pouco sobre a tecnologia aplicada na época, os [5] telescópios refratores tiveram como base o uso de lentes para a ampliação. Seguindo o caminho da luz, ao passar por essas lentes, a primeira lente que a luz encontra é a objetiva, que ao receber os raios luminosos forma uma imagem real e invertida em um de seus focos. A segunda lente é a ocular que utiliza como seu objeto a imagem da lente objetiva. A ocular tem como finalidade aumentar a imagem formada pela primeira lente, de maneira que o observador possa visualizá-la (ver Figura 1).

Já os [5] telescópios refletores não usam lentes na frente como os refratores, eles são abertos e formados por espelhos. Por isso, os cientista Isaac Newton (1643-1727) percebeu que a ocorrência de aberrações cromáticas (desvio da luz que provocava o efeito de cores “fora do lugar”) nos telescópios refratores da época, se davam por conta das lentes. Então, para resolver esse problema, outros astrônomos da época cogitaram o uso de espelhos nos telescópios. Newton então, desenvolveu o primeiro telescópio refletor funcional registrado na história, e hoje é chamado de newtoniano. Os telescópios refletores são compostos por dois espelhos, um chamado espelho primário, e outro chamado de secundário. O espelho primário é côncavo, e fica ao fundo do telescópio refletor. Ele reflete a luz para o secundário, que

por sua vez a desvia para a ocular (ver Figura 2).

Com a tecnologia no desenvolvimento de novos telescópios, entramos no período em que muitos pesquisadores chamam de “Astronomia moderna”. A seguir, tentaremos apresentar um pouco dessa importante fase da história da Astronomia, na qual um dos grandes representantes foi o astrônomo William Herschel (1738-1822), descobridor de Urano em 1781.

4 Os grandes refratores

William Herschel foi um dos primeiros a construir telescópios refletores de grandes proporções, o maior tinha diâmetro de 122 centímetros (48 polegadas) e uma distância focal de 12 metros (40 pés), sendo o maior do mundo por cerca de 50 anos. Suas observações possibilitaram catalogar mais de 2500 objetos astronômicos, além de ser o primeiro a fazer observações do “céu profundo”. Em 1800, Herschel fez outra descoberta importante, observou que filtros de diferentes cores deixavam passar quantidades diferentes de calor em suas observações da luz solar, essa radiação foi chamada posteriormente de radiação infravermelho.

Durante o período da Astronomia moderna apresentou-se os grandes telescópios que contribuíram muito para o que conhecemos hoje, em que destacamos alguns:

- O Observatório Lick (Figura 3) foi cons-

truído entre 1880 e 1888; o telescópio era um refrator de 36 polegadas (91 centímetros de diâmetro).



Figura 3: Observatório Lick, localizado no Monte Hamilton, Califórnia, Estados Unidos. Fonte: <https://www.britannica.com/topic/Lick-Observatory>.

- O Observatório de Yerkes foi inaugurado em 1897 (<https://yerkobservatory.org>). O telescópio é um refrator de 40 polegadas (101,6 centímetros de diâmetro). (Figura 4)



Figura 4: Observatório Yerkes, Wisconsin-US. Fonte: <https://www.britannica.com/topic/Yerkes-Observatory>

- O Observatório Lowell (<https://lowell.edu>) foi estabelecido em 1894, o telescópio é um

refrator de 24 polegadas (61 centímetros de diâmetro), colocando-o entre os mais antigos observatórios dos Estados Unidos. O observatório foi fundado pelo astrônomo Percival Lowell (1855-1916),³ responsável pela descoberta do planeta anão Plutão em 1930 (Figura 5).



Figura 5: Percival Lowell em 1914, observando Vênus durante o dia com o telescópio refrator Alvan Clark, em Arizona, Estados Unidos. Fonte: <https://lowell.edu/discover/telescopes-exhibits/clark-refractor-telescope/>.

- O Observatório Mount Wilson (<https://www.mtwilson.edu>) foi estabelecido em 1904, o espelho principal do telescópio possui 1,5 metros de diâmetro. Graças ao projeto audacioso de George Ellery Hale⁴ e os telescópios por ele construídos (o *Hale* e o *Hooker*), possibilitou confirmar muitas incógnitas sobre a expansão do universo, uma teoria proposta por Alexander Friedmann (1888-1925) em 1922. Nela foi introduzida a ideia de um universo em expansão que continha matéria em movimento. Para os cientistas da época, isso era um grande tabu e teve uma das

³Sua empresa Alvan Clark & Sons fabricou lentes para telescópios refratores. Suas lentes incluíam as maiores e melhores do mundo na época.

⁴George Ellery Hale foi responsável por planejar e supervisionar a construção de potentes telescópios que tornaram possíveis as observações dos astrônomos da época.

contribuições mais importantes feitas por Edwin Hubble (1889-1953) (Figura 6).



Figura 6: Observatório Mount Wilson, localizado no estado da Califórnia, Estados Unidos. Fonte: <https://www.mtwilson.edu/engineering-tour/>

- O Observatório Palomar (<https://sites.astro.caltech.edu/palomar/visitor>) é de propriedade e operado pelo Instituto de Tecnologia da Califórnia (Caltech). O telescópio de 200 polegadas (5 metros de diâmetro) recebeu o nome do astrônomo e construtor de telescópios George Ellery Hale (1868-1938). Foi o maior telescópio do mundo de 1949 até 1975 (Figura 7).



Figura 7: O observatório Palomar, Califórnia-US. Fonte: <https://sites.astro.caltech.edu/palomar/about/telescopes/hale.html>

- Destacamos apenas um telescópio refletor para representar a evolução em termos tamanho. O Gran Telescópio Canarias (Figura 8), com um espelho refletor de 10,4 metros de diâmetro, levou sete anos para ser construído,

o telescópio foi inaugurado 2009 e ostenta o título de maior telescópio óptico do mundo.



Figura 8: Gran Telescópio Canarias, localizado na Espanha. Fonte: https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2019/03/Gran_Telescopia_Canarias_telescopio.

5 Telescópios no Brasil

A Astronomia no Brasil se iniciou em 1827, com a instalação do Observatório Nacional pelo imperador Dom Pedro I. O primeiro objetivo do observatório era manter a hora oficial para orientar a navegação, que naquela época dependia da comparação da hora marcada por um cronômetro no navio e a altura do Sol a partir do horizonte, que estabelece a hora local, para localizar-se no mar, o Observatório Nacional marcava o meio-dia com um tiro de canhão. Em 1981, entra em operação no Brasil, um telescópio de 1,6 metros de diâmetro, localizado em Brazópolis-MG (Figura 9). O Observatório do Pico dos Dias é destaque em pesquisas, sendo operado e mantido pelo Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA).



Figura 9: Observatório do Pico dos dias, Brazópolis-MG. Fonte: <https://press.exoss.org/estacao-exoss-realiza-la-captura-no-lna-observatorio-do-pico-dos-dias/>

Também destacamos de forma positiva o conhecido Observatório do Capricórnio, com equipamentos de alta precisão, destacando-se entre os mais conhecidos do país e pioneiro em ações educativas para a comunidade, divulgação e pesquisa

astronômica (Figura 10). O Observatório Municipal Jean Nicolini está localizado em Campinas-SP, foi fundado em 1948, e o espaço inaugurado em 1977 como o primeiro observatório municipal do país, já no ano de 1994, foi tombado como patrimônio histórico-cultural de Campinas-SP.



Figura 10: Observatório do Capricórnio, em Campinas, São Paulo. Fonte: <https://fotos.campinas.sp.gov.br/picture.php?/8745>

6 Telescópios solares

Telescópios Solares são instrumentos especializados, utilizados na observação do Sol e projetados para detectar a luz em comprimentos semelhantes aos telescópios comuns, sendo normalmente no espectro visível ou próximo a ele. Possuem de extrema importância na astronomia, pois conseguem observar diversos fenômenos solares: manchas, erupções e até alterações na dinâmica da atmosfera solar. Diferentemente dos telescópios comuns, os solares possuem um filtro especial, que nos permite observar a fotosfera solar sem causar danos a nossa visão.

