

TESTE DA ISOTROPIA COSMOLÓGICA COM SUPERNOVAS DO TIPO IA

Uendert dos Santos Andrade

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTIC, como parte dos requisitos necessários à obtenção do Grau de Mestre em Astronomia.

Orientador: Jailson Souza de Alcaniz

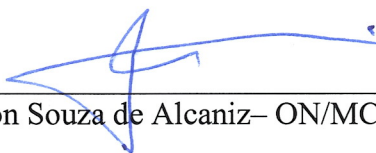
Rio de Janeiro
Fevereiro de 2018

“TESTE DA ISOTROPIA COSMOLÓGICA COM SUPERNOVAS DO TIPO IA”

UENDERT DOS SANTOS ANDRADE

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ASTRONOMIA.

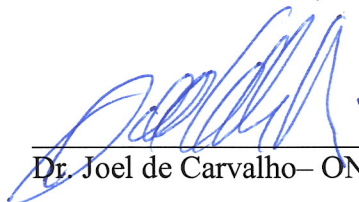
Aprovada por:



Dr. Jailson Souza de Alcaniz – ON/MCTIC (Orientador)



Dr. José Abdalla Helayel Neto – CBPF



Dr. Joel de Carvalho – ON/MCTIC

RIO DE JANEIRO – BRASIL

27 DE FEVEREIRO DE 2018

dos Santos Andrade, Uendert

Teste da Isotropia Cosmológica com Supernovas do tipo Ia/Uendert dos Santos Andrade. – Rio de Janeiro: ON/MCTIC, 2018.

X, 86 p. 29, 7cm.

Orientador: Jailson Souza de Alcaniz

Dissertação (mestrado) – ON/MCTIC/Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2018.

Referências Bibliográficas: p. 73 – 86.

1. Princípio cosmológico. 2. Isotropia cosmológica. 3. Estrutura em grande escala. 4. Velocidade de Fluxo de Massa. I. , . II. Observatório Nacional/MCTIC, Programa de Pós-graduação em Astronomia. III. Título.

*"Lady Luck favors the one who
tries."*

*Barbara Oakley - A Mind for
Numbers*

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Jailson Alcaniz, pela indispensável orientação e generosidade, que durante esses dois anos de mestrado me foram essenciais e certamente moldaram a minha carreira profissional e pessoal.

Ao Prof. Dr. Helayël, pelo incentivo ainda nos estágios iniciais da graduação na UFRRJ, nos seminários da semana acadêmica de física e no CBPF seja em cursos de verão ou nas escolas. Também agradeço pelo seu apoio e conselhos no ingresso ao mestrado e agora no doutorado.

Aos meus professores da graduação em física na UFRRJ, em especial ao Prof. Dr. Cláudio Maia Porto pelos ensinamentos e pelo incentivo de optar em estudar no Observatório Nacional. Agradeço ainda, ao Prof. Dr. Cresus Godinho pela orientação durante a graduação.

À minha querida companheira, Rebeca Melo, por estar ao meu lado durante esses mais de 5 anos, sempre com seu sorriso fácil que me traz alegria a cada dia.

À minha mãe, Florisbela dos Santos e a sorte por ter dois pais: Deivison Andrade e Cicero Nogueira, assim, agradeço pelo suporte, amor e carinho, também agradeço aos meus 5 irmãos mais novos, por encher a casa de alegria.

Ao Pós-doutorando Carlos Bengaly da University of Western Cape na África do Sul, por seus valiosos conselhos e diversas assistências tanto técnicas quanto pessoais em momentos difíceis. Agradeço também ao Pós-doutorando Beethoven Santos do Observatório Nacional, por diversas discussões que adentravam até tarde da noite.

Aos meus colegas do grupo da cosmologia do Observatório Nacional que sem dúvida contribuíram de forma significativa para minha formação científica.

Aos meus colegas que dividem (ou dividiram) o escritório comigo: Edilson de Carvalho, Simony Costa, Gabriela Antunes, Sérgio Laranjeiras, Isaac Macedo, Javier Gonzalez e em especial ao colega de graduação Felipe Ávila. Todos me proporcionaram excelentes momentos. Como o café da tarde para revigorar os ânimos, apesar do Felipe só tomar café de manhã.

Ao corpo docente do Observatório Nacional, em especial aos professores que a mim lecionaram suas disciplinas: Dr. Jailson Alcaniz, Dr. Flávio Pereira, Dr. Joel Carvalho, Dr. Roderik Overzier. Em especial ao Prof. Dr. Armando Bernui por inúmeras discussões e conselhos que sem dúvida contribuíam muito para minha

formação. Ainda aos Pós-doutorandos do Observatório Nacional: Micol Benneti, Camila Novaes pelas disciplinas oferecidas. À Dra Yolanda Teja pelas 'dicas' sobre programação em Python no início do mestrado. Ainda ao Prof. Dr. Ivan S. Oliveira pela disciplina de Mecânica Quântica oferecida no CBPF.

Aos colegas do Clube de Línguas que criamos entre os alunos da Pós-Graduação em Astronomia do Observatório Nacional, aos quais compartilhamos diversos momentos de aprendizagem.

Aos meus amigos pessoais, aos quais sempre estão prontos a compartilhar longas conversas sobre os mais variados temas. O que contribui para a minha cultura geral.

Ao quadro de funcionários do Observatório Nacional, por seus serviços prestados. À CAPES, pelo suporte financeiro concedido.

Resumo da Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTIC como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Astronomia (M.Sc.)

TESTE DA ISOTROPIA COSMOLÓGICA COM SUPERNOVAS DO TIPO IA

Uendert dos Santos Andrade

Fevereiro/2018

Orientador: Jailson Souza de Alcaniz

Programa: Astronomia

A cosmologia padrão depende fortemente do Princípio Cosmológico, que consiste nas hipóteses de isotropia e homogeneidade em grande escala do Universo. Testar essas premissas é, portanto, crucial para determinar se há desvios do paradigma cosmológico padrão. Nesta dissertação, usamos as compilações mais recentes de supernovas (SNe), chamadas JLA e Union2.1, para testar a isotropia cosmológica em baixos *redshift* ($z < 0,1$). Isso é realizado através de uma análise de seleção bayesiana, na qual comparamos o modelo padrão, isto é, puramente isotrópico, com outro que inclui uma correção de dipolo devido à velocidades peculiares. Os erros estatísticos e sistemáticos das incertezas nas distâncias das Supernovas são levados em consideração. Encontramos que a amostra JLA favorece o modelo padrão, enquanto os resultados da Union2.1 não são conclusivos. Os vínculos provenientes de ambas as compilações estão de acordo com análises anteriores. Concluimos, portanto, que não há evidências de uma anisotropia de dipolo nas compilações de SNe nos limites explorados, embora este teste deva ser melhorado com novos dados de SNe previstos para os próximos levantamentos cosmológicos.

Abstract of Dissertation presented to Observatório Nacional/MCTIC as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Astronomy (M.Sc.)

COSMOLOGICAL ISOTROPIC TEST WITH SUPERNOVAE IA

Uendert dos Santos Andrade

February/2018

Advisor: Jailson Souza de Alcaniz

Department: Astronomy

The standard cosmology strongly relies upon the Cosmological Principle, which consists on the hypotheses of large scale isotropy and homogeneity of the Universe. Testing these assumptions is, therefore, crucial to determining if there are deviations from the standard cosmological paradigm. In this work, we use the latest type Ia supernova compilations, namely JLA and Union2.1 to test the cosmological isotropy at low redshift ranges ($z < 0.1$). This is performed through a Bayesian selection analysis, in which we compare the standard, isotropic model, with another one including a dipole correction due to peculiar velocities. The full covariance matrix of SN distance uncertainties are taken into account. We find that the JLA sample favors the standard model, whilst the Union2.1 results are inconclusive, yet the constraints from both compilations are in agreement with previous analyses. We conclude that there is no evidence for a dipole anisotropy from nearby supernova compilations, albeit this test should be greatly improved with the much-improved datasets from upcoming cosmological surveys.

Sumário

1	Introdução	1
2	Modelo Cosmológico Padrão	3
2.1	O princípio cosmológico	3
2.2	A métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	6
2.3	Dinâmica do Universo	9
2.3.1	Equações de movimento	9
2.3.2	Parâmetros cosmológicos	10
2.4	A expansão do Universo	12
2.4.1	Lei de Hubble	12
2.4.2	Desvio para o vermelho cosmológico	13
2.5	Distâncias	14
2.6	Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas	16
2.7	Nucleossíntese primordial	19
2.8	O Conteúdo escuro do Universo	20
3	Testes observacionais da isotropia cosmológica	22
3.1	Base observacional e teórica para o Princípio cosmológico	22
3.2	RCFM como sonda da isotropia cosmológica	23
3.2.1	Dipolo da RCFM	23
3.2.2	Anomalias na RCFM	24
3.3	A estrutura em grande escala do Universo	31
3.3.1	Campo de velocidade como sonda para distribuição de matéria	31
3.3.2	Assinatura dipolar na estrutura em grande escala via in- formação no óptico e infravermelho.	33
3.3.3	Assinatura dipolar na estrutura em grande escala via in- formação no rádio.	34
3.3.4	Anisotropia em altas energias: Raios-X e Raios-Gama	36
3.4	Indicadores de distâncias cosmológicas	41

4	Metodologia & Caso de estudo	44
4.1	Probabilidades: Clássica, Frequentista e Bayesiana	44
4.2	Teorema de Bayes	45
4.3	Inferência: Frequentista vs. Bayesiana	46
4.4	Estimando parâmetros e Testando modelos	46
4.5	Caso de Estudo: Comparação entre modelos cosmológicos	48
4.5.1	Resultados e Discussões: Comparação entre modelos cosmológicos com a compilação de SNe Tipo Ia Union2.1	49
5	A isotropia, em baixos redshifts, de Supernovas do tipo Ia: uma análise Bayesiana	54
5.1	Introdução	54
5.2	Amostras observacionais	55
5.3	Modelos	57
5.3.1	Modelo Cosmográfico	57
5.3.2	Modulação Dipolar	61
5.4	Análises e Resultados	62
5.4.1	Priors Uniformes	64
5.4.2	Priors Uniformes e Gaussianos.	67
5.4.3	Priors Gaussianos	69
6	Conclusão	71
	Referências Bibliográficas	73

Capítulo 1

Introdução

Nesta dissertação, investigamos um dos pressupostos subjacentes ao modelo cosmológico padrão (MCP), isto é, a hipótese de isotropia estatística em grandes escalas (≈ 100 Mpc). Esta simetria juntamente com a hipótese da homogeneidade estatística, também em grandes escalas, compõe o chamado Princípio Cosmológico (PC). Tais simetrias são particularmente interessantes, pois simplificam as equações de campo de Einstein de maneira que nos fornecem as equações de Friedmann. Essas equações descrevem o Universo com boa aproximação, compondo as bases para o paradigma Λ CDM.

Através deste paradigma é possível descrever os seguintes observáveis: flutuações de temperatura da Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas (RCFM); indicadores de distância e idade cosmológicas; traçadores da estrutura em larga escala; entre outros. Sendo assim, o PC é assegurado de forma indireta, já que este é uma hipótese subjacente ao paradigma. Porém, precisamos testar estas hipóteses fundamentais de forma direta frente aos dados observacionais, ao menos a hipótese da isotropia estatística, já que a homogeneidade é limitada devido a só termos acesso a informação dentro do nosso cone de luz passado, e sendo assim, só pode ser verificada através de testes de consistência. A referência [1] discute quais quantidades observáveis devem ser isotrópicas para que a isotropia cosmológica seja assegurada. Assim, é dito que se um observador fundamental, em repouso com a matéria, medir a isotropia das seguintes quantidades: distância de diâmetro angular; número de contagem de galáxia; velocidades de fluxo de massa (do inglês *bulk flow*); efeitos de lentes gravitacionais, isto implicaria na isotropia do espaço-tempo. Neste trabalho, estudamos a isotropia referente as velocidades de *bulk flow*.

