

Tensões cosmológicas em H_0 e S_8 : panorama atual

Emanuely 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 ($\sim 100\text{--}600$ 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

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

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

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

pondente 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.

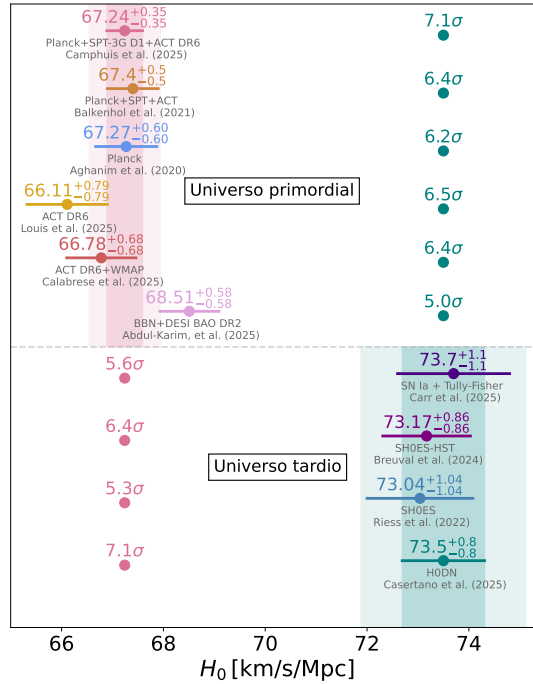


Figura 1: Compilação das restrições mais recentes, ao nível de 68% de confiança, sobre a constante de Hubble H_0 . O painel superior apresenta determinações baseadas na física do universo primordial, enquanto o painel inferior mostra medições do universo tardio. Para cada valor médio exibido, indica-se 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-

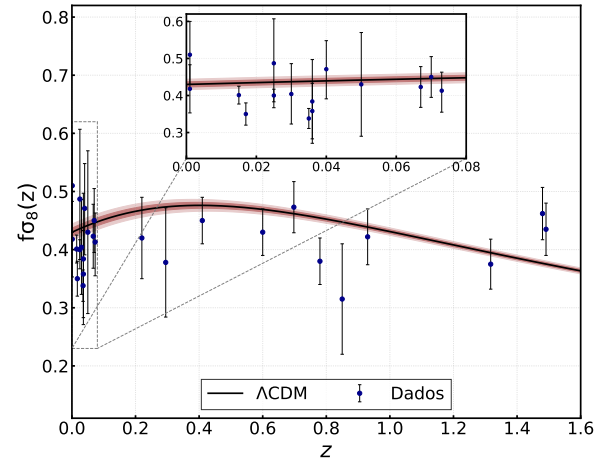


Figura 2: A taxa de crescimento $f\sigma_8$ em função do redshift z . A curva preta e as regiões de confiança em vermelho representam a previsão teórica para ΛCDM calibrada pelo *Planck*. Os pontos azuis correspondem à compilação observacional mais recente [31].

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 (ξ_\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

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

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 contrário 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:

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

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 biespectro do BOSS, resultando em $S_8 = 0,77 \pm 0,04$ [49]. Resultados adicionais são obtidos ao considerar separadamente quasares do eBOSS, com $S_8 = 0,918_{-0,123}^{+0,089}$, e galáxias do BOSS, com $S_8 = 0,761_{-0,046}^{+0,040}$. A combinação eBOSS+BOSS conduz a um valor intermediário, $S_8 = 0,785_{-0,040}^{+0,037}$ [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 biespectro produz um resultado:

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

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

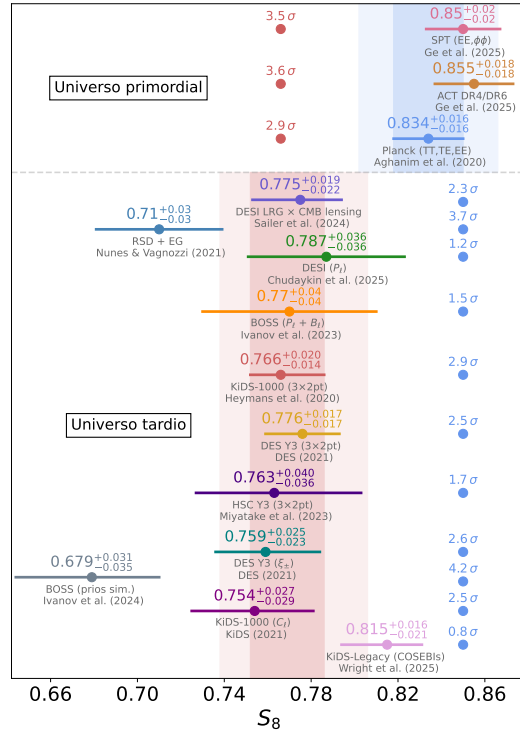


Figura 3: Compilação das estimativas recentes do parâmetro S_8 . O painel superior apresenta resultados baseados em sondas do universo primordial, enquanto o painel inferior exhibe medições do universo tardio. Para cada valor médio exibido, indica-se o grau de tensão em relação à Planck (TT, TE, EE), 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 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 $Ly\alpha$. Outra tensão recente, amplamente discutida na literatura, está associada às medições da floresta de Lyman- α ($Ly\alpha$), 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 $Ly\alpha$ 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](https://arxiv.org/abs/2504.01669).
- [2] L. Perivolaropoulos e F. Skara, *Challenges for Λ CDM: An update*, *New Astron. Rev.* **95**, 101659 (2022). [ArXiv:2105.05208](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/2405.03743).
- [11] G. Csörnyei et al., *Consistency of Type IIP supernova sibling distances*, *Astron. Astrophys.* **672**, A129 (2023). [ArXiv:2302.03112](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/2201.13023).
- [13] S. Birrer et al., *TDCOSMO 2025: Cosmological constraints from strong lensing time delays*, *Astron. Astrophys.* **704**, A63 (2025). [ArXiv:2506.03023](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/0805.1931).
- [15] R. Gavazzi et al., *The SL2S Galaxy-scale Gravitational Lens Sample. I*, *Astrophys. J.* **761**, 170 (2012). [ArXiv:1202.3852](https://arxiv.org/abs/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](https://arxiv.org/abs/1805.06408).
- [17] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020), [Erratum: As-

- 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](#).