7 Radiotelescópios

Os radiotelescópios são instrumentos que detectam e analisam todo tipo de radiação de baixa frequência, como as de rádio por exemplo, emitida pelos corpos celestes. Eles funcionam a partir da captação dessas ondas eletromagnéticas de baixa frequência, que variam de 3 quilohertz a 300 gigahertz. As ondas de rádio são captadas através de uma antena com formato parabólico, que as focaliza em um ponto extremamente sensível. Em seguida, toda informação recebida por meio das ondas é redirecionada aos computadores, que analisam os dados e com eles é possível a

construção de uma imagem. Para melhorar a clareza da imagem fornecida, são colocados diversos radiotelescópios enfileirados, para assim, quando a radiação eletromagnética emitida pelo corpo celeste chegar à terra, poder ser captada em curtos intervalos de tempo de diferença entre cada radiotelescópio, permitindo diferentes percepções do mesmo objeto celeste, e com a ajuda dos computadores para suas análises, possibilitando a construção da imagem útil.

8 Telescópios espaciais

A astronomia moderna desenvolveu e colocou em órbita, grandes telescópios espaciais que contribuíram e continuam contribuindo muito para o que conhecemos hoje, destacamos alguns:

O Hubble Space Telescope (HST)

O telescópio espacial Hubble, construído pela NASA (<https://www.nasa.gov>), recebeu esse nome para homenagear o astrônomo americano Edwin Powell Hubble (1889-1953). Hubble foi um importante astrônomo, sendo o primeiro a confirmar galáxias além da Via-Láctea, além de ser o primeiro a dimensionar o tamanho da Via-Láctea e que também criou um método de classificação das galáxias de acordo com os seus formatos. Outra importante contribuição de Hubble foi a lei de Hubble, servindo mais tarde para estruturar a teoria do Big-Bang.

Hubble Space Telescope, foi projetado nos anos 1970 e 1980, lançado em 1990, e proporcionou uma revolução na Astronomia. O principal elemento do telescópio Hubble é um espelho de 2,40 m de diâmetro, esse espelho o caracteriza como um telescópio refletor, com funcionalidade no comprimento de onda, luz visível, raios Gama, raios-X e infravermelho. O Hubble está a 600 km da superfície da Terra e possui período de revolução ao redor do planeta de aproximadamente 95 minutos.

O Gaia

O Gaia é uma missão da Agência Espacial Europeia (ESA) (<https://www.esa.int/>), que tem como objetivo criar um mapa tridimensional extraordinariamente preciso de mais de um bilhão

de estrelas da nossa galáxia, a Via Láctea. Além disso, está mapeando seus movimentos, temperatura, luminosidade e composição. Foi lançado em 2013, em um foguete Soyuz-STB,⁵ na Guiana Francesa.

Ele mantém sua órbita em um dos pontos de Lagrange⁶, o L2, que evita que os telescópios esfriem e aqueçam, saindo e entrando na sombra da terra, esse local oferece um ponto de vista mais estável. O Gaia permite medições de estrelas próximas com a extraordinária precisão de 0,001%. E mesmo as estrelas mais distantes de nós e próximas do centro galáctico, a 30.000 anos luz, têm e terão suas distâncias medidas com uma precisão de 20%.

Para todos os objetos de magnitude 15, o Gaia mede suas posições com uma precisão de 24 microsssegundos de arco. É como se medisse o diâmetro de um fio de cabelo a 1.000 quilômetros de distância. Ele possui dois telescópios ópticos que trabalham com precisão para determinar localização e velocidade das estrelas, além de dividir a sua luz num espectro para análise. Ao longo da sua trajetória, ele detecta cada uma de suas estrelas alvo 14 vezes por ano. Sua missão também está estudando mais de um milhão de quasares distantes, testando rigorosamente a teoria da relatividade de Einstein.

James Webb

No começo de seu desenvolvimento, era chamado de *Next Generation Space Telescope*. Entretanto, em 2002, seu nome foi alterado para *James Webb Space Telescope* (JWST), em homenagem ao diretor da NASA entre 1961 e 1968. O telescópio espacial James Webb levou 17 anos para ser construído. Ele possui 18 espelhos hexagonais, esses espelhos são feitos de berílio revestidos com uma fina camada de ouro, seu espelho opera com um sistema de captação de raios infravermelho, por este motivo, os espelhos foram revestidos de ouro, pois ele é um ótimo refletor de infravermelho, a forma hexagonal permite que a junção deles se aproxime de um formato circular, com arestas que se encaixam sem folgas, para focali-

zar ao máximo os raios de luz infravermelho. O espelho e os instrumentos devem ser mantidos em uma temperatura baixa, a 370° graus Fahrenheit negativos (188° graus Celsius negativos) para conseguir observar o universo como planejado. Para isso, eles usaram cinco membranas de metal reflexivos finas como o cabelo humano, que protegem ele do calor do sol e o mantém na temperatura ideal.

O objetivo da construção do JWST foi para estudar as fases da história do Universo, desde sua grande expansão até a evolução do nosso próprio Sistema Solar. Nesse sentido, o JWST captará a radiação infravermelha emitida por diversos corpos no espaço, para isso, terá que evitar a interferência da radiação infravermelha produzida por si próprio, pelo Sol, pela Lua e pela Terra. Isso só é possível em baixas temperaturas.

O JWST precisava de certas condições para poder operar corretamente, por ser um satélite de captação de raios infravermelho, ele não pode ficar de frente para a terra nem para sol, pois esses dois objetos transmitem muito infravermelho. Ele deveria estar em uma posição onde o infravermelho da terra e do sol não exercesse influência sobre ele, também tinha que estar em uma posição de baixa temperatura, por último tinha de orbitar junto com a terra para ficar em sua sombra. Para atender aos requisitos, o ponto L2 foi escolhido, devido a: *i*) no ponto L1 a temperatura estaria alta e os raios infravermelho da terra e do sol iriam afetar o funcionamento do telescópio; *ii*) no ponto L3, o JWST não estaria na sombra da terra, e assim, sofrendo com a radiação; *iii*) já os pontos L4 e L5 não se encontram na sombra da terra, também sofre com radiação.

9 Conclusão parcial

Os telescópios revolucionaram nossa compreensão do universo, desde as primeiras observações de Galileu Galilei que desafiaram as teorias geocêntricas da época, até os telescópios espaciais de hoje, essas ferramentas nos permitiram explorar o cosmos de forma incrível. As descobertas feitas com telescópios impulsionaram o desenvolvimento da astronomia e de outras áreas da ciência, como a física e a matemática e a tecnologia dos telescópios evoluiu significativamente ao longo dos

⁵Soyuz é o nome de uma nave espacial russa e do programa espacial que a utiliza.

⁶Para qualquer combinação de dois corpos orbitais, existem cinco pontos de Lagrange, L1 a L5, todos no plano orbital dos dois grandes corpos.