Além da necessidade de se testar a isotropia, por se tratar de um dos pilares da cosmologia moderna, outros fatores nos levam a esta investigação. Um exemplo disso é a expansão acelerada do Universo recente, que é interpretada como sendo devido à presença de uma componente exótica com pressão negativa. Embora, existam evidências sobre esta aceleração, ainda falta um entendimento mais fundamental so-

bre sua natureza. Assim, parte da comunidade se dedica a testar as hipóteses do paradigma, a fim de reconciliá-los com dados observacionais. Neste contexto, há grupos que buscam extensões na Teoria da Relatividade Geral (TRG), enquanto que há aqueles que assumem a TRG como a teoria que descreve a gravitação e buscam por alterações na métrica do espaço-tempo, produzindo modelos de Universo que podem violar o PC. Aqui, assumimos a TRG e a métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) com uma correção que tem dependência direcional, portanto podendo violar a hipótese de isotropia estatística.

Outro motivo para se testar a isotropia estatística são os recentes trabalhos reportados na literatura que afirmam ter encontrado, ao menos marginalmente, evidências para a violação desta hipótese. Dentre estes, se destacam as anomalias na RCFM [2], altos valores do dipolo na distribuição de número de fontes em rádio [3], altos valores de velocidades do bulk flow inferidos via espalhamento de fótons da RCFM por elétrons em aglomerados de galáxias [4].

Para realizar tal teste, utilizamos os dados observacionais mais completos disponíveis atualmente de Supernovas do tipo Ia (SNe Ia): JLA [5]; Union2.1 [6]. Esses observáveis são particularmente úteis, pois podem ser padronizáveis por meio de sua luminosidade intrínseca, e assim nos fornecem medidas de distâncias independente de modelos cosmológicos. Ainda com intuito de manter nossa análise independente de modelo cosmológico, utilizamos a abordagem cosmográfica para descrever as distâncias cosmológicas. Essa consiste numa expansão em série de Taylor que só depende da métrica utilizada. Aqui utilizamos a métrica FLRW, por conseguinte, o PC está sendo assumido nesta abordagem. Assim, através de uma análise de seleção bayesiana comparamos o modelo padrão, com outro modelo que difere do primeiro por uma correção dipolar devido a velocidades peculiares [7].

Deste modo, esta dissertação é organizada da seguinte forma: O capítulo 2 discute sobre os fundamentos do MCP, evidenciando suas principais bases observacionais bem como definições teóricas necessárias ao longo do trabalho. O capítulo 3 descreve os principais aspectos dos testes da isotropia cosmológica que existem na literatura para diferentes observáveis, enquanto que o capítulo 4 apresenta a metodologia assim como sua aplicação a um caso de estudo. O capítulo 5 consiste nos resultados originais desta dissertação, que podem ser encontrado na Ref. [8]. Nossas conclusões são apresentadas no capítulo 6.

Capítulo 2

Modelo Cosmológico Padrão

Neste capítulo, introduziremos os fundamentos teóricos e consequências observacionais que levam a uma possível métrica do espaço-tempo, conhecida na literatura por FLRW. A princípio, tal solução, é uma simplificação matemática imposta através de simetrias, mas que se mostra consistente com as observações até o presente momento. Além disso, apresentaremos as principais bases observacionais que juntamente com as hipóteses do princípio cosmológico e a TRG implicam no chamado Modelo Cosmológico Padrão (MCP).

2.1 O princípio cosmológico

Uma das hipóteses mais fundamentais da cosmologia moderna é o chamado Princípio Cosmológico (PC). Tal hipótese se baseia na premissa de que não vivemos num local privilegiado do Universo, no que diz respeito tanto a um instante de tempo específico quanto a sua localização espacial e direcional. Todavia, imediatamente notamos que em escalas humanas, de fato, há direções, instantes e pontos espaciais que diferem drasticamente entre si. No entanto, à medida que aumentamos a escala considerada, notamos o Universo mais homogêneo na média. Assim, o princípio cosmológico deve ser entendido no sentido estatístico, ou seja, após uma certa escala característica, observáveis (distribuição de matéria, por exemplo) passam a ser indistinguíveis por qualquer observador.

A fim de formalizar a intuição desenvolvida acima, ou seja, de que o Universo em que vivemos possui a propriedade de ser equivalente: em todas as direções e posições do espaço; em qualquer tempo. Consideremos ainda que, a Teoria da Relatividade Geral (TRG) é responsável por descrever a interação gravitacional nas escalas consideradas. Podemos, portanto, introduzir o conceito idealizado de observador fundamental (OF): são observadores que estão em repouso com respeito ao fluido cosmológico. Assim, OFs não observariam, por exemplo, um momento

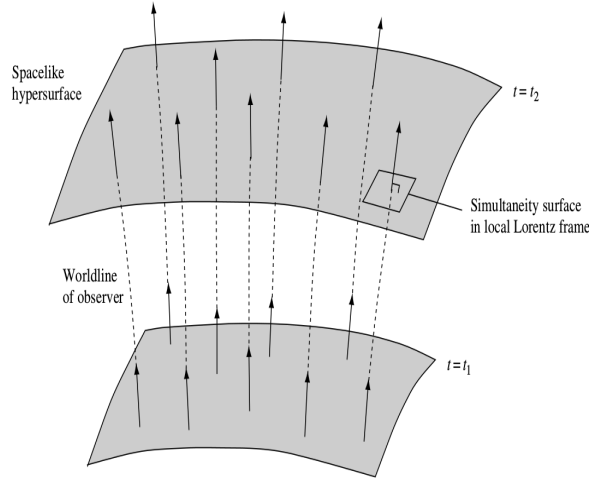


Figura 2.1: OFs atravessam o fatiamento do espaço-tempo em diferentes instantes, t_1 e t_2 . De acordo com o postulado de Weyl, tais linhas de mundo jamais se interceptam, exceto em ponto singulares, e são ortogonais para quaisquer OFs ao atravessarem tais hipersuperfícies [9].

dipolar que estaria presente no mapa de distribuição de temperatura da RCFM¹, caso houvesse movimento relativo ao fluido cosmológico. Tal momento dipolar sugeria como resultado do efeito Doppler. Portanto, OFs sempre enxergam o Universo como sendo estatisticamente isotrópico.

A figura 2.1 mostra as linhas de mundo para tais observadores atravessando a hipersuperfície tipo-espaço². As linhas de mundo tipo-tempo dos OFs formam uma congruência no espaço-tempo que não se interceptam. Exceto, num ponto singular no passado ou futuro. Tal hipótese, compõe o chamado postulado de Weyl. Desta forma, uma linha de mundo é univocamente definida para cada observador.

Assim, o PC, que se baseia na ideia intuitiva de equivalência entre quaisquer pontos, pode ser entendido do ponto de vista discutido acima da maneira descrita a seguir. OFs não percebem variações significantes entre quaisquer pontos numa hipersuperfície tipo-espaço. Existe, então, uma transformação de coordenadas que translada um ponto p até um ponto q qualquer (pontos esses que pertencem a hipersuperfície tipo-espaço) de forma que preserve a métrica do espaço-tempo. Portanto, é dito que essas hipersuperfícies são homogêneas. De forma análoga, a isotropia refere-se à invariância da métrica sob rotações. Finalmente, como vimos, o PC apoia-se nas hipóteses de homogeneidade e isotropia.

A fim de obter um elemento de linha que incorpore as propriedades descritas anteriormente, hipersuperfícies tipo-espaço cujas linhas de mundo dos OFs se interceptam de forma ortogonal descrevendo geodésicas, considerem a seguinte métrica:

¹Ver seção 2.6 para detalhes sobre a Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas.

²Hipersuperfícies tipo-espaço são fatiamentos do espaço-tempo a tempo constantes.

$$ds^2 = c^2 dt^2 - g_{ij} dx^i dx^j, \quad (2.1)$$

onde g_{ij} são funções das coordenadas (t, x^1, x^2, x^3) . A coordenada temporal pode ser parametrizada pelo tempo próprio, τ , dos OFs ao longo de suas linhas de mundo, enquanto que as coordenadas espaciais (x^1, x^2, x^3) são fixadas ao longo de cada hipersuperfície tipo-espaço. Assim, cada OF tem a sua respectiva coordenada fixada para cada fatiamento do espaço-tempo a tempo constante, tais coordenadas são referidas por coordenadas comóveis e o parâmetro t como tempo cósmico.

Por consistência, podemos verificar que a métrica escrita acima, de fato, possui as propriedades mencionadas. Para tal, considere que $x(\tau)$ é uma linha de mundo de um OF. Deste modo, temos que as coordenadas espaciais ao longo da hipersuperfície será constante e o tempo será parametrizado pelo tempo próprio do OF. Obtemos, portanto, $ds = c d\tau = c dt$, já que $dx^i = 0$. Mostrando que, de fato, o tempo próprio ao longo da linha de mundo será igual ao tempo cósmico. Assim, podemos também escrever o quadrivetor velocidade para o OF em coordenadas comóveis: $u^\mu = dx^\mu/d\tau = (1, 0, 0, 0)$. Construindo um vetor que pertença à hipersuperfície tipo-espaço, terá a forma $a^\mu = (0, a^1, a^2, a^3)$. Em consequência disso, temos,

$$g_{\mu\nu} u^\mu a^\nu = 0, \quad (2.2)$$

pois, $g_{0i} = 0$ para $i = 1, 2, 3$. À vista disso, o quadrivetor velocidade de um OF será ortogonal a hipersuperfície. Por último, temos que as linhas de mundo dos OFs são geodésicas descrevendo partículas movendo-se somente sob a influencia da gravidade, se satisfazem a equação da geodésica:

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\mu \frac{dx^\nu}{d\tau} \frac{dx^\sigma}{d\tau} = 0. \quad (2.3)$$

De fato, a satisfaz, pois substituindo o quadrivetor velocidade na equação acima, vê-se que esta é satisfeita se $\Gamma_{00}^\mu = 0$ e utilizando sua definição,

$$\Gamma_{00}^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (2\partial_0 g_{0\nu} - \partial_\nu g_{00}), \quad (2.4)$$

mais o fato de a matriz inversa de $g_{0i} = 0$, ser igual a zero, podemos concluir que $\Gamma_{00}^\mu = 0$ e por fim que OFs seguem geodésicas que podem ser interpretadas como partículas.

Embora a métrica escrita na equação 2.1 incorpore as propriedades demonstrada anteriormente, esta métrica ainda não incorpora as propriedades de homogeneidade e isotropia. Assim, nesta forma atual da métrica, é possível obter uma descrição mais geral do espaço-tempo sem a consideração do PC. No entanto, o nosso objetivo presente, é incorporar o PC na descrição do Universo. Isto posto, considere um triângulo formado por três galáxias, após um tempo decorrido, a hipótese da isotropia e homogeneidade requerer que este triângulo mantenha sua forma similar ao triângulo original. Para isto, é preciso que o fator de magnificação seja independente da posição. Disso decorre que, g_{ij} deve depender do tempo t através de um fator comum a todas as coordenadas espaciais, representado por: $S(t)$. Finalmente, a métrica toma a forma,

$$ds^2 = c^2 dt^2 - S^2(t) h_{ij} dx^i dx^j, \quad (2.5)$$

onde $S(t)$ é o fator de magnificação que é invariante no 3-espaço e h_{ij} são funções somente das coordenadas espaciais. Assim, temos um elemento de linha que é compatível tanto com o PC quanto com o postulado de Weyl.