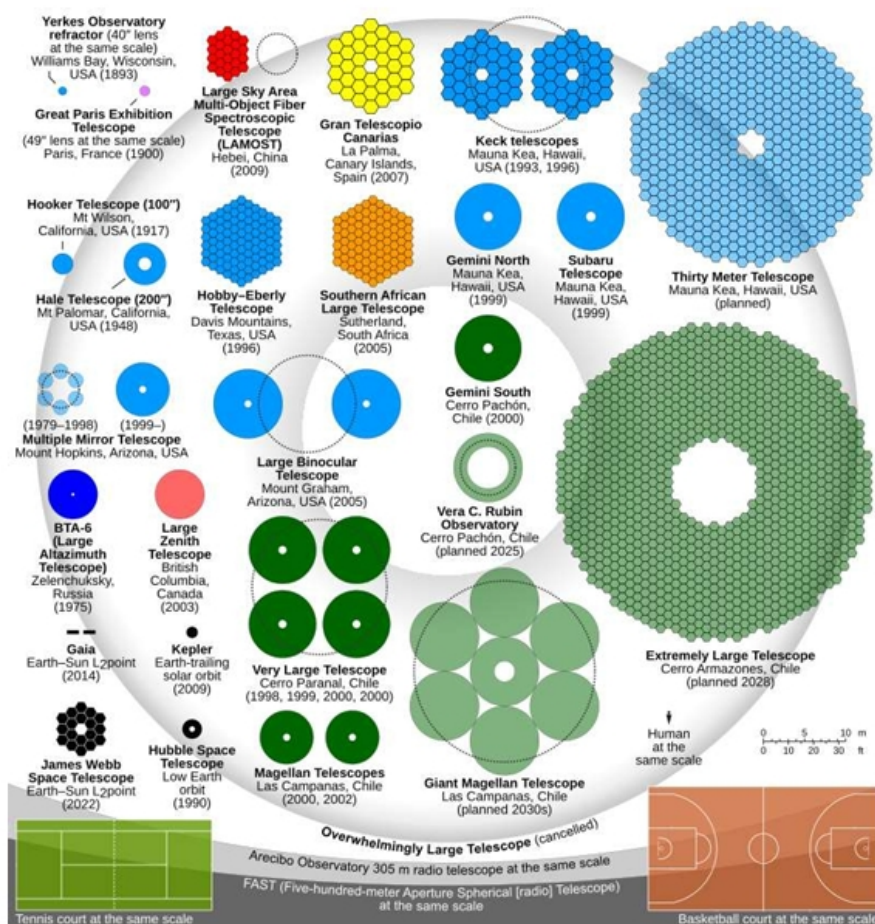


Figura 11: Comparação dos tamanhos nominais das aberturas de grandes telescópios terrestres e espaciais ao longo da história. Fonte: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Comparison_optical_telescope_primary_mirrors.svg.

anos.

Hoje, temos telescópios terrestres e espaciais equipados com sensores altamente sensíveis e sistemas de óptica adaptativa, que nos permite obter imagens cada vez mais nítidas e detalhadas do universo. Uma comparação entre os mais diversos e populares telescópios terrestres e espaciais encontra-se na Figura 11. Os telescópios são ferramentas indispensáveis para a exploração do universo. Ao longo da história, eles nos deixaram desvendar os mistérios do cosmos e expandir nossos conhecimentos sobre o universo em que vivemos.

10 O projeto de divulgação

O presente projeto teve início na EMEF “Prefeito Roberto Calmon” em Linhares, no mês de Julho de 2024, um projeto que consistia na realização de seminários e apresentações para os alu-

nos sobre temas de astronomia em geral. Após algumas apresentações para os 9^o anos, recebemos o convite de visitar outra escola, um reconhecimento ao ótimo trabalho realizado pelos alunos envolvidos. Em paralelo ao projeto, participamos das etapas da VII Mostra de Astronomia do Espírito Santo (MAES), onde realizamos a gravação do vídeo e fizemos as apresentações para o público, com o tema Telescópios: Histórias e aplicações, na astronomia.

10.1 Ações do projeto

Podemos perceber que a partir das apresentações, existia uma tendência de interesse por parte dos demais estudantes, em que ficou evidente na nossa escola que mais alunos estão se interessando e tomando a iniciativa de perguntar sobre astronomia, de se envolver e querer participar de pesquisas futuras. As ações desenvolvidas ao longo



Figura 12: Apresentação em uma escola particular da cidade. Fonte: Arquivo dos autores.

do ano de 2024 aconteceram com dois grupos de alunos da EMEF Roberto Calmon, e seguimos a seguinte sequência de trabalho:

1. Engajamento para a pesquisa, escolha de temas e produção de textos e resumos;
2. Produção de um vídeo de divulgação científica e uso das redes sociais (Instagram) para divulgação dos temas propostos;
3. Apresentação no formato de seminário na escola para alunos de 9º anos do Ensino Fundamental;
4. Apresentação no formato de seminário para alunos de 8º e 9º anos de outra escola da cidade;
5. Apresentação para o público e avaliadores da 2º e 3º etapas da IIV MAES 2024;
6. Criação do site (Cosmosaber) com publicação quinzenal de conteúdo;
7. Participação nos encontros on-line do clube de astronomia da EMEF “Prefeito Roberto Calmon”;

O Clube de Astronomia *Lua Crescente* foi criado em Outubro de 2023, mais precisamente em 14 de outubro de 2023, devido a iniciativa de alguns alunos em produzir um trabalho intitulado *Astronomia Escolar*. Este projeto trouxe aos alunos da escola EMEF Prefeito Roberto Calmon temas de astronomia e muitos estudantes tiveram a oportunidade de acompanhar as apresentações realizadas.



Figura 13: Capa do site CosmoSaber. Fonte: Arquivo dos autores.

Dessa forma, visando ampliar o engajamento dos alunos das séries anteriores no projeto de astronomia escolar, o clube foi fundado e funciona com encontros mensais para direcionamento de pesquisas e discussão de temas. O projeto tem como objetivos estudar os fundamentos da astronomia, conhecer as descobertas atuais da astronomia e astrofísica, estimular a observação a curiosidade sobre os astros que embelezam as nossas noites e preparar os alunos para participarem da Olimpíada Brasileira de Astronomia (OBA) e Mostra de Astronomia do ES (MAES). Os dados do engajamento feito pelo trabalho intitulado *Telescópios, histórias e aplicações na astronomia* (MAES-2024) encontram-se na Tabela 1.

Vale ressaltar que a astronomia, como ciência, nos conecta ao universo e ao nosso lugar nele. A divulgação da astronomia deve desempenhar um papel importante em nossa comunidade, pensando por este lado os alunos tiveram a iniciativa de criação do site CosmoSaber (<https://www.cosmosaber.space>) que tem como objetivos: Inspirar novas gerações de cientistas e pesquisadores; Promover educação científica de qualidade; Combater mitos e desinformações; Fomentar curiosidade e pensamento crítico, dentre outras. Ao compartilhar conhecimentos astronômicos de forma acessível e dinâmica, podemos expandir nossa compreensão do cosmos e nos aproximar da beleza e complexidade do universo.

Para finalizar, o trabalho de divulgação científica tem como principal objetivo, oferecer aos professores e alunos de nossa escola, e de outras escolas, boas informações relacionadas a ciência, bem como desenvolver nos alunos do Ensino Fundamental o interesse pela pesquisa e propor oportunidades para a construção do seu próprio conhecimento.

Tabela 1: Resumo das apresentações e público estimado

Apresentação na EMEF “Roberto Calmon” nos dias: 22/10 e 24/10/24	
Turmas	Quantidades de alunos
9º A	28 alunos
9º B	25 alunos
9º C	27 alunos
9º D	31 alunos
Apresentação na 2ª Fase da MAES no dia: 29/10/24	
Auditório da Universidade Aberta do Brasil – aproximadamente 70 pessoas	
Apresentação na Escola Cooperativa Educacional de Linhares – 18/11/24	
9º A	22 alunos
9º B	21 alunos
8º A	20 alunos
8º B	19 alunos
Apresentação na 3ª Fase da MAES no dia: 29/11/24	
Auditório do IFES – Guarapari – aproximadamente 80 pessoas	
Estimativa Total: 343 pessoas	

11 Considerações finais

Não há como dissociar dois elementos, pesquisa e ensino, o método tradicional de ensino, que traz o professor como detentor do conhecimento, dificilmente oferece ao estudante a oportunidade de participar de forma ativa de uma pesquisa ou engajamento para produção de conhecimento. Nas palavras de Paulo Freire,

Não há ensino sem pesquisa e pesquisa sem ensino. Esses fazeres se encontram um no corpo do outro. Enquanto ensino, continuo buscando, reprocurando. Ensino porque busco, porque indaguei, porque indago e me indago. Pesquiso para constatar, constatando intervenho, intervindo educo e me educo. Pesquiso para conhecer o que ainda não conheço e comunicar ou anunciar a novidade [6].

Nessa pesquisa, podemos evidenciar que houve um aumento na participação dos estudantes, pela visibilidade que o projeto tomou diante da comunidade escolar, pela empolgação dos estudantes em aprender, talvez por ganhar a premiação das bolsas CNPq. Mas o que realmente fica é o prazer dos estudantes em participar do projeto enquanto pesquisadores e protagonistas do processo. Im-

portante citar, que a escola tem estudantes provenientes de regiões mais periféricas do município. E que ter oportunidades de iniciação científica para estudantes dessa região, é oportunizar o início de uma carreira acadêmica que dificilmente teriam em outros espaços. O certo é que continuaremos divulgando ciência e possibilitando a estes estudantes o sabor de ser pesquisador, de conhecer e ser o emancipador em seu processo da construção do conhecimento.

Sobre os autores

Alexsandra De Souza Batista, Francisco Soares Dos Anjos Neto, Ray Rodrigues Oliveira Borges e Ruan Silva De Sá, concluíram o Ensino Fundamental (2024) na Escola EMEF “Prefeito Roberto Calmon”, participaram e obtiveram o 3º lugar na categoria 9º ano do Ensino Fundamental na IV MAES.

Roger Da Trindade Gomes (rogertrindadeufes@gmail.com) é doutorando em Educação em Ciências e Matemática pelo Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Espírito Santo

- IFES/EDUCIMAT. Mestre em Ensino na Educação Básica pela Universidade Federal do Espírito Santo- UFES (2021), Especialista em Educação Profissional Integrada à Educação Básica na Modalidade de Educação de Jovens e Adultos (PROEJA) pelo IFES (2013). Possui graduação em Física (2018) e Matemática (2011) pela UFES. Atualmente é professor da Prefeitura Municipal de Linhares e Professor Coordenador de Área do município de Linhares. Professor de Matemática e Robótica Educacional do Colégio Cristo Rei - Linhares. Possui interesse em pesquisas voltadas para a Tecnologia na Educação e Astronomia.

Referências

- [1] Brasil, *Parâmetros Curriculares Nacionais para o Ensino Fundamental* (MEC/SEF, Brasília, 1997).
- [2] Brasil, *Base Nacional Comum Curricular* (Brasília, 2018).
- [3] J. L. Bondía, *Notas sobre a experiência e o saber de experiência*, [Revista Brasileira de Educação](#) **19**, 20 (2002).
- [4] A. C. Gil, *Como elaborar projetos de pesquisa* (Atlas, São Paulo, 2002), 4 ed.
- [5] K. d. S. Oliveira Filho e M. d. F. Oliveira Saraiva, *Astronomia e Astrofísica* (Editora da Física, São Paulo, 2017), 4 ed.
- [6] P. Freire, *Pedagogia da autonomia: saberes necessários à prática educativa* (Paz e Terra, São Paulo, 2008), 37^a ed.

Considerações cosmológicas sobre a teoria geral da relatividade

A. Einstein

Tradutores

Júlio C. Fabris¹ e Oliver F. Piattella²

¹*Universidade Federal do Espírito Santo*

²*Università degli Studi dell'Insubria, Itália*

Resumo

Apresentamos a tradução do artigo publicado por Albert Einstein em 1917. Nele é introduzida, pela primeira vez, uma constante cosmológica, termo que hoje desempenha um papel muito importante para o modelo padrão da cosmologia. Alguns comentários introdutórios são apresentados, seguidos da versão em português do texto originalmente escrito em alemão.

Abstract

We present the translation of the article published by Albert Einstein in 1917. In it, he introduces, for the first time, a cosmological constant, a term that today plays a very important role in the standard model of cosmology. Some introductory comments are presented, followed by the Portuguese version of the text originally written in German.

Palavras-chave: constante cosmológica; Albert Einstein; energia escura; tradução.

Keywords: cosmological constant; Albert Einstein; dark energy; translation.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v7n1.52177](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v7n1.52177)

Introdução dos tradutores

A teoria da Relatividade Geral (RG), a moderna teoria da gravitação, foi divulgada em um artigo publicado em dezembro de 1915, assinado por Albert Einstein [1].

No início de 1916, a primeira solução exata utilizando a RG foi obtida pelo astrônomo Karl Schwarzschild e descreve o espaço-tempo (ou o campo gravitacional, se usarmos a linguagem newtoniana) formado na região externa, sem matéria [2], por uma massa que respeita a simetria esférica. Schwarzschild provavelmente tinha em mente o espaço-tempo determinado por uma estrela. Sua solução, no entanto, trazia o germe da noção de buraco-negro, uma das estruturas mais intrigantes previstas pela RG e, rigorosamente, sem análogo na teoria newtoniana.

A criação de um modelo cosmológico usando a RG, no entanto, só viria a ser abordada em 1917 com o modelo de universo estático proposto por Einstein no artigo [3], que é aqui traduzido,

ao nosso conhecimento pela primeira vez, para a língua portuguesa. É um artigo muito citado, principalmente porque é a primeira abordagem científica, com uma linguagem matemática e utilizando a nova teoria da gravitação, de uma possível descrição do universo como um todo. No entanto, talvez não cometamos um erro ao dizer que é pouco lido, e isto nos motiva a realizar esta tradução direta do original em alemão. Além do aspecto central relacionado à criação de um modelo cosmológico, o artigo traz novos elementos que mantêm o interesse neste texto. Um deles é que, para se obter um universo estático, Einstein introduz a constante cosmológica Λ , que é, hoje, um constituinte fundamental do modelo padrão da cosmologia, o chamado Λ CDM. As observações indicam que cerca de 70% do conteúdo energético do nosso universo seria sob a forma de Λ . Outro aspecto, menos popular, mas relacionado de certa forma à constante cosmológica, é a ideia de uma formulação unimodular da RG, onde a

métrica é vinculada a ter determinante igual a 1.

Deve-se ressaltar que a construção de um modelo para o universo como um todo foi ignorada antes da publicação do artigo de Einstein de 1917, não tendo recebido um tratamento mais completo sequer no âmbito da teoria newtoniana, a teoria gravitacional que prevalecia antes do surgimento da RG. O motivo para isto nos parece simples: os conhecimentos sobre a estrutura global do universo eram parcos, vagos e inexatos. Por exemplo, a descoberta de que o universo contém várias galáxias além da nossa galáxia, a Via Láctea, só viria a ser estabelecida na década de 1920, anos depois do artigo de Einstein. Muitas estruturas cósmicas, como as estrelas, aglomerados de estrelas, nebulosas, entre outras, eram conhecidas, mas ainda não se tinha ideia do tamanho do universo, de como essas estruturas se distribuíam no cosmos, do que eram exatamente essas nebulosas, muitas das quais se revelaram ser galáxias como a nossa.

No seu livro sobre a teoria da Relatividade Geral, publicado em 1922, o físico-matemático brasileiro Manoel Amoroso Costa reserva no final pouco espaço para a discussão sobre a cosmologia, dizendo que, no estágio do conhecimento que se tinha na época, discutir cosmologia era como tentar discutir a estrutura global dos oceanos a partir de uma gota coletada no mar [4]. A possibilidade de que o universo fosse dinâmico, podendo estar em expansão, como acreditamos ser o caso hoje, só seria evocada também em 1922 pelo matemático russo Alexander Friedmann (ver a edição dos Cadernos de Astronomia de 2022, em especial a tradução comentada do artigo de Friedmann [5]), recebendo comprovação observacional poucos anos depois. A noção mesmo de galáxias só se firmaria a partir do chamado Grande Debate, há cem anos atrás [6]. Nesse contexto, abordar a construção de um modelo para o universo era uma tarefa ousada e arriscada.

Mesmo assim, em 1917, Einstein cria o seu modelo cosmológico. É um universo estático, pois não há evidências, naquele momento, de uma dinâmica do universo. Para obter um universo com matéria, mas estático, Einstein se vê obrigado a introduzir, nas equações da RG, a famosa constante cosmológica. Hoje, apresentamos a necessidade de introduzir a constante cosmológica para se ter um universo preenchido com matéria, mas

estático, pelo fato da constante cosmológica mimetizar um fluido com pressão negativa, contendo portanto efeitos repulsivos que compensariam a atração gravitacional da matéria. Mas, no artigo, Einstein justifica a introdução deste termo (ressaltamos, hoje parte integrante do modelo cosmológico padrão relacionado à energia escura) através de uma análise, um pouco obscura em certos momentos, do potencial gravitacional no infinito. Ao considerar um universo finito, com a matéria concentrada em uma certa região, o potencial gravitacional no infinito deve ser constante (nulo, se preferirmos) e isto, segundo Einstein, levaria à dissolução da estrutura local, com as estrelas se dispersando gradativamente. Para provar isto, Einstein usa um argumento estatístico: em uma distribuição estatística das velocidades, uma estrela pode adquirir velocidade suficiente para escapar da estrutura local, e este processo pode se repetir sequencialmente.