2.2 A métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

A fim de caracterizar as propriedades geométricas de um espaço tridimensional, em geral, é requerido que o tensor de curvatura, R_{ijkl} , tenha seis componentes independentes onde cada uma é função das coordenadas. À medida que simetrias são impostas na geometria, menos funções são requeridas para descrever por completo as propriedades geométricas de tal espaço. Assim, quando temos um espaço dito *maximamente simétrico*, este é descrito somente por um número chamado de curvatura K que é independente de coordenadas. Tal constante é de fato homogênea e isotrópica. Por conseguinte, o tensor de curvatura toma a forma,

$$R_{ijkl} = K(g_{ik}g_{jl} - g_{il}g_{jk}). \quad (2.6)$$

Desta forma, temos que o tensor de Ricci será:

$$R_{jk} = g^{ij} R_{ijkl} = K(\delta_k^l g_{jl} - \delta_l^l g_{jk}) = K(g_{jk} - 3g_{ik}) = -2K g_{jk}. \quad (2.7)$$

De maneira similar, podemos escrever o escalar de curvatura

$$R = R^k_k = -2K\delta^k_k = -6K. \quad (2.8)$$

Assim, sabemos como relacionam-se o tensor de curvatura com o tensor métrico, para o caso de um espaço maximamente simétrico, assumindo portanto, as hipóteses de homogeneidade e isotropia.

Sabendo que a isotropia exige invariância rotacional e que as únicas quantidades que respeitam tal exigência sob rotação das coordenadas x^i são:

$$\mathbf{x}.\mathbf{x} \equiv r^2, \quad \mathbf{dx}.\mathbf{dx}, \quad \mathbf{x}.\mathbf{dx},$$

assim, é possível construir uma métrica isotrópica e estática, tal qual , em coordenadas esféricas:

$$d\sigma^2 = B(r)dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (2.9)$$

onde $d\sigma^2$ é o elemento de linha da parte espacial da métrica, $B(r)$ é uma função arbitrária de r . Considerando os únicos elementos não nulos da conexão definida na TRG para a presente métrica, temos,

$$\Gamma^r_{rr} = \frac{1}{2B(r)} \frac{dB(r)}{dr}, \quad \Gamma^r_{\theta\theta} = -\frac{r}{B(r)}, \quad \Gamma^r_{\phi\phi} = -\frac{r\sin^2\theta}{B(r)}, \quad (2.10)$$

$$\Gamma^\theta_{r\theta} = \Gamma^\phi_{r\phi} = \frac{1}{r}, \quad \Gamma^\theta_{\phi\phi} = -\sin\theta\cos\theta, \quad \Gamma^\phi_{\phi\theta} = \cot\theta. \quad (2.11)$$

O tensor de Ricci pode ser calculado em termos dos elementos da conexão obtidos anteriormente através de:

$$R_{ij} = \partial_j\Gamma^k_{ik} - \partial_k\Gamma^k_{ij} + \Gamma^l_{ik}\Gamma^k_{lj} - \Gamma^l_{ij}\Gamma^k_{lk}. \quad (2.12)$$

Então, os elementos não nulos do tensor de Ricci serão:

$$R_{rr} = -\frac{1}{rB} \frac{dB}{dr}, \quad R_{\theta\theta} = \frac{1}{B} - 1 - \frac{r}{2B^2} \frac{dB}{dr}, \quad R_{\phi\phi} = R_{\theta\theta}\sin^2\theta, \quad (2.13)$$

que através da expressão 2.7 se relacionam com o tensor métrico g_{ij} , fornecendo

$$\frac{1}{rB} \frac{dB}{dr} = 2KB(r), \quad (2.14)$$

$$1 + \frac{r}{2B^2} \frac{dB}{dr} - \frac{1}{B} = 2Kr^2. \quad (2.15)$$

Ademais, resolvendo o conjunto de equações diferenciais acima, obtemos como solução

$$B(r) = \frac{1}{1 - Kr^2}. \quad (2.16)$$

Deste modo, portanto, obtemos o elemento de linha de um espaço maximamente simétrico tridimensional,

$$d\sigma^2 = \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi. \quad (2.17)$$

Ao mesmo tempo, podemos escrever o elemento de linha que compõe o espaço-tempo quadridimensional que incorpora todas propriedades de simetria, ou seja, o PC e o postulado de Weyl,

$$ds^2 = c^2 dt^2 - S^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]. \quad (2.18)$$

Assumindo ainda que $K \neq 0$, podemos reescalar $\bar{r} = |K|^{1/2} r$. Além disso, $k \equiv K/|K|$ correspondendo então a $k = \pm 1$. Ademais, redefinindo $S(t)$ por $a(t) \equiv S(t)/|K|^{1/2}$. No caso em que se considera $K = 0$, temos simplesmente que $a(t) = S(t)$ e $k \equiv K$.

Deste modo, finalmente obtemos o elemento de linha da métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) em sua forma usual,

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (2.19)$$

onde os valores de $k = -1, 0$ e 1 depende se a parte espacial da métrica possui curvatura negativa (hiperbólica), zero (plana) ou positiva (esférica), respectivamente. Vale notar que, as coordenadas que aparecem na métrica acima, (r, θ, ϕ) , são comóveis e que $a(t)$ é o fator de escalar.

2.3 Dinâmica do Universo

2.3.1 Equações de movimento

De acordo com a métrica desenvolvida na seção 2.2 e assumindo que a TRG é responsável por descrever toda a dinâmica do Universo, podemos determinar as equações de movimento.

As Equações de Campo de Einstein (ECE) são:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (2.20)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o chamado tensor de Einstein que é definido em termos do tensor de Ricci, $R_{\mu\nu}$, e escalar de Ricci, R . Enquanto o lado esquerdo das ECE leva informação da geometria do espaço-tempo através do tensor de Einstein, o lado direito dita como o conteúdo matéria-energia curva o espaço-tempo através do tensor momento-energia, $T_{\mu\nu}$. G é a constante gravitacional de Newton.

Uma vez que queremos resolver as ECE, precisa-se de um modelo que descreva o tensor momento-energia para o conteúdo material do Universo. Por simplicidade, idealiza-se um fluido perfeito:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p/c^2)u^\mu u^\nu - pg_{\mu\nu}, \quad (2.21)$$

onde ρ e p representam a densidade própria e a pressão do fluido, respectivamente. Note também que a densidade e a pressão são funções apenas do tempo cósmico para que sejam consistente com o PC.

Deste modo, resolvendo as ECE utilizando a métrica FLRW juntamente com a descrição do conteúdo material dada em 2.21 podemos obter apenas duas equações independentes, as quais são chamadas de equações de Friedmann:

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) - \frac{c^2 k}{a^2(t)}, \quad (2.22)$$

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho(t) + \frac{3p}{c^2}\right). \quad (2.23)$$

A conservação de energia pode ser obtida eliminando \ddot{a} nas equações acima, ou ainda, de forma direta, exigindo que a derivada covariante do tensor momento-energia seja zero, de todo modo temos como resultado:

$$\dot{\rho} = -3 \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) \frac{\dot{a}}{a}. \quad (2.24)$$

Assim, chegamos a um sistema de equações onde existem mais variáveis do que equações independentes. Com isso, recorre-se a uma relação entre a pressão e a densidade de energia conhecida por equação de estado, que em muitos casos de interesse cosmológico é uma simples relação linear entre essas quantidades:

$$p = w\rho c^2, \quad (2.25)$$

onde w é chamado de parâmetro da equação de estado. Finalmente, é possível resolver o sistema de equações e obter uma solução para a densidade da forma³:

$$\rho \propto a(t)^{-3(1+w)}. \quad (2.26)$$

Assumindo ainda que as componentes constituintes do Universo são independentes entre si, teremos uma solução do tipo 2.26 para cada componente.

2.3.2 Parâmetros cosmológicos

Podemos definir os seguintes parâmetros cosmológicos através das equações de Friedmann:

$$\begin{aligned} H &= \frac{\dot{a}}{a} && \text{(parâmetro de Hubble)} \\ \Omega_m &= \frac{8\pi G\rho_m}{3H^2} && \text{(parâmetro de densidade da matéria)} \\ \Omega_r &= \frac{8\pi G\rho_r}{3H^2} && \text{(parâmetro de densidade da radiação)} \\ \Omega_k &= 1 - \Omega_m - \Omega_r - \Omega_\Lambda && \text{(parâmetro de densidade da curvatura)} \\ q &= -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} && \text{(parâmetro de desaceleração)} \end{aligned}$$

onde Ω_Λ representa o parâmetro de densidade para uma componente exótica que é creditada a promover a expansão acelerada no Universo recente⁴.

Considerando as definições acima, podemos reescrever a equação de Friedmann como:

³Assumimos que o parâmetro da equação de estado não tem dependência com o tempo.

⁴Ver seção 2.8 para mais detalhes sobre a expansão acelerada e esta componente exótica.

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda + \frac{\Omega_k}{a^2(t)}. \quad (2.27)$$

Definimos a densidade crítica do Universo, ρ_c , como sendo:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 1.88h^2 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}, \quad (2.28)$$

a densidade necessária para que a geometria do Universo seja plana. Sendo assim, quando a densidade total for maior do que a densidade crítica, temos uma geometria esférica, caso a densidade total seja inferior à densidade crítica teremos uma geometria hiperbólica. Portanto, basta ter informação do conteúdo material-energético do Universo que, como consequência, teremos informação da geometria do mesmo. Este fato ilustra uma das consequências mais importantes da TRG, que a matéria-energia diz como a geometria deve se comporta.

O parâmetro de densidade é definido da forma $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, onde i representa cada componente do fluido. Utilizando resultados da termodinâmica que nos diz que a equação de estado da radiação assume $w_r = 1/3$, enquanto que no caso da matéria não-relativística vale $w_m = 0$, temos que a solução 2.26 para essas componentes tomam a forma:

$$\rho_r(t) = \rho_{r,0} a^{-4}(t), \quad (2.29)$$

$$\rho_m(t) = \rho_{m,0} a^{-3}(t), \quad (2.30)$$

além disso, podemos ter que uma componente exótica seja uma constante, conhecida como constante cosmológica, que possui a equação de estado: $p_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2$. Assim, $w_\Lambda = -1$ na solução 2.26, teremos:

$$\rho_\Lambda = \text{constante}. \quad (2.31)$$

Podemos reescrever a equação de Friedmann utilizando as expressões acima mais a relação entre *redshift* e o fator de escala (derivada na subseção 2.4.2). Assim, teremos:

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{k,0}(1+z)^2 + \Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda,0}}. \quad (2.32)$$

2.4 A expansão do Universo

2.4.1 Lei de Hubble

Atualmente, é consenso entre os cosmólogos que o Universo está em expansão. No entanto, no início do século XX a crença predominante era de que o Universo seria descrito por um modelo estacionário. Sendo assim, era esperado que ao observarem movimentos de galáxias, estas estariam distribuídas aleatoriamente, ou seja, ao observarem suas linhas espectrais perceberiam tanto um desvio para o vermelho (do inglês *redshift*), correspondendo a um afastamento, quanto um desvio para o azul (do inglês *blueshift*), correspondendo a uma aproximação, de modo randômico.