Curiosamente, muito embora o modelo estático elaborado por Einstein tenha sido formulado fazendo menção à RG, boa parte do seu raciocínio segue uma estrutura newtoniana. Para evitar a dissolução do sistema local, Einstein introduz a constante cosmológica, o que gera um potencial divergente no infinito espacial e conduz a efeitos repulsivos que contrabalançam a atração da matéria. Sabemos hoje, de fato, que a solução de Schwarzschild para simetria esférica pode ser generalizada introduzindo-se uma constante cosmológica, gerando um potencial repulsivo (na linguagem newtoniana) além do potencial atrativo da matéria. A estrutura geométrica criada por Einstein é a de uma esfera. Assim, o universo, além de estático, é finito, o que resolve também o problema da divergência do potencial no infinito espacial, noção inexistente no caso de uma esfera finita.

Pouco tempo depois da formulação do modelo de universo estático, inglês Arthur Eddington [7] mostraria que a construção realizada por Einstein era instável: qualquer perturbação na distribuição de matéria levaria a um colapso do universo. Einstein não apresenta neste artigo nenhuma discussão sobre a estabilidade, algo que parece crucial em toda configuração estática, e que já tinha sido fartamente discutido no contexto newtoniano para situações particulares de sistemas mecânicos. Einstein também, em momento al-

gum, como ressaltado na análise do artigo feito na Ref. [8], aborda o status observacional do modelo que propõe, muito embora mais tarde ele tenha tentado fazer estimativas através dos dados observacionais então disponíveis, obtendo um valor para o tamanho do universo visível da ordem de mil vezes menor que o atual. Há outras lacunas no texto. Einstein, por exemplo, não cita os trabalhos de Seeliger [9] que, aproximadamente 20 anos antes do artigo de 1917, já tinha introduzido a constante cosmológica no contexto newtoniano. Por outro lado, ao tratar das condições no infinito, Einstein menciona a possibilidade de introduzir um sistema de coordenadas onde o determinante da métrica é igual a 1, o que é compatível com a métrica de Minkowski no infinito. Hoje, esta condição é denominada de condição unimodular, inspirando uma série de modificações da RG geral, inclusive com interessantes consequências para uma teoria quântica da gravitação.

O modelo cosmológico de Einstein não resistiu à evolução subsequente da cosmologia, com a descoberta da expansão cósmica e o advento de medidas cada vez mais precisas sobre a estrutura do universo em larga escala. Mas, a construção einsteiniana evoca pela primeira vez (pelo menos no contexto relativista) a presença da constante cosmológica, que se revelaria posteriormente como uma extensão natural e mesmo necessária da RG. Cita-se com frequência a frase que é atribuída a Einstein de que a constante cosmológica teria sido “o maior erro de minha vida”, tendo em vista a descoberta da expansão do universo, o que contradiz o modelo estático. Ao nosso conhecimento, não há um texto de Einstein onde isto tenha sido dito claramente; parece ter sido uma citação indireta de conversas que ele teria tido sobre a questão. Mas o que é certo é o papel ulterior desempenhado pela constante cosmológica, nos estudos sobre a estrutura do universo: sua presença nas equações gravitacionais levaria a uma idade do universo compatível com a dos aglomerados globulares, como enfatizado por Lemaître nos anos 30 [10]. Além disso, a identificação atual com a energia escura e sua conexão com a energia do vácuo quântico, revela a riqueza escondida nesse novo termo das equações gravitacionais. A menção à condição unimodular também esconde uma nova possibilidade de teorias gravitacionais geo-

métricas e que, aparentemente, aborda satisfatoriamente os problemas relacionados com o valor teórico extremamente grande da energia do vácuo.

Na década de 90 do século passado, uma nova descoberta observacional revolucionou o nosso entendimento do universo: a expansão cosmológica está acelerada. Para explicar isso, como tinha sido no caso do universo estático de Einstein, torna-se também necessária uma forma de anti-gravidade. Dessa vez, porém, o modelo teórico já existia: a constante cosmológica de Einstein.

O artigo de 1917 de Einstein constitui uma intrigante leitura, inclusive naquilo que ele se revelou incorreto no contexto estático, mas frutífero em um contexto mais geral.

Sobre os tradutores

Júlio C. Fabris (julio.fabris@cosmo-ufes.org) é professor titular do Departamento de Física da Universidade Federal do Espírito Santo (UFES) e pesquisador do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq). Suas atividades científicas versam sobre física teórica, com especial ênfase em cosmologia e gravitação.

Oliver F. Piattella (of.piattella@uninsubria.it) é Professor Adjunto na Università degli Studi dell’Insubria, Como, Itália. Foi professor do Departamento de Física da Universidade Federal do Espírito Santo (UFES), e pesquisador do Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq), de 2012 a 2021. Atua nas áreas de cosmologia e gravitação, tendo publicado mais de 50 artigos científicos e um livro-texto de cosmologia intitulado *Lectures notes in cosmology* (Springer, 2018).

Referências

- [1] A. Einstein, *Die Feldgleichungen der Gravitation*, Sitz. König. Preuss. Akad. 844-847 (1915).
- [2] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, Sitz. König. Preuss. Akad. Wiss. 189-196 (1916).

- [3] A. Einstein, *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitz. Königl. Preuss. Akad. 142-152 (1917).
- [4] M. Amoroso Costa, *Introdução à Teoria da Relatividade*, Livraria Científica Brasileira, Editora da UFRJ, Rio de Janeiro (1995).
- [5] H. Velten e W. Zimdahl, *O universo dinâmico de Friedmann*, Cadernos de Astronomia 3 (1) 151 (2022).
- [6] V. Flório e O. Freire Júnior, *Via Láctea: ilha isolada?*, Cadernos de Astronomia 2 (1) 79 (2021).
- [7] A.S. Eddington, *On the instability of Einstein's spherical world*, MNRAS 90 668 (1930).
- [8] O'Raifeartaigh, C., O'Keeffe, M., Nahm, W. and S. Mitton, *Einstein's 1917 static model of the universe: a centennial review*, EPJH 42 431(2017).
- [9] H. von Seeliger, *Über das Newtonische Gravitationsgesetz*, Sitz. Königl. Bayer. Akad. Wiss. 126 373-400 (1896).
- [10] G. Lemaître, *L'universe en expansion*. Ann. Soc. Sci. Brux A53 51-85 (1933).

Considerações cosmológicas sobre a teoria geral da relatividade*

Por A. Einstein

É bem conhecido que a equação diferencial de Poisson:

$$\Delta\phi = 4\pi K\rho \quad (1)$$

em relação à equação do movimento do ponto material, ainda não substitui completamente a teoria newtoniana da ação à distância. É necessário acrescentar a condição de que, no infinito espacial, o potencial ϕ tende a um valor limite constante. Algo semelhante ocorre na teoria gravitacional da relatividade geral; também aqui devem ser acrescentadas condições de contorno no infinito espacial, caso se considere o universo como espacialmente infinito.

No tratamento do problema planetário, escolhi essas condições de contorno na forma da seguinte suposição: é possível escolher um sistema de referência tal que todos os potenciais gravitacionais $g_{\mu\nu}$ se tornem constantes no infinito espacial. No entanto, não é de modo algum evidente *a priori* que se possam adotar as mesmas condições de contorno ao considerar porções maiores do mundo material. No que se segue, apresento as reflexões que fiz até agora sobre essa questão de importância fundamental.