Porém o que foi observado por Vesto Slipher em 1912 [10], e posteriormente confirmado por Edwin Hubble em 1929 [11], é que as galáxias estão sistematicamente se afastando. Hubble ao analisar espectros de galáxias das quais se conhecia suas distâncias, percebeu que as velocidades de recessão, v , das galáxias aumentavam linearmente com a distância, r , seguindo a relação,

$$v = H(t)r, \quad (2.33)$$

onde $H(t)$ é chamado de *parâmetro de Hubble* que para o tempo atual, $H(t_0) = H_0$ é conhecido como *constante de Hubble*. A equação 2.33 recebe o nome de *lei de Hubble*. Esta equação é válida para qualquer distância, e conseqüentemente para qualquer velocidade. Deste modo, a expressão 2.33 nos permite definir uma escala característica, a partir da qual qualquer objeto está recedendo mais rápido que a luz, tal distância limite é referido por raio de Hubble.

Na realidade, a relação que Hubble obteve é um caso limite da lei mais geral descrita acima. Neste caso, Hubble munido de dados de *redshift* e distância de galáxias, (ver Fig. 2.2), foi capaz de fazer um ajuste linear obtendo a constante de proporcionalidade, H_0 , através da relação,

$$cz = H_0 r, \quad (2.34)$$

onde c é a velocidade da luz. Este caso limite da lei de Hubble é válido somente para baixos *redshift* $z \ll 1$.

Assim, conclui-se que, as galáxias estão de fato se afastando de nós, caracterizando, portanto, o Universo em expansão. A princípio, pode parecer que a expansão estaria acontecendo em torno de nós, conferindo, desta forma, um ponto privilegiado, e como consequência a violação do PC. No entanto, este não é o caso, já que

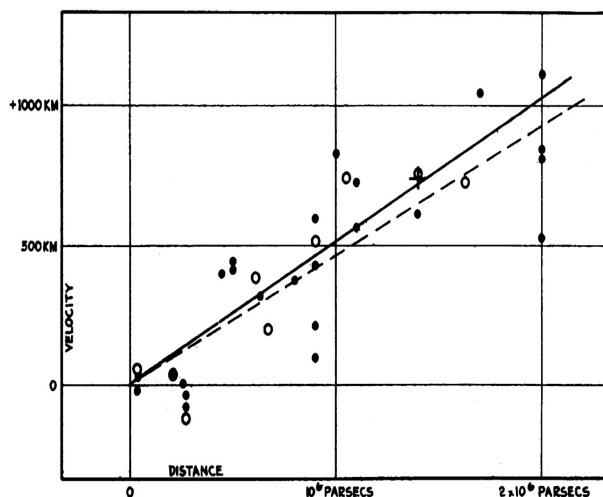


Figura 2.2: Relação Velocidade-distância para nebulosas extragalácticas encontrada por Hubble [11].

a lei de Hubble é invariante sob transformações que mudem a origem do sistema de coordenadas. Em outras palavras, outro observador em outra galáxia veria o mesmo efeito de afastamento das galáxias vizinhas da sua galáxia hospedeira. Desta forma, todos os pontos são equivalentes e o PC é assegurado.

2.4.2 Desvio para o vermelho cosmológico

De posse da métrica derivada na secção 2.2, sabemos como calcular o intervalo espaço-temporal entre dois eventos no espaço-tempo. Assim, consideremos o evento emissão de um fóton, por um galáxia situada nas coordenadas (r, θ, ϕ) num tempo de emissão t_e e a observação do mesmo na posição $(0, \theta, \phi)$ num tempo de observação t_0 , após um tempo decorrido. Considerando que o raio de luz viaja radialmente em geodésica nula, portanto, $ds^2 = 0$ e $d\Omega = 0$, onde $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi$. Assim, podemos escrever a relação:

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr'^2}} \equiv f(r), \quad (2.35)$$

onde $f(r)$ é dado por:

$$f(r) = \begin{cases} \sin^{-1}(\sqrt{k}r)/\sqrt{k} & \text{se } k = 1, \\ r & \text{se } k = 0, \\ \sinh^{-1}(\sqrt{|k|}r)/\sqrt{|k|} & \text{se } k = -1. \end{cases} \quad (2.36)$$

Considerando duas emissões de fótons consecutivas por esta galáxia, nos instantes

t_e e $t_e + \Delta t_e$ e que a observação desses fótons ocorrem nos tempos t_0 e $t_0 + \Delta t_0$. Desta forma, a equação 2.35 fornece:

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_{t_e + \Delta t_e}^{t_0 + \Delta t_0} \frac{cdt}{a(t)}. \quad (2.37)$$

A equação logo acima pode ser manipulada para que nos forneça:

$$\int_{t_0}^{t_0 + \Delta t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_{t_e}^{t_e + \Delta t_e} \frac{cdt}{a(t)}, \quad (2.38)$$

notando ainda que o intervalo entre as duas frentes de onda emitidas e observadas consecutivamente é muito pequeno comparado ao tempo de Hubble. Deste modo, o fator de escala não sofre variações consideráveis, por isto obtemos:

$$\frac{\Delta t_0}{a(t_0)} = \frac{\Delta t_e}{a(t_e)}. \quad (2.39)$$

Além disso, o comprimento de onda próprio da fonte, $\lambda_e = c\Delta t_e$, e o recebido, $\lambda_0 = c\Delta t_0$, nos permite escrever:

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_e} = \frac{a(t_0)}{a(t_e)}, \quad (2.40)$$

onde z denota o desvio Doppler para o vermelho (*redshift*) quando $z > 0$, enquanto que para $z < 0$ indica o desvio Doppler para o azul (*blueshift*).

2.5 Distâncias

Em astronomia, uma questão que sempre preocupou os astrônomos é como medir distâncias de objetos astronômicos. Assim, muitas técnicas foram desenvolvidas a fim de fazer a leitura dessas distâncias. Criou-se, então, o conceito de escada cósmica de distância, (do inglês *cosmic distance ladder*) que é uma sucessão de métodos a partir dos quais as distâncias astronômicas são inferidas [12]. Tais objetos astronômicos passam a ter forte dependência com a geometria do Universo à medida que z aumenta.

Neste contexto, podemos definir a distância Física ou própria a partir da métrica FLRW:

$$d_p(t) = a(t) \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr^2}} = a(t)f(r), \quad (2.41)$$

onde d_p corresponde à distância entre dois pontos na hipersuperfície tipo-espaço. Como podemos ver na expressão acima, d_p depende da geometria e da dinâmica do Universo. Assim, depende do modelo cosmológico adotado. Além disso, d_p não é observável.

Podemos definir outros tipos de distâncias que tem conexão direta com observáveis. No contexto cosmológico, a distância de luminosidade tal como a distância de diâmetro angular tem papéis importantes.

A distância de luminosidade, d_L , será definida em termos da relação entre fluxo e luminosidade. Podemos definir o fluxo como:

$$F = \frac{L}{4\pi d_L^2}. \quad (2.42)$$

Sabemos que luminosidade é definida por $L = \Delta E/\Delta t$. Assim, queremos comparar a luminosidade intrínseca, L , com a luminosidade observada na Terra, L_{Terra} . Percebendo que a variação de energia do fóton, devido à expansão do Universo, é escrita como: $h\nu_{obs}/h\nu_{em} = (1+z)^{-1}$ e a diferença de tempo entre a emissão e observação é: $\frac{\Delta t_o}{\Delta t_e} = 1+z$. Portanto, $L_{Terra} = L/(1+z)^2$. Notando que, a área centrada na superfície no tempo de observação (t_0) será: $A = 4\pi a^2(t_0)f(r)$. Finalmente, o fluxo será:

$$F = \frac{L}{4\pi a^2(t_0)f(r)^2(1+z)^2}, \quad (2.43)$$

que, ao compararmos com sua definição, notamos que a distância de luminosidade toma a forma:

$$d_L = a(t_0) f(r) (1+z). \quad (2.44)$$

A distância de diâmetro angular, d_A , está relacionada a dimensão física, l , do objeto observado e com a distância angular, $\delta\theta$. Considerando que a distância angular $\delta\theta \ll 1$, podemos escrever esta relação como:

$$d_A = \frac{l}{\delta\theta}. \quad (2.45)$$

A dimensão física do objeto pode ser obtida através da métrica FLRW. Considerando que este objeto está perpendicular à linha de visada do observador, de modo que $r = \phi = \text{constante}$ e que os fótons seguem geodésicas nulas, resulta, portanto, em:

$$l = a(t_e) f(r) \delta\theta. \quad (2.46)$$

Substituindo 2.46 em 2.45, obtemos,

$$d_A = \frac{f(r)}{1+z}. \quad (2.47)$$

Como percebe-se, em geral, estas definições de distâncias não coincidem. No entanto, para objetos próximos, ou equivalentemente, para baixos *redshifts*, essas distâncias são assintoticamente iguais [13]. Outra relação relevante neste contexto é a chamada relação de dualidade:

$$d_A = \frac{d_L}{(1+z)^2}. \quad (2.48)$$

Desvios significativos da relação acima implicaria em evidências para nova física. Como por exemplo, modelos nos quais fótons não viajam em uma única geodésica nula. Atualmente, a relação de dualidade vem sendo posta a teste, como nas referências [14, 15].

2.6 Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas

A radiação cósmica de Fundo em Micro-ondas (RCFM) é uma radiação eletromagnética gerada no Universo antigo, mas que ainda está presente nos dias atuais e que pode ser detectada na faixa de micro-ondas do espectro eletromagnético. O Universo primordial era permeado por tal radiação em equilíbrio térmico com a matéria. Devido à expansão do universo a densidade de energia para a radiação decai com o tempo de acordo com $\rho_r \propto a^{-4}$, enquanto que a densidade de energia da matéria evolui com o tempo da forma $\rho_m \propto a^{-3}$. Como consequência, existe uma fase na história cósmica onde essas taxas de densidade de energia são iguais e a partir desse momento a densidade de energia da matéria passa a ser dominante. Este instante é chamado de equipartição entre radiação e matéria. Isto ocorreu quando o Universo possuía $T \simeq 6 \times 10^3 K$ ($t \simeq 3 \times 10^5$ anos).

À medida que o Universo continua a se expandir, os fótons, que são responsáveis

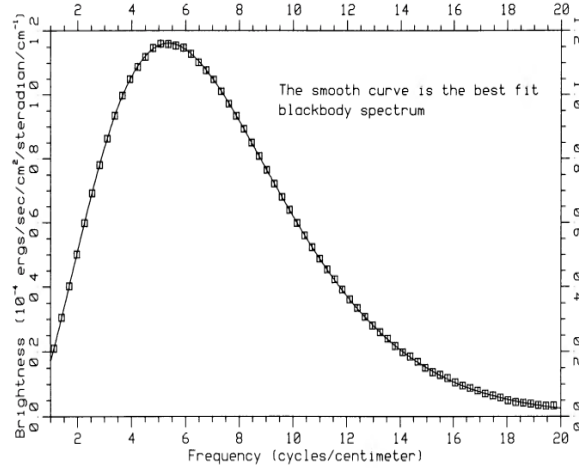


Figura 2.3: Espectro da RCFM. As caixas são pontos medidos pelo COBE e a curva é o melhor ajuste para o espectro de corpo negro [16].

pela manutenção do acoplamento matéria-radiação, ficam menos energéticos, permitindo, assim, que núcleos capture elétrons para formação de hidrogênio. Deste modo, temos que bárions ionizados passam a ser neutros. A esta época dá-se o nome de recombinação. Como a distribuição de energia dos fótons não é uniforme, isto implica que esta transição de Universo ionizado para neutro não é instantânea, levando um tempo aproximadamente de 7×10^4 anos.

De acordo com [17], é possível quantificar esta igualdade em termos numéricos: como o instante de tempo para o qual o número de densidade de ions é igual ao número de densidade de átomos neutros. Outra fase relevante neste contexto é chamada de desacoplamento, que é definido como sendo o instante de tempo em que a taxa de espalhamento dos fótons por elétrons é menor do que a taxa de expansão do Universo. Por último, defini-se como última superfície de espalhamento o instante de tempo em que os fótons sofrem seu último espalhamento pelos elétrons. A partir deste momento, o Universo fica transparente e os fótons podem viajar livremente, dando origem, portanto, a RCFM. Além disso, a matéria fica livre para aglomerar-se devido ao colapso gravitacional, dando origem às estruturas como galáxias, aglomerados, planetas, etc.

Devido ao fato desta radiação estar termalizada é esperado que o espectro de energia da RCFM seja da forma planckiana. Em outras palavras, a distribuição de energia por fótons deve ser igual à distribuição de energia de um corpo negro. De fato, foi lançado em 1989, o experimento *Far InfraRed Absolute Spectrophotometer* (FIRAS) a bordo do satélite *COsmic Background Explorer* (COBE) da NASA que verificou, com grande acurácia, que o espectro de frequência deve ter a forma esperada, como mostra a figura 2.3, com uma temperatura de $T = 2.73 \pm 0.06K$ em suas medidas preliminares [16], depois confirmado em [18] com temperatura de

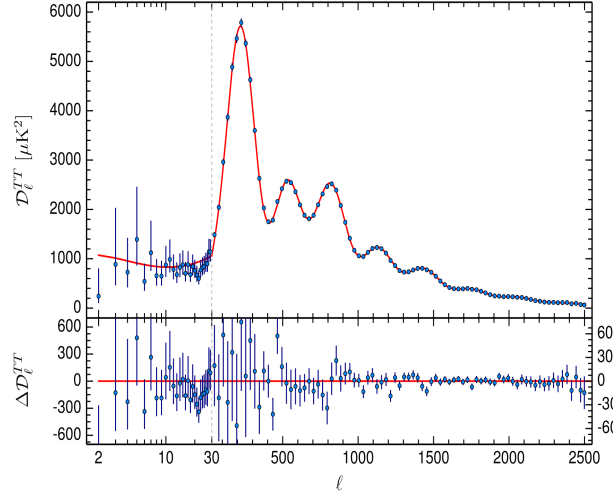


Figura 2.4: O painel de cima, representa o espectro de potência da temperatura da RCFM realizado pela colaboração Planck. Os pontos em azul representam os dados enquanto que a curva em vermelho representa o melhor ajuste frente aos dados. O painel abaixo, representa o resíduo em relação ao modelo utilizado para o ajuste [19]

$$T = 2.728 \pm 0.004K.$$

Um resumo das contribuições do satélite COBE pode ser encontrado na Ref. [20]. Dentre estas contribuições, se destacam a primeira detecção de anisotropias intrínsecas na RCFM medidas pelo instrumento Differential Microwave Radiometer (DMR) abordo do COBE e um dipolo cinemático creditado ao nosso movimento em relação ao sistema de referência no qual a RCFM é isotrópica. Subsequente, foram lançados os experimentos BOOMerang [21], CBI [22], WMAP[23] e Planck [19] com o propósito de estudar a RCFM.

Propriedades estatísticas das flutuações de temperatura podem ser obtidas através da função de correlação entre dois pontos $C(\theta)$, fazendo-se uma média sobre todas escalas angulares. No entanto, devido a limitações na resolução angular das observações é preferível expandir as anisotropias de temperatura em termos de harmônicos esféricos, de acordo com:

$$\frac{\delta T(\theta, \phi)}{T} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.49)$$

onde $Y_{lm}(\theta, \phi)$ corresponde a harmônicos esféricos, e os coeficientes a_{lm} são considerados independentes entre si. O momento m representa a orientação angular das flutuações, enquanto que o multipolo l está associado a escala angular.

Assim, podemos escrever o espectro de potência, C_ℓ , no espaço de Fourier em termos dos multipolos l ,

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2, \quad (2.50)$$

e finalmente confrontar predições teóricas com as observações. Tal como apresentado na figura 2.4.

A RCFM foi pela primeira vez observada em 1965 por Arno Penzias e Robert Wilson em *Bell Telephone Laboratories, New Jersey*. Na realidade, ambos estavam preocupados com o ruído que sua antena não deixava de detectar não importasse o que fizessem para a remoção do mesmo. Ao mesmo tempo, outro grupo de cientistas liderado por Robert Dicke estavam elaborando um experimento para detecção da RCFM, que havia sido prevista, em 1948 por Ralph Alpherin. Assim, Dicke e seus colaboradores, Peebles, Roll, e Wilkinson imediatamente perceberam que a RCFM havia sido descoberta.

Do fato de observamos o espectro de radiação de corpo negro aliado com a uniformidade da RCFM, uma vez que é removido o dipolo cinemático, temos um suporte importante ao modelo cosmológico padrão.

2.7 Nucleossíntese primordial

A nucleossíntese primordial é o estudo da síntese de elementos leves que ocorreu no Universo primordial. Elementos mais pesados só foram sintetizado mais tarde por estrelas e processos astrofísicos tais como supernovas. Em $t \sim 10^2 s$ ($T \approx 10 \text{ MeV}$) o Universo era permeado por um plasma denso e quente onde as partículas que o formava, elétrons, prótons, nêutrons, neutrinos, fótons, e suas correspondentes anti-partículas encontravam-se em equilíbrio térmico. Esse equilíbrio era mantido via interação nucleares fracas e eletromagnéticas através das reações:



Entretanto, a partir de $t \sim 1s$ ($T \approx 1\text{MeV}$) as taxas das interação fracas não são capazes de manter o equilíbrio, como consequência há o desacoplamento dos neutrinos e suas anti-partículas. A partir deste instante, dá-se início a nucleossíntese primordial, que é independente das propriedades do Universo antes do primeiro segundo. No entanto, devido as altas energias dos fótons o Deutério (D) ainda não

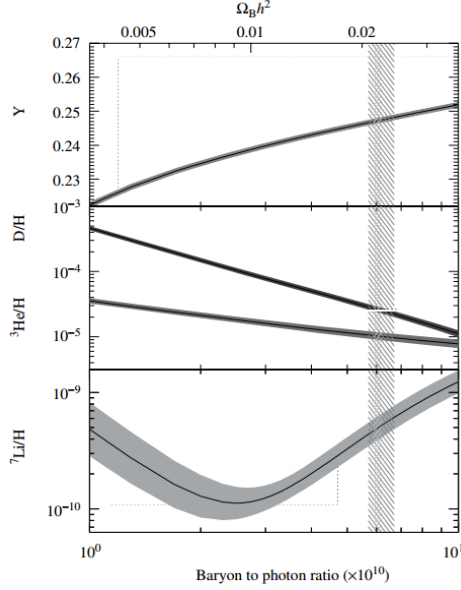


Figura 2.5: Abundâncias de elementos leves sintetizado no Universo primordial em função da densidade de matéria bariônica (*acima*) e densidade numérica de bárions relativo aos fótons (*abaixo*). O contorno das curvas representam a região de 95% do nível de confiança das previsões de cada abundância. As caixas pontilhadas mostram os vínculos observacionais impostos nas abundâncias. Figura retirada de [13]

podia ser formado, pois era foto-dissociado. Somente quando a temperatura atingiu $t \sim 100s$ ($T \approx 0,1\text{MeV}$) é que a taxa de foto-dissociação do deutério era suficientemente pequena para que quantidades significativas de deutério fossem produzidas, possibilitando também a produção 3He , 4He e 7Li .

A figura 2.5 mostra as abundâncias desses elementos em função da densidade bariônica para o caso das previsões tal como para observações as quais impõem vínculos sobre a densidade de matéria bariônica:

$$0.021 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.025 . \quad (2.54)$$

2.8 O Conteúdo escuro do Universo

No final dos anos de 1990, usando dados de SNe, dois grupos de pesquisa (*The Supernova Cosmology Project*; *High-Z Supernova Search Team*), de forma independente, chegaram a conclusão de que o Universo está atualmente expandindo de forma acelerada [24, 25]. No cenário da TRG, é possível dar conta desta expansão acelerada recente introduzindo um novo termo no lado direito das ECE de modo que este seja um fluido exótico com pressão negativa. Este conteúdo exótico é conhecido como energia escura, que compõe a maior parte da densidade do Universo com aproximadamente 70%. Outra forma de interpretar os resultados das SNe consiste em

modificar o lado esquerdo das ECE levando a extensões da TRG.

Outra componente escura que conhecemos é a chamada matéria escura. Em 1933, Fritz Zwicky mediu as velocidades peculiares das galáxias pertencente ao aglomerado Coma, e percebeu que a velocidade de dispersão ao longo da linha de visada era muito alta para ser produzida somente pela interação gravitacional que a matéria luminosa fornecia [26]. Assim, ele concluiu que era preciso outro contribuinte para o potencial gravitacional, além da matéria luminosa, para ser capaz de produzir a velocidade de dispersão observada. Outras evidências para matéria escura são encontradas nas curvas de rotação de galáxias, onde a velocidade de rotação das estrelas em torno do centro da galáxia não decaem como o esperado, como pode ser visto nos trabalhos pioneiros de Vera Rubin [27, 28]. Esta componente corresponde a aproximadamente 24% do conteúdo do Universo.

Uma das possibilidades para energia escura é a constante cosmológica, Λ . Esta constante havia sido introduzida por Einstein em 1917 em suas equações de campo, porém com uma interpretação geométrica, com o objetivo de obter uma solução para o Universo estático. No entanto, após a descoberta de Hubble, que o Universo está em expansão, Einstein viria a se arrepender por ter introduzido tal constante. Além disso, A. Eddington mostrou definitivamente que o Universo estático de Einstein era instável quando submetido a pequenas perturbações [29].

No que concerne a matéria escura, percebe-se que ela deve ser composta por partículas que não acoplam com fótons. Um bom candidato a matéria escura seria os neutrinos, portanto, partículas relativística. Isto leva a hipótese conhecida por matéria escura quente (do inglês *Hot Dark Matter (HDM)*). Entretanto, esta hipótese é inconsistente com o cenário padrão de formação de estrutura, onde estruturas pequenas formam-se antes das maiores. O que nos leva a hipótese da matéria escura fria (do inglês *Cold Dark Matter (CDM)*), ou seja, partículas não-relativística, permitindo, assim, a formação de galáxias na era dominada pela matéria. Finalmente, modelos cosmológicos que assumem Λ como causa da expansão acelerada recente e matéria escura não-relativística, são nomeados por Λ CDM.

Capítulo 3

Testes observacionais da isotropia cosmológica

Neste capítulo, revisaremos os principais aspectos dos testes da isotropia cosmológica, onde temos como observáveis: Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas (RCFM), traçadores da Estrutura em Grande Escala (EGE), indicadores de distâncias cosmológicas. Deste modo, fornecendo as bases observacionais para o Princípio Cosmológicos (PC) e como consequência ao Modelo Cosmológico Padrão (MCP).

3.1 Base observacional e teórica para o Princípio cosmológico

No capítulo anterior, motivamos o PC através da ideia, que é bem razoável, de que não estamos num local privilegiado no Universo, isto é, em termos de orientação e posição. Isso nos leva aos fundamentos do PC, que são: isotropia e homogeneidade. Assim, tem-se como hipótese, a não existência de tal localização privilegiada. Essa ideia compõe o chamado Princípio Copernicano. Portanto, o PC pode ser pensado de outra maneira: verificando a isotropia em torno de um ponto e assumindo o princípio copernicano, temos como consequência a isotropia sobre todos os pontos, e, portanto, a homogeneidade. Matematicamente, é possível mostrar que uma geometria que é isotrópica em torno de dois pontos quaisquer será também isotrópica em qualquer outro ponto, levando, como consequência, à homogeneidade desta geometria [30]. Vale notar que o caso contrário não precisa ser verdadeiro, ou seja, uma geometria homogênea não implica, necessariamente, em isotropia.