1. A teoria newtoniana

É bem conhecido que a condição de contorno newtoniana de um limite constante para ϕ no infinito espacial conduz à concepção de que a densidade da matéria tende a zero no infinito. Suponhamos que exista um ponto no espaço em torno

do qual o campo gravitacional da matéria, considerado em grande escala, possua simetria esférica (centro). Então, da equação de Poisson, segue-se que a densidade média ρ deve decrescer para zero mais rapidamente que $1/r^2$ com o aumento da distância r do centro, para que ϕ tenda a um limite no infinito.¹ Nesse sentido, o universo é finito segundo Newton, embora possa possuir massa total infinita.²

Segue-se disso que a radiação emitida pelos corpos celestes abandonará parcialmente o universo newtoniano, propagando-se radialmente para o exterior e perdendo-se sem efeito no infinito. Não poderia o mesmo ocorrer com os próprios corpos celestes? É difícil negar essa possibilidade. De fato, a partir da suposição de um limite finito para ϕ no infinito espacial, segue-se que um corpo celeste dotado de energia cinética finita pode alcançar o infinito espacial, superando as forças de atração newtonianas. Segundo a mecânica estatística, esse caso deve ocorrer repetidamente, desde que a energia total do sistema estelar seja suficientemente grande para permitir que, transferida a um único corpo celeste, possibilite a viagem ao infinito, da qual nunca retornará.

¹ ρ é a densidade média da matéria, construída para um espaço que é grande em relação à distância das estrelas fixas mais próximas, mas pequeno em relação às dimensões do inteiro sistema estelar.

²**NdT.** Supondo apenas simetria esférica para o potencial gravitacional e para a densidade, ou seja, $\phi = \phi(r)$ e $\rho = \rho(r)$, a equação de Poisson se torna:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = 4\pi K\rho.$$

Para que o campo gravitacional tenda a um limite finito c para $r \rightarrow \infty$, precisamos que $\phi = c + r^{-n}$, com $n > 0$. Consequentemente, temos que $\rho \propto r^{-n-2}$ e, integrando esta densidade para determinar a massa, obtemos $M \propto r^{-n+1}$, que pode divergir ao infinito se $n < 1$.

*Título original: *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie*. Publicado originalmente em: *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 1917, Seite 142-152.

Poder-se-ia tentar escapar dessa dificuldade peculiar supondo que o potencial limite no infinito fosse muito elevado. Tal caminho seria viável se o comportamento do potencial gravitacional não fosse condicionado pelos próprios corpos celestes. Na realidade, somos levados necessariamente à concepção de que o surgimento de significativas diferenças de potencial do campo gravitacional está em contradição com os fatos observados. Essas diferenças devem ser tão pequenas que as velocidades estelares por elas produzidas não excedam as efetivamente observadas.

Se aplicarmos a lei de distribuição de Boltzmann para moléculas de gás às estrelas, comparando o sistema estelar a um gás em movimento térmico estacionário, conclui-se que o sistema estelar newtoniano nem pode sequer existir. Como à diferença finita de potencial entre o centro e o infinito corresponde a uma razão finita das densidades, o desaparecimento da densidade no infinito implica, portanto, o desaparecimento da densidade no centro.³

Essas dificuldades dificilmente podem ser superadas no âmbito da teoria newtoniana. Pode-se perguntar se elas podem ser eliminadas por uma modificação da teoria de Newton. Nesse sentido, indicamos inicialmente um caminho que, por si só, não pretende ser levado a sério; serve apenas para tornar mais claro o que se segue. Substituímos a equação de Poisson por:

$$\Delta\phi - \lambda\phi = 4\pi K\rho, \quad (2)$$

onde λ é uma constante universal. Se ρ_0 for a densidade (uniforme) de uma distribuição de massa, então:

$$\phi = -\frac{4\pi K}{\lambda}\rho_0, \quad (3)$$

é uma solução da equação (2). Essa solução corresponde ao caso em que a matéria das estrelas fixas está distribuída uniformemente no espaço, sendo ρ_0 igual à densidade média efetiva da matéria do universo. A solução corresponde a uma extensão infinita de um espaço preenchido uniformemente por matéria. Se imaginarmos, sem alte-

rar a densidade média, que a matéria esteja distribuída de forma localmente não uniforme, então sobre o valor constante de ϕ da equação (3) se sobreporá um potencial adicional ϕ que, na vizinhança de massas mais densas, será tanto mais semelhante a um campo newtoniano quanto menor for $\lambda\phi$ em comparação com $4\pi K\rho$.

Um universo assim feito não teria centro em relação ao campo gravitacional. Não seria necessário supor um decaimento da densidade no infinito espacial, mas tanto o potencial médio quanto a densidade média permaneceriam constantes até o infinito. O conflito com a mecânica estatística constatado na teoria newtoniana não existe aqui. A matéria encontra-se em equilíbrio a uma densidade determinada (extremamente pequena), sem que sejam necessárias forças internas da matéria (pressão) para manter esse equilíbrio.

2. As condições de contorno segundo a teoria da relatividade geral

No que se segue, conduzo o leitor pelo caminho um tanto indireto e acidentado percorrido por mim mesmo, porque somente assim posso esperar despertar interesse pelo resultado final. Chego, com efeito, à opinião de que as equações de campo da gravitação por mim até agora representadas ainda necessitam de uma pequena modificação, a fim de evitar, com base na teoria da relatividade geral, aquelas dificuldades de princípio que expusemos no parágrafo anterior para a teoria newtoniana. Essa modificação corresponde exatamente à passagem da equação de Poisson (1) para a equação (2) do parágrafo anterior. Resulta, então, por fim, que condições de contorno no infinito espacial tornam-se totalmente desnecessárias, uma vez que o contínuo do universo, no que diz respeito à sua extensão espacial, deve ser concebido como um todo fechado em si mesmo, de volume espacial (tridimensional) finito.

A opinião que mantive até pouco tempo atrás acerca das condições de contorno a serem impostas no infinito espacial baseava-se nas seguintes considerações. Em uma teoria da relatividade consequente, não pode haver inércia em relação ao “espaço”, mas apenas uma inércia das massas umas em relação às outras. Se, portanto, eu afastar uma massa de todas as demais massas do

³**NdT.** Essa afirmação deve ser colocada no âmbito da mecânica estatística: como a densidade é proporcional ao fator de Boltzmann, $\rho \propto e^{-\beta\phi}$, a razão entre densidades será: $\rho/\rho_0 = e^{-\beta(\phi-\phi_0)}$. Portanto, se a diferença $\phi - \phi_0$ se mantém constante e ρ vai para zero, necessariamente ρ_0 terá que ser zero também.

mundo a uma distância espacial suficientemente grande, sua inércia deve decair até zero.⁴ Procuramos formular matematicamente essa condição.

De acordo com a teoria da relatividade geral, o momento (negativo)⁵ é dado pelas três primeiras componentes e a energia pela última componente do tensor covariante, multiplicada por $\sqrt{-g}$,⁶

$$m\sqrt{-g}g_{\mu\alpha}\frac{dx_\alpha}{ds} \quad (4)$$

onde, como sempre, tem-se que

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu. \quad (5)$$

No caso particularmente claro em que o sistema de coordenadas pode ser escolhido de modo que o campo gravitacional seja espacialmente isotrópico em todo ponto, tem-se uma forma mais simples

$$ds^2 = -A(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + Bdx_4^2. \quad (6)$$

Se, adicionalmente,⁷

$$\sqrt{-g} = 1 = \sqrt{A^3 B}, \quad (7)$$

obtém-se, para pequenas velocidades, em primeira aproximação da equação (4), para as componentes do momento,

$$m\frac{A}{\sqrt{B}}\frac{dx_1}{dx_4} \quad m\frac{A}{\sqrt{B}}\frac{dx_2}{dx_4} \quad m\frac{A}{\sqrt{B}}\frac{dx_3}{dx_4} \quad (8)$$

e para a energia (no caso de repouso),

$$m\sqrt{B}. \quad (9)$$

Das expressões do momento segue-se que $m\sqrt{A/B}$ desempenha o papel da massa inercial. Como m é uma constante própria do ponto material, independente de sua posição, essa expressão só pode desaparecer no infinito espacial, sob a validade da condição sobre o determinante, se A crescer até zero, enquanto B crescer até o infinito.

⁴**NdT.** Essa é a famosa concepção Machiana da inércia: não uma propriedade intrínseca, absoluta de um corpo, mas uma propriedade relativa a todos os demais corpos presentes no universo.