A fim de testar a hipótese da isotropia cosmológica, devemos primeiro definir quais observáveis são necessários e suficientes para que implique na isotropia do espaço-tempo. De acordo com [1] a distribuição de matéria deve ser tal que as

seguintes quantidades sejam compatíveis com a hipótese da isotropia para que a geometria do espaço-tempo também o seja. Estas quantidades observáveis são: distâncias angulares; número de contagem; fluxo de velocidades; lentes gravitacionais. Assim, tem-se a isotropia da geometria assegurada caso esses observáveis sejam compatíveis com a hipótese da isotropia. É interessante notar que a RCFM sozinha não implica na isotropia do espaço-tempo. Isto ocorre pois em princípio a matéria poderia ser anisotrópica, assim, é preciso hipóteses além para que a isotropia da geometria seja assegurada, como por exemplo a isotropia de uma quantidade mínima de matéria que juntamente com a isotropia da RCFM leve à isotropia da geometria. Ou ainda assumindo o princípio copernicano, que além de assegurar a isotropia da geometria também leva a homogeneidade da mesma.

Assim, as flutuações da temperatura da RCFM, como veremos adiante, são isotrópicas até $\sim 10^{-5}$ juntamente com a isotropia da distribuição de matéria (que são mais modesta quanto a precisão) dão suporte a hipótese da isotropia cosmológica da geometria do espaço-tempo em torno de um único observador fundamental (OF). Entretanto, desvios quanto a isotropia tanto da RCFM quanto da distribuição de matéria vem sendo reportadas na literatura, o que também motiva estudos nesta área. Isto será assunto das próximas seções.

3.2 RCFM como sonda da isotropia cosmológica

3.2.1 Dipolo da RCFM

Como foi mostrado no capítulo anterior, a RCFM possui o espectro de potência da forma de corpo negro. Num referencial que está em repouso com relação a essa radiação, se mede a temperatura média dada por $T_0 = 2.72548 \pm 0.00057$ [31], enquanto que, num referencial que se move com velocidade $\beta \equiv v/c$ em relação ao referencial em repouso, se mede a temperatura de acordo com[32]:

$$T(\theta) = T_0 \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \beta \cos\theta}, \quad (3.1)$$

onde θ representa a direção do vetor velocidade. Podemos realizar uma expansão multipolar, na expressão acima, caso $\beta \ll 1$. Assim, obtemos [33]

$$T(\theta) \approx T_0 \left(1 + \beta \cos(\theta) + \frac{\beta^2}{2} \cos(2\theta) + O(\beta^3) \right). \quad (3.2)$$

Devido ao efeito Doppler, a temperatura depende da velocidade do observador

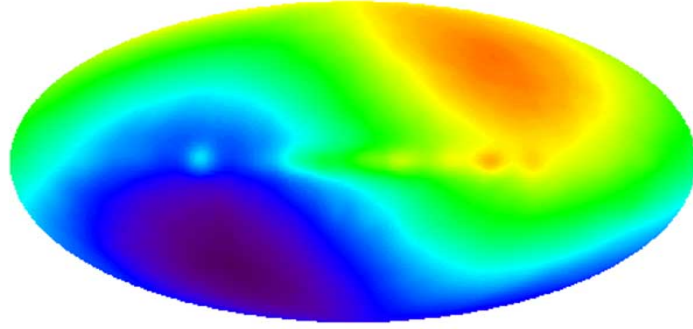


Figura 3.1: Dipolo na temperatura da RCFM medido pelo satélite COBE para o levantamento completo de 4 anos.

em relação ao referencial de repouso. Esse efeito é contabilizado, em primeira ordem, no termo dipolar da expansão acima que por fim gera uma anisotropia da ordem $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-3}$ [34]. A figura 3.1 mostra o efeito dipolar na temperatura da RCFM. Além disso, o nosso movimento local também afeta as flutuações de temperatura em ordens multipolares maiores, onde as flutuações de temperatura são da ordem de 10^{-5} , através de feitos de modulação e aberrações, como foi mostrado pela primeira vez em [35].

Sendo assim, por meio deste efeito dipolar na RCFM é possível medir a velocidade e a direção do nosso movimento em relação ao sistema de referência para o qual a RCFM é isotrópica. Isto é feito através do mapa de dipolo: localizando a direção onde se tem a máxima amplitude deste sinal anisotrópico, obtendo, portanto, a direção $(l, b) = (263.99 \pm 0.14, 48 \pm 0.03)$ com velocidade peculiar do sistema solar em relação ao referencial de repouso da RCFM dado por $v_{\odot} = 369 \pm 0.9 \text{ km/s}$ [35], onde se usou a temperatura do monopolo da RCFM: $2.725K$ determinada em [36].

Por outro lado, tem surgido hipóteses na literatura que investigam possíveis origens não cinemáticas para o termo dipolar, pelo menos em parte. Como efeitos de segunda ordem com origem primordial [37], ou relacionado a uma geometria que violaria o PC, favorecendo um ponto próximo ao centro de um vazio (*do inglês void*) [38].

3.2.2 Anomalias na RCFM

Apesar do MCP ser o modelo que descreve os dados de maneira mais satisfatória, ou seja, esse é o modelo que melhor se ajusta aos dados observacionais, ainda existe certos aspectos a serem investigados. O mais problemático são as componentes escuras, por não terem motivação física satisfatória. Por esses motivos, se busca alternativas para explicar os dados observacionais de forma mais contundente, sem talvez uma componente escura responsável pela aceleração recente do Universo.

No hall dos desafios enfrentado pelo MCP, aparece o que se conhece na literatura

como anomalias na RCFM. Essas são ditas anômalas por não estarem de acordo com os pressupostos do modelo de concordância¹. Dentre essas anomalias existem aquelas que desafiam a hipótese de isotropia estatística. Deste modo, apresentaremos nesta seção alguns desses problemas e as possíveis soluções que vem sendo reportadas na literatura. Para uma revisão detalhada e recente acerca destas anomalias ver [2].

Ausência de correlação em grandes escalas angulares: Embora o satélite COBE já havia observado a baixa correlação entre dois pontos com os dados do quarto ano desse levantamento [39], só a partir da confirmação desse resultado pelos dados do WMAP é que a comunidade mostrou-se mais interessada por este fato. Recentemente, a colaboração Planck também confirmou tal falta de correlação em grandes escalas angulares, $\theta > 60^\circ$, como pode ser verificado na figura 3.2.

A fim de quantificar a significância estatística, foi proposto o seguinte estimador [40]:

$$S_{1/2} = \int_{-1}^{\mu} [C(\theta)]^2 d(\cos\theta), \quad (3.3)$$

onde $\mu \equiv \cos\theta = 1/2$. Tanto a forma funcional dessa estatística quanto o limite superior foram introduzidos ad hoc e *a posteriori* para que seja compatível com o a função de correlação de dois pontos, $C(\theta)$. Outros autores usando diferentes técnicas também confirmaram a falta de correlação em grandes escalas angulares[41, 42]. Os autores da Ref.[42] mostraram que para mapas reconstruídos a partir dos dados observacionais, o cálculo da função de correlação de dois pontos, pelos menos um dos pontos pertence a uma região onde há contaminação pela galáxia. Sendo assim, o processo de remoção dos contaminantes via uso de máscara (*do inglês masking*) resulta num aumento significativo da falta de correlação, levando a violação da isotropia estatística. Já na Ref. [41], além confirmar a falta de correlação, também mostraram que essa, pode ser aliviada quando desprezada a termo quadrupolar, C_2 , que possui um valor anormalmente baixo. No entanto, ainda existe uma tensão moderada entre simulações produzidas baseada no Λ CDM e o caso em que se retira o termo quadriopolar anômalo.

A Ref. [44] aponta que os baixos multipolos hamônicos podem ser reconstruídos com precisão através dos dados. Ademais, a função de correlação em grande angular pode ser computada por meio dessa reconstrução. Por fim, uma análise Bayesiana dessa função de correlação em grande escala mostra que os dados não são capazes de excluir o modelo cosmológico padrão. Assim, esses autores afirmam que ou há possibilidade de violação tal como apresentado em [42], ou que esse resultado

¹Modelo de concordância é um sinônimo para MCP muito utilizado na literatura.

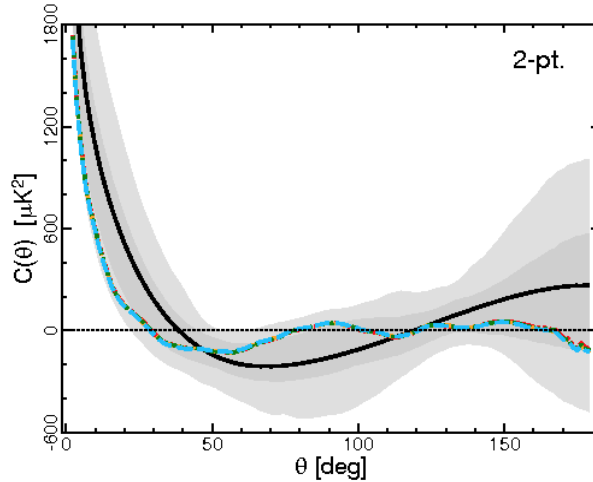


Figura 3.2: Função de correlação entre dois pontos para o mapa de temperatura observado pelo satélite Planck. Claramente, é possível notar a falta de correlação para escala a partir de 60° . A Linha solidada de cor preta representa a média de simulações sob hipótese do modelo de concordância, as linhas coloridas representam diferentes máscaras aplicada ao mapa de dados, enquanto que as regiões em cinza representam a região de confiança para 68% e 95% [43].

é devido a escolha a posteriori do estimador que superestima a significância da discrepância.

Ainda, outra maneira de atacar este problema é em termos de física primordial. Acredita-se que o Universo primordial passou por uma fase de crescimento exponencial para o qual damos o nome de inflação [45]. Neste contexto, é possível obter um espectro de potência primordial descrito por uma lei de potência. Esta lei de potência pode ser considerada como parte integrante do MCP. Deste modo, outros modelos podem ser explorados a fim de explicar a falta de potência observada no espectro de potência de RCFM. Esses outros modelos levam a diferentes parametrizações do espectro de potência primordial. Sendo assim, é possível à luz de dados observacionais comparar tais modelos. Recentemente, os autores de [46], usando uma análise estatística Bayesiana, puderam descartar com forte evidência modelos inflacionários que preveem espectros de potências primordiais que destoam do modelo de concordância mínimo. Assim, concluíram, que a falta de correlação em grandes escalas não pode ser explicada dessa forma. Em resumo, a falta de correlação ainda continua um problema a ser resolvido.

Alinhamento entre os baixos multipolos da RCFM: Essa anomalia levaria, claramente, a uma direção privilegiada, violando a isotropia estatística, pois essa traz como consequência a invariância sob transformações de rotações arbitrárias no céu. Em outras palavras, o modelo cosmológico padrão prevê que a orientação e forma dos momentos de multipolos não estejam correlacionadas.

Além do alinhamento entre o quadrupolo e o octopolo, que caracteriza violação da isotropia estatística, esses por sua vez, já possuem características peculiares como baixo valor do quadrupolo, que posser observado na figura 2.4 , e a alta planaridade do octopolo. Essas três anomalias (baixo valor do quadrupolo; alta planaridade no octopolo; alinhamento entres esses multipolos) são independentes entre si e poderiam ser explicadas em termos de um modelo de Universo com topologia toroidal com uma dimensão da ordem da metade da escala do horizonte, na direção de Virgo. Contudo, esse modelo é excluído segundo os autores de [47].