⁵**NdT.** É negativo por causa da assinatura métrica escolhida por Einstein.

⁶**NdT.** Aqui, Einstein emprega a convenção de Einstein: índices repetidos são somados. Neste artigo, a componente temporal é a quarta, com índice 4.

⁷**NdT.** Essa é chamada de condição de unimodularidade e é uma condição estudada ainda hoje.

Tal degeneração dos coeficientes $g_{\mu\nu}$ parece, portanto, ser exigida pelo postulado da relatividade de toda a inércia. Essa exigência implica também que a energia potencial $m\sqrt{B}$ do ponto no infinito torne-se infinitamente grande. Assim, um ponto material jamais pode abandonar o sistema; uma investigação mais detalhada mostra que o mesmo também valeria para os raios de luz. Um universo com tal comportamento dos potenciais gravitacionais no infinito não estaria, portanto, sujeito ao perigo de esvaziamento que anteriormente discutimos para a teoria newtoniana.

Observo que as hipóteses simplificadoras sobre os potenciais gravitacionais, nas quais se baseou essa consideração, foram introduzidas apenas por razões de clareza. Podem-se encontrar formulações gerais para o comportamento dos $g_{\mu\nu}$ no infinito que expressem o essencial da questão sem outras restrições.

Examinei então, com a gentil ajuda do matemático J. Grommer, campos gravitacionais estáticos, esfericamente simétricos, que degeneravam no infinito da maneira indicada. Os potenciais gravitacionais $g_{\mu\nu}$ foram assumidos e, a partir deles, calculou-se, com base nas equações de campo da gravitação, o tensor de energia $T_{\mu\nu}$ da matéria. Verificou-se, porém, que para o sistema das estrelas fixas, tais condições de contorno não podem ser consideradas de forma alguma, como também foi corretamente salientado recentemente pelo astrônomo de Sitter.

De fato, o tensor de energia contravariante $T^{\mu\nu}$ da matéria ponderável é dado por:

$$T^{\mu\nu} = \rho \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds}, \quad (10)$$

onde ρ representa a densidade da matéria medida de forma natural. Em um sistema de coordenadas adequadamente escolhido, as velocidades estelares são muito pequenas em comparação com a velocidade da luz. Pode-se, portanto, substituir ds por $\sqrt{g_{44}}dx_4$. Disso se reconhece que todas as componentes de $T^{\mu\nu}$, em comparação com a última componente T^{44} , devem ser muito pequenas. Essa condição, porém, não podia, de modo algum, ser conciliada com as condições de contorno escolhidas. A posteriori, esse resultado não parece surpreendente. O fato de que as estrelas possuam baixa velocidade leva a concluir que, em nenhum lugar onde haja estrelas, o potencial gra-

vitacional (no nosso caso $\sqrt{B}$) possa ser notavelmente maior que na nossa região; isso segue de considerações estatísticas, exatamente como no caso da teoria newtoniana. De qualquer forma, nossos cálculos têm me levado à convicção de que tais condições de degeneração para os $g_{\mu\nu}$ no infinito espacial não podem ser postuladas.⁸

Frente ao fracasso deste tentativa, apresentam-se em seguida duas possibilidades:

a) Requer-se que, como no problema dos planetas, que no infinito espacial os $g_{\mu\nu}$ se aproximam aos valores

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (11)$$

num referencial oportunamente escolhido.

b) Não se associa, de fato, nenhuma validade geral às condições requeridas para o contorno no infinito espacial: deve-se fornecer os $g_{\mu\nu}$ na fronteira espacial da região observada para o caso individual, como se costumava fazer de forma especial para as condições iniciais temporais.

A possibilidade *b* não corresponde a uma solução do problema, mas à renúncia de encontrar a própria solução. Esse é um ponto de vista incontestável que, no momento, vem sendo adotado por de Sitter. Devo, porém, confessar que é difícil para mim desistir dessa forma em relação a essa questão de princípio. Vou mudar de ideia a respeito disso somente quando todos os esforços para extrair uma interpretação satisfatória se mostrarem inúteis.

A possibilidade *a* é, em vários aspectos, insatisfatória. Primeiramente, tais condições de contorno fixam um determinado sistema de referência, o que contradiz o espírito do princípio da relatividade. Em segundo lugar, renuncia-se, com essa suposição, a satisfazer o requerimento da relatividade da inércia. A inércia de uma massa puntiforme de massa m medida naturalmente é, de fato, dependente dos $g_{\mu\nu}$: esses, porém, diferenciam-se apenas um pouco dos valores postulados anteriormente para o infinito espacial.

⁸**NdT.** A degeneração da métrica ao infinito não é compatível com o tensor energia-momento descrito neste parágrafo. Isso não é mostrado explicitamente, mas Einstein sugere que esse resultado se encontra a partir das equações de campo da Relatividade Geral.

Dessa forma, a inércia seria certamente influenciada pela matéria presente a uma distância finita, mas não seria completamente determinada por esta. Se fosse dado somente um ponto massivo, esse possuiria inércia segundo essa interpretação e uma inércia quase igual àquela no caso em que esse ponto fosse circundado pelas demais massas do nosso universo real. Enfim, contra essa interpretação, são de novo válidas aquelas ideias estatísticas que foram apresentadas para a teoria newtoniana.

Desce do que foi dito até agora que não consegui definir as condições de borda no infinito espacial. Mesmo assim, existe ainda mais uma possibilidade, sem que seja necessária a renúncia dada no ponto *b*. Isto é, se fosse possível que o universo, na sua extensão espacial, fosse um contínuo fechado, não teríamos, então, necessidade alguma daquelas condições de borda. No que se segue, mostra-se que tanto a exigência da relatividade geral quanto o fato observacional das pequenas velocidades das estrelas estão em acordo com a hipótese de um universo fechado; por outro lado, torna-se necessária, para o desenvolvimento dessa ideia, uma modificação global das equações de campo da gravitação.

3. O mundo espacialmente fechado com matéria uniformemente distribuída

O caráter métrico (curvatura) do contínuo espaço-temporal quadridimensional é determinado, segundo a teoria da relatividade geral, em cada ponto pela matéria ali presente e pelo seu estado. A estrutura métrica desse contínuo deve, portanto, devido à distribuição não uniforme da matéria, ser necessariamente extremamente complexa. Se, porém, nos interessa apenas a estrutura em grande escala, podemos imaginar a matéria como uniformemente distribuída por regiões imensas do espaço, de modo que sua densidade de distribuição se torne uma função extremamente lentamente variável. Procedemos aqui de modo análogo ao dos geodesistas, que aproximam a superfície da Terra — extremamente complicada em pequena escala — por um elipsoide.

O fato mais importante que conhecemos, a partir da experiência, acerca da distribuição da matéria, é que as velocidades relativas das estrelas

são muito pequenas em comparação com a velocidade da luz. Creio, portanto, que podemos inicialmente basear nossa consideração na seguinte hipótese aproximativa: existe um sistema de coordenadas em relação ao qual a matéria pode ser considerada permanentemente em repouso. Relativamente a esse sistema, o tensor de energia contravariante $T^{\mu\nu}$ da matéria, conforme a equação (10), assume uma forma simples

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho \end{pmatrix}. \quad (12)$$

O escalar ρ da densidade (média) de distribuição pode, a priori, ser uma função das coordenadas espaciais. Se, porém, assumirmos que o universo é espacialmente fechado em si mesmo, torna-se natural a hipótese de que ρ seja independente da posição; essa hipótese será adotada no que segue.

No que diz respeito ao campo gravitacional, segue-se da equação do movimento do ponto material

$$\frac{d^2 x_\nu}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha\beta \\ \nu \end{matrix} \right\} \frac{dx_\alpha}{ds} \frac{dx_\beta}{ds} = 0, \quad (13)$$

que um ponto material só pode permanecer em repouso em um campo gravitacional estático se g_{44} for independente da posição. Como, além disso, supomos a independência da coordenada temporal x_4 para todas as grandezas, podemos exigir para a solução procurada que, para todos os x_ν ,

$$g_{44} = 1. \quad (14)$$

Como é usual em problemas estáticos, deve-se ainda impor

$$g_{14} = g_{24} = g_{34} = 0. \quad (15)$$

Resta agora fixar aquelas componentes do potencial gravitacional que determinam o comportamento puramente geométrico-espacial do nosso contínuo ($g_{11}, g_{12}, \dots, g_{33}$). Da nossa hipótese de uniformidade na distribuição das massas geradoras do campo, segue-se que a curvatura do espaço métrico procurado também deve ser constante. Para essa distribuição de massas, o contínuo fechado dos x_1, x_2, x_3 procurado, definido pelos valores constantes de x_4 , será, portanto, um espaço esférico.