Mais recente, usando tanto os dados do sétimo e nono ano do WMAP quanto o primeiro ano do Planck, o trabalho [48] confirmou esse alinhamento, com significância estatística $> 3\sigma$. Além disso, esse trabalho também mostra que há um alinhamento adicional com a direção do dipolo cinemático e com o plano da Eclíptica.

Alguns outros trabalhos sugerem a ideia de contaminações residuais para a explicação desse alinhamento. No entanto, é curioso notar que essa anomalia persiste mesmo após ter sido testada com diferentes procedimentos e sistemáticos por diferentes colaborações, por exemplo, WMAP e Planck.

Alternativamente, existe trabalhos voltado para a explicação desse alinhamento através do pressuposto de anisotropia intrínseca do espaço-tempo. Os autores da Ref. [49] mostraram que um espectro de potência primordial num espaço-tempo como esse, teria como consequência natural o alinhamento entre o quadripolo e octopolo. Convenientemente, essa discrepância da isotropia estatística só seria perceptível para baixos multipolos. Além dessas forma de resolver, ou aliviar, tal anomalia, há também trabalhos que propuseram como possível causa, a influência do efeito SZ, onde tal efeito introduziria um eixo preferencial em baixo multipolos. Já em [50], por sua vez, os autores estudaram a hipótese de que o quadrupolo Doppler, i.e., a proporção do quadrupolo correspondente ao nosso movimento relativo à RCFM, levaria a um aumento na significância estatística deste alinhamento, caso esse efeito cinemático não fosse levado em conta. De fato, essa hipótese mostrou-se bem sucedida, reduzindo a significância estatística desse alinhamento, de forma que este alinhamento não seria mais um sério desafio ao MCP. Apesar de todo esforço, por parte da comunidade científica, a fim de resolver tal problema, este ainda precisa ser definitivamente esclarecido.

Mancha fria (do inglês *Cold spot*): Por definição, é uma região no céu que apresenta flutuação de temperatura consideravelmente abaixo da média. Como pode ser observado na figura 3.3. Esta região (Cold spot), como mostrado em [52] , é composta de sub-regiões de cold spot menores com a maior flutuação dentre esses $\lesssim -350\mu K$. O cold spot é centrado na posição $(\theta, \phi) = (147^\circ, 209^\circ)$ em coordenadas esféricas — θ e ϕ

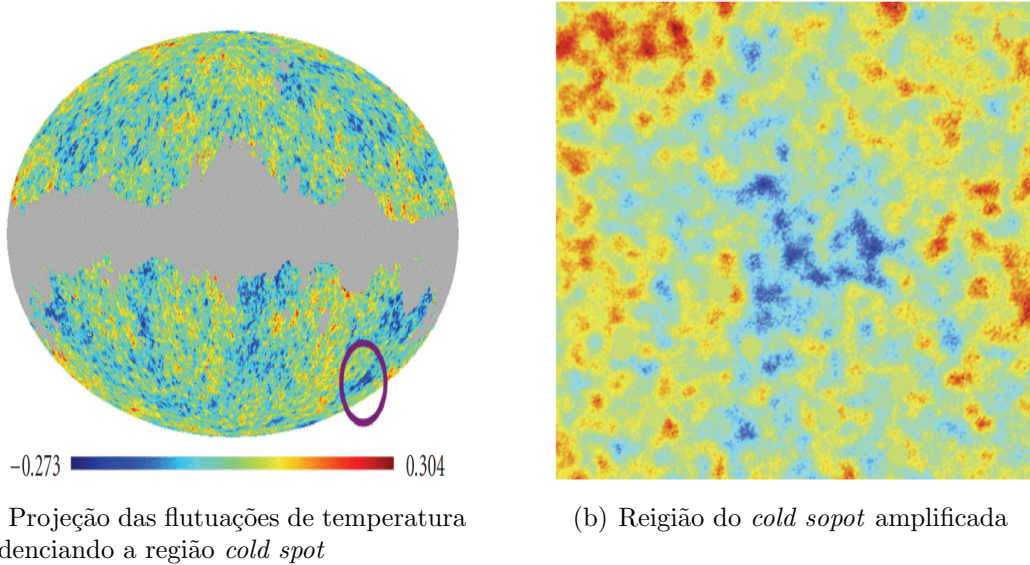


Figura 3.3: Cold spot nos dados do sétimo ano do levantamento WMAP. Imagens retiradas da referência [51].

correspondem a colatitude e latitude, respectivamente. A primeira observação desta anomalia foi feita no primeiro lançamento dos dados do satélite WMAP em [53] e posteriormente confirmado por diferentes metodologias[54–56]. Recentemente, foi reportado, pela colaboração Planck, com $\sim 4.5\sigma$ de sinal desse efeito.

Alguns estudos tem surgido na literatura para explicar, mais este desafio, que o MPC enfrenta. Imediatamente após a sua detecção, foram feitas investigações a fim de testar a hipótese de possíveis contaminantes e sistemáticos como causa da discrepância. No entanto, nenhum desses teses foram capazes de explicar satisfatoriamente esta flutuação anormalmente fria, pois verificaram que a tamanho do Cold Spot, $\sim 10^\circ$, era muito grande para ser atribuído a fontes pontuais, ao mesmo tempo que, eram muito pequeno para ser uma fonte difusa. Ademais, análises em diferentes bandas de frequências, medida por instrumento distintos, mostraram os mesmos resultados, portanto, concluindo que este sinal não depende, de forma significativa, dos possíveis sistemáticos introduzido devido a instrumentação. Além disso, foi concluído também que, o Cold Spot é independente das frequências.

Em seguida, apesar do efeito SZ poder explicar, em princípio, o Cold Spot em termos de amplitude e extensão do sinal, [57] mostraram que devido a uniformidade deste sinal com a frequência o efeito SZ é descartado como explicação viável. Alternativamente, os autores de [58] verificaram que o *cold spot* poderia estar relacionado com o efeito SWI causado por um grande *void* de 140 Mpc em $z < 1$. Contudo os autores das referências [59, 60] não confirmam os achados anteriores. Recentemente, [61] mostraram evidências contra a hipótese do *void* como causador do Cold Spot. Além disso sugerem origens primordiais em favor de efeitos ao longo da linha de

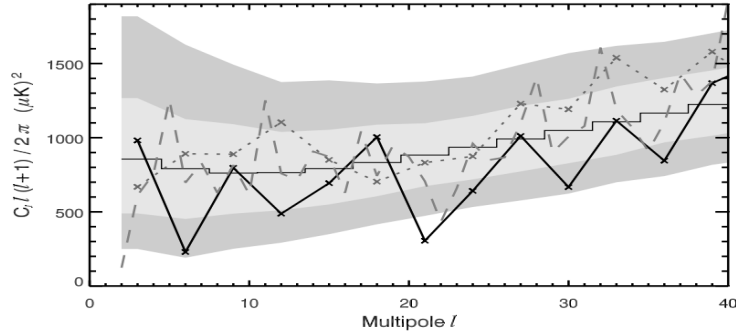


Figura 3.4: Assimetria hemisférica no Espectro de Potência (EP) da RCFM. A linha sólida representa o EP obtido no hemisfério norte, enquanto que a linha pontilhada foi obtido no hemisfério sul. Já a linha tracejada representa o EP para todo o céu. As regiões em cinzas representam 1 e 2σ para regiões de confiança obtida de simulações Gaussianas [62]

visada.

Assimetria hemisférica na RCFM: É uma anomalia encontrada ao se comparar o espectro de potência da RCFM em diferentes hemisférios, portanto, levando à dependência direcional, consequentemente a violação da isotropia. Esta assimetria foi encontrada, originalmente em [62, 63], ao analisarem os dados do primeiro ano do WMAP. Podemos observá-la na figura 3.4, onde [62] encontrou este sinal assimétrico com 95% – 99% de significância estatística.

Posteriormente, este sinal foi confirmado em [64–66]. Uma explicação possível para esta anomalia seria a correlação dela com outra anomalia presente na RCFM, a saber, o alinhamento do quadrupolo e octapolo. Embora a referência [65] tenha descartado essa possibilidade, para os dados do terceiro e quinto ano do levantamento do WMAP, os autores da Ref. [66] mostraram que ao se remover o quadrupolo e octapolo, para os dados do satélite Planck 2013, aumenta-se a assimetria hemisférica, com significância estatística de no máximo 98.1% CL.

Alternativamente, outra metodologia usualmente encontrada na literatura é a modulação dipolar. A referência [67] usando ambas metodologias mostra que nenhuma assimetria hemisférica parece estar presente, pelo menos de forma significativa, nos dados do Satélite Planck 2013 após a remoção de anisotropia introduzidas pelos efeitos Doppler e de aberração.

No entanto, a colaboração Planck 2015 reportou a amplitude desta modulação como sendo $A = (0.065 \pm 0.021)$ na direção $(l, b) = (230^\circ, -17^\circ) \pm 25^\circ$ para o mapa SEVEN [43]. Além disso, confirmaram os resultados de [68], onde esses inferem a assimetria hemisférica através de outra ferramenta estatística (considerando a variância local dos mapas de anisotropia da temperatura) com significância es-

tatística de no mínimo 3.3σ . Desta maneira, podemos concluir, que ainda é um problema em aberto necessitando de confirmação, se de fato existe a violação da isotropia estatística, ou é apenas uma flutuação estatística.

Assimetria de paridade na RCFM: Esta aparente anomalia está relacionada com a preferência por multipolos ímpares no Espectro de Potência da RCFM sobre os multipolos pares, apesar de ser esperado que multipolos pares possuam simetria par enquanto que multipolos ímpares possuam simetria ímpar devido a propriedade intrínseca dos harmônicos esféricos. Os autores de [69] mostraram que esta assimetria de paridade é detetada com significância estatística no máximo 95%, o qual creditou possíveis concomitantes galácticos. Outros trabalhos também confirmaram esta assimetria, mais especificamente em [68], onde ao compararem a assimetria de paridade dos dados WMAP com simulações provenientes do modelo de concordância, foi encontrado, com $p\text{-value} = 0.004$, que os dados dão preferência a paridade ímpar. Além disso, os autores também afirmam que, é provável que a presente assimetria esteja relacionada com outra anomalia, a saber, o baixo valor do quadrupolo. Posteriormente, este sinal foi confirmado pela colaboração Planck [43, 64]. No entanto, ainda não é claro se esta assimetria é uma causalidade estatística, ou um subproduto devido a outra anomalia, ou ainda se é uma anomalia independente.

Apesar das flutuações de temperatura da RCFM serem da ordem de 10^{-5} , uma vez que é removido o dipolo cinemático, ainda há desvios que desafiam a isotropia estatística, como mostrado nesta seção. Desta maneira, podemos concluir que existe, de fato, evidências que desafiam a isotropia estatística, no que concerne as anomalias da RCFM.

Observações cosmológicas de outras natureza, podem ajudar no entendimento das anomalias na RCFM. Assim, é possível fazer previsões, para polarização da RCFM por exemplo, supondo modelos para as anomalias encontradas e contrastar com as observações. Uma nova geração de experimentos (LiteBird, CORe e CMB-S4) tem potencial para produzir mapas de polarização mais precisos e, portanto, por à teste tais previsões. Outros observáveis, tais como traçadores da estrutura em grande escala, por sua vez, devem conter sinais que podem ser correlacionado com as anomalias da RCFM, a fim de, corroborar ou não com essas. Além disso, sistemáticos e contaminantes precisam ser melhor compreendidos, para que não nos leve a equívocos.

3.3 A estrutura em grande escala do Universo

3.3.1 Campo de velocidade como sonda para distribuição de matéria

A estrutura em grande escala (EGE) do Universo é uma estrutura que é formada por aglomeração de matéria que cresce com o passar do tempo. Tal aglomeração é devido a interação gravitacional, que em grande escala é dominante sobre as outras interações fundamentais, pois como se sabe, as interações fortes e fracas são de curto alcance e apesar da interação eletromagnética ser de alcance infinito, como a gravitacional, o Universo em grande escala é neutro.

A formação da EGE é entendida através de teoria de perturbações num plano de fundo uniforme, tal qual, descrito pela métrica FLRW. Do ponto de vista físico, estas estruturas foram semeadas por flutuações quânticas que ocorreram na densidade de energia do inflaton (partícula associada ao campo responsável pela expansão exponencial que ocorrera no Universo primordial) quando o Universo ainda era muito jovem. Por sua vez, estas partícula decaíram em radiação e matéria que levaram consigo a assinatura dessas flutuações quânticas, que através dos potenciais gravitacionais foram amplificada até os dias atuais.

Deste modo, é razoável esperar que exista alguma correlação entre o campo de velocidade na distribuição de matéria com o campo de densidade, descrito pela contraste da matéria ($\delta \equiv (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$). É importante frisar que, esta abordagem de teoria de perturbação linear só é valida no regime em que a condição $\delta \ll 1$ é satisfeita. Desta maneira, necessitando de simulações de N-corpos para descrever a presente distribuição, altamente não linear, da aglomeração de matéria.

Atualmente, no MCP, o crescimento da densidade de perturbação causado pelas instabilidades gravitacionais levam ao campo de velocidades cósmicas (do inglês *cosmic flow field*). No regime linear, (isto é, $\delta \ll 1$) o contraste de densidade da matéria e o campo de velocidades da EGE estão relacionado através de [70]:

$$v(\mathbf{r}) = \frac{H_0 f(\Omega_m)}{4\pi} \int \delta(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}', \quad (3.4)$$

onde \mathbf{r} é a escala comóvel, $\delta(\mathbf{r})$ é o contraste de densidade da matéria, $f(\Omega_m)$ taxa de crescimento e γ é o índice de crescimento, que no caso do modelo Λ CDM é constante: $\gamma = 6/11$.

No que diz respeito a densidade de matéria no Universo, esta é dominada pela fração escura, pois como vimos, esta representa $\approx 27\%$ enquanto que a matéria bariônica ao todo só contabiliza $\approx 5\%$. Sendo assim, o contraste de matéria é

dominado pela matéria escura (i.e. $\delta = \delta_{cdm}$). No entanto, não conseguimos detectar a matéria escura diretamente. Assim, uma saída é visualizar os efeitos gravitacionais que a matéria escura imprime nos observáveis cosmológicos, como efeito de lentes entre outros. Um efeito particularmente interessante é a atração gravitacional mutua entre matérias ordinária e escura, com isso, é possível traçar o perfil de distribuição da matéria via a distribuição das galáxias. Por isto, podemos relacioná-las via: $\delta_g = b \delta$, onde b é o viés, que representa a nossa ignorância quanto o quão fiducial é esta aproximação.

Assim sendo, podemos escrever a expressão anterior como:

$$v_g(\mathbf{r}) = \frac{H_0 \beta}{4\pi} \int \delta_g(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' , \quad (3.5)$$

onde $\beta \equiv f(\Omega_m)/b$. Desta maneira, o campo de velocidade (v_g) é completamente determinado uma vez que se sabe a distribuição de densidade (δ_g). Ainda é possível impor vínculos em parâmetros cosmológicos e verificar a teoria de perturbação linear, se conseguimos medir ambos v_b e δ_m . De outra forma, a equação acima pode ser utilizada para computar o movimento de galáxias num dado volume e compará-las com previsões do MCP como função da escala e ainda testar a hipótese da homogeneidade.

O Grupo Local (GL) tem um movimento líquido com respeito a expansão do Universo e sua velocidade, v_{GL} , poder ser obtida pela relação acima, que por fim pode ser confrontada com a obtida através da RCFM interpretada como efeito cinemático. O procedimento geralmente utilizado na literatura para identificar o dipolo do nosso movimento local através do agrupamento de galáxias é chamado de *flux-weight dipole*:

$$\mathbf{d} = \frac{3\Omega_m H_0^2}{2bj} \sum_i^N S_i \hat{\mathbf{r}}_i , \quad (3.6)$$

onde $S_i = L/(4\pi r_i^2)$ é o fluxo de cada galáxia presente na amostra e j representa a densidade de luminosidade desses objetos. Assim, podemos obter a velocidade: $\mathbf{v}_{GL} = \beta \mathbf{d}$ e finalmente verificar consistência com a medida via efeito cinemático na RCFM. Desvios significativos desta comparação podem significar violação da isotropia na distribuição de matéria, conseqüentemente, violação da isotropia do espaço-tempo.

3.3.2 Assinatura dipolar na estrutura em grande escala via informação no óptico e infravermelho.

Vimos que através da distribuição de galáxias é possível traçar a distribuição do campo de velocidade e por fim obter o dipolo de nosso movimento local (conhecido na literatura por *clustering dipole*). Deste modo, é esperado que o *clustering dipole* convirja para o dipolo inferido via efeito Doppler na RCFM à medida que a escala radial aumenta. A não convergência poderia significar, por exemplo, evidência a modelos anisotrópicos tal como perturbações iniciais a época da pré-inflação que deixariam assinaturas anisotrópicas na distribuição de matéria estendendo-se até o horizonte cósmico como sugerido em [71].

Com isso em mente, trabalhos tem se debruçado em investigar tal dipolo na distribuição de galáxias, os quais datam desde começo dos anos 1980 [72, 73]. Muito embora somente após o surgimento dos *surveys* de galáxias mais modernos, que tanto cobrem todo o céu como são mais profundos é que tornou-se factível impor vínculos tanto no movimento local quanto em parâmetros cosmológicos e também no crescimento de estrutura de forma mais severa.

Infrared Astronomical Satellite (IRAS) foi um *survey* que cobriu todo o céu detectando entre 350.000 fontes no infravermelho. Assim, foi possível impor vínculos, ainda que de maneira mais branda, no crescimento de estruturas, parâmetros cosmológicos, e também no *clustering dipole*.

O levantamento 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) esteve em operação entre 1997 e 2001 e foi capaz de aumentar o número de galáxias de $\sim 10^4$ até $\sim 10^5 - 10^6$ [74] possibilitando análises como as de [75] onde obtiveram o dipolo na direção $(l, b) = (264^\circ, 43^\circ)$ consistente com o dipolo da RCFM. Recentemente, o trabalho [76] usando um sub-catálogo do 2MASS (conhecido por 2MRS) o qual se tem *redshifts* medidos espectroscopicamente e uma nova metodologia baseada na entropia da informação desenvolvida em [77], confirmou que o Universo local é altamente anisotrópico mas que converge para uma distribuição de galáxia compatível com simulações de N-corpos baseada no Λ CDM, assim, consistente com a hipótese de isotropia estatística a partir da escala de $90h^{-1}$.

Outra metodologia amplamente utilizada na literatura é a variação angular das contagens de galáxias projetadas na esfera celeste, chamado de *number counts* proposta em [78] como teste para a isotropia cosmológica. Este teste possui o benefício de não depender de informações astrofísica como a função de luminosidade ou ainda as magnitudes das galáxias, como no caso do método *flux-weight dipole*. Assim, a amplitude do dipolo inferida está acima em uma ordem de grandeza quando comparado com a amplitude do dipolo cinemático, ou seja, $A_g \sim 10^{-2}$, enquanto que é esperado $A_{CMB} \sim 10^{-3}$. Tanto o baixo número de galáxia quanto de profundidade surgem

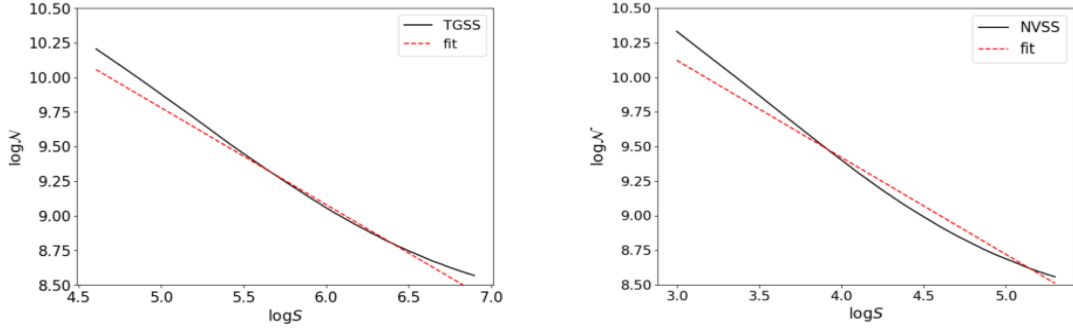


Figura 3.5: Ajuste ao índice x , na lei de potência dada na Eq.(3.7) para os dados TGSS (*direita*) e NVSS(*esquerda*), obtendo, respectivamente, $x_{NVSS} \simeq 1.33$ e $x_{TGSS} \simeq 1.104$, conforme obtido em [82].

como limitações para esta análise. Novas gerações de levantamentos astronômicos, tal como Large Synoptic Sky Telescope (LSST) projetada para lançamento em 2022, podem lançar luz sobre esta questão, com número de galáxias e estrelas esperados da ordem de 10^{10} ampliando num fator de mil em relação a geração atual, gerando surpreendentemente 15 Terabytes de dados toda noite.

Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) é um satélite da NASA que operou desde 2009 até 2011 mapeando o céu inteiro no infravermelho. Assim, combinações entre catálogos tais como WISE-SUPERCOSMOS, ou ainda WISE-2MASS tem possibilitado mais investigações acerca da isotropia. Este último foi utilizado em [79], onde os autores compararam o número de galáxia através da esfera celeste e obtiveram uma assimetria hemisférica máxima na direção $(l, b) = (323^\circ, -5^\circ)$ com amplitude dipolar $A = 0.0507 \pm 0.0014$ moderadamente consistente com trabalho anterior de [80] para o qual também usou-se o mesmo conjunto de dados e consistente ainda com simulações baseadas no Λ CDM.

Utilizando também o catálogo do WISE *survey* os autores do trabalho recente [81] encontraram que a amplitude do dipolo: $A = 0.0048 \pm 0.0022$, que corresponde a velocidade $v = 430 \pm 197$ km/s, que por sua vez, é compatível com o dipolo inferido através da RCFM. No entanto, a análise anterior é dependente do modelo Λ CDM e dos parâmetros cosmológicos ajustados pelos dados do satélite Planck. Ademais outras análises discordam dos valores compatíveis ao dipolo cinemático, detectando dipolos com amplitude anômalas na faixa do rádio. Este último é deixado para discussão na próxima subção.

3.3.3 Assinatura dipolar na estrutura em grande escala via informação no rádio.

De acordo com o que vimos até agora, percebe-se a demanda de que a distribuição de matéria deve ter um dipolo cinemático alinhado com o dipolo da RCFM para sa-

tisfazer o PC. A fim de testar tal hipótese, fontes de rádio são excelentes observáveis astrofísico, já que algumas dessas fontes são altamente luminosas até altos *redshifts*, como é o caso de AGNs (*do inglês Active Galactic Nuclei*), permitindo um teste robusto para grandes distâncias. Em 1984 os autores de [83] propuseram um teste capaz detectar a assinatura do nosso movimento peculiar no *number count* em rádio. Este teste é baseado na hipótese de que a contagem acumulativa de fontes de rádio por unidade de ângulo sólido (N), acima de um limite de densidade de fluxo, S , é descrita pela seguinte lei de potência:

$$N_{(>S)} \propto S