Podemos chegar a tal espaço, por exemplo, do seguinte modo. Partimos de um espaço euclidiano quadridimensional com coordenadas $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$ e elemento de linha $d\sigma$, tal que

$$d\sigma^2 = d\xi_1^2 + d\xi_2^2 + d\xi_3^2 + d\xi_4^2. \quad (16)$$

Nesse espaço, consideramos a hipersuperfície

$$R^2 = \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_4^2, \quad (17)$$

onde R é uma constante. Os pontos dessa hipersuperfície formam um contínuo tridimensional, um espaço esférico de raio de curvatura R .

O espaço euclidiano quadridimensional do qual partimos serve apenas para a definição conveniente da hipersuperfície. O que nos interessa são apenas os pontos desta última, cujas propriedades métricas devem coincidir com as do espaço físico no caso de uma distribuição uniforme da matéria. Para a descrição desse contínuo tridimensional, podemos utilizar as coordenadas ξ_1, ξ_2, ξ_3 (projeção sobre o hiperplano $\xi_4 = 0$), pois ξ_4 pode ser expresso em termos de ξ_1, ξ_2, ξ_3 por meio da equação (17). Eliminando ξ_4 do elemento de linha (16), obtém-se para o elemento de linha do espaço esférico

$$d\sigma^2 = \gamma_{\mu\nu} d\xi_\mu d\xi_\nu, \quad (18)$$

$$\gamma_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + \frac{\xi_\mu \xi_\nu}{R^2 - \rho^2}, \quad (19)$$

onde $\delta_{\mu\nu} = 1$ se $\mu = \nu$, $\delta_{\mu\nu} = 0$ se $\mu \neq \nu$, e $\rho^2 = \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2$. As coordenadas escolhidas são particularmente convenientes para o estudo da vizinhança de um dos dois pontos $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 0$.

Com isso, o elemento de linha do universo espaço-temporal quadridimensional procurado também fica determinado. Devemos, evidentemente, impor, para os potenciais $g_{\mu\nu}$ cujos dois índices são diferentes de 4,

$$g_{\mu\nu} = - \left(\delta_{\mu\nu} + \frac{x_\mu x_\nu}{R^2 - (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)} \right), \quad (20)$$

o que, em conjunto com as condições (14) e (15), determina completamente o comportamento de réguas, relógios e raios de luz no universo quadridimensional considerado.

4. Sobre um termo adicional a ser introduzido nas equações de campo da gravitação

As equações de campo da gravitação que propus têm, para um sistema de coordenadas arbitrariamente escolhido, a forma⁹

$$G_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right),$$

$$G_{\mu\nu} = -\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \frac{\partial^2 \ln \sqrt{-g}}{\partial x_\mu \partial x_\nu} - \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial \ln \sqrt{-g}}{\partial x_\alpha}. \quad (21)$$

O sistema de equações (21) não é satisfeito quando se inserem, para os potenciais $g_{\mu\nu}$, os valores dados pelas equações (14), (15) e (20), e, para o tensor (contravariante) de energia da matéria, os valores indicados em (12). Como esse cálculo pode ser realizado de forma conveniente será mostrado no parágrafo seguinte. Se, portanto, fosse certo que as equações de campo (21) até agora por mim utilizadas fossem as únicas compatíveis com o postulado da relatividade geral, deveríamos concluir que a teoria da relatividade não admite a hipótese de um mundo espacialmente fechado.

O sistema de equações (21) admite, contudo, uma extensão natural, compatível com o postulado da relatividade, que é completamente análoga à extensão da equação de Poisson dada pela equação (2). Podemos, com efeito, acrescentar ao primeiro membro das equações de campo (21) um termo proporcional ao tensor fundamental $g_{\mu\nu}$, multiplicado por uma constante universal ainda desconhecida $-\lambda$, sem que a covariância geral seja destruída. Assim, colocamos no lugar da equação de campo (21)

$$G_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right). \quad (22)$$

Além disso, essa equação de campo é, para valores suficientemente pequenos de λ , certamente compatível com os fatos empíricos estabelecidos no sistema solar. Ela satisfaz igualmente às leis

⁹**NdT.** Aqui Einstein representa o tensor de Ricci com $G_{\mu\nu}$. Em notação moderna, o tensor de Ricci é indicado com $R_{\mu\nu}$ e $G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} R/2$ representa o tensor de Einstein.

de conservação do momento e da energia, pois se chega a essa equação (22) em lugar de (21) substituindo, no princípio hamiltoniano, o escalar do tensor de Riemann por esse mesmo escalar acrescido de uma constante universal; tal princípio garante, como é sabido, a validade das leis de conservação. Que a equação de campo modificada seja compatível com nossos pressupostos acerca do campo gravitacional e da matéria será demonstrado a seguir.

5. Execução do cálculo. Resultado

Como todos os pontos do nosso contínuo são equivalentes, basta realizar o cálculo em um único ponto, por exemplo, em um dos dois pontos com coordenadas $x_1 = x_2 = x_3 = x_4 = 0$. Dessa forma, deve-se inserir na (22) para os $g_{\mu\nu}$ os valores

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (23)$$

em todos os lugares onde aparecem diferenciados uma vez só, ou nenhuma mesmo. Obtém-se, em primeiro lugar,

$$G_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x_1} \begin{bmatrix} \mu\nu \\ 1 \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x_3} \begin{bmatrix} \mu\nu \\ 2 \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x_3} \begin{bmatrix} \mu\nu \\ 3 \end{bmatrix} + \frac{\partial^2 \ln \sqrt{-g}}{\partial x_\mu \partial x_\nu}. \quad (24)$$

Lembrando as (14), (15) e (20), verifica-se facilmente que todas as equações de campo (22) são satisfeitas, desde que se cumpram simultaneamente as duas relações

$$-\frac{2}{R^2} + \lambda = -\frac{\kappa\rho}{2} \quad (25)$$

$$-\lambda = -\frac{\kappa\rho}{2} \quad (26)$$

ou

$$\lambda = \frac{\kappa\rho}{2} = \frac{1}{R^2}. \quad (27)$$

A constante universal λ , introduzida recentemente, determina assim tanto a densidade média de distribuição ρ , que pode permanecer em equilíbrio, quanto o raio R do espaço esférico e, conseqüentemente, o seu volume $V = 2\pi^2 R^3$. A

massa total M do mundo é, segundo nossa concepção, finita e dada por

$$M = \rho \cdot 2\pi^2 R^3 = 4\pi^2 \frac{R}{\kappa} = \frac{\sqrt{32}\pi^2}{\sqrt{\kappa^3\rho}}. \quad (28)$$

A interpretação teórica do universo real seria, portanto, caso ele corresponda às nossas considerações, a seguinte. O caráter de curvatura do espaço é, conforme a distribuição da matéria, variável no tempo e no espaço, mas pode ser aproximado em grande escala por um espaço esférico. Em todo caso, essa concepção é logicamente isenta de contradições e, do ponto de vista da teoria da relatividade geral, a mais natural; se ela

é sustentável ou não à luz do conhecimento astronômico atual não será aqui investigado. Para alcançar essa concepção livre de contradições, foi necessário introduzir uma extensão das equações de campo da gravitação que não é justificada pelo nosso conhecimento empírico da gravitação. Deve-se, contudo, salientar que uma curvatura positiva do espaço resulta da matéria nele contida mesmo sem a introdução desse termo adicional; este se torna necessário apenas para possibilitar uma distribuição quase estática da matéria, conforme exigido pelo fato das pequenas velocidades estelares.

Publicado em 15 de fevereiro de 1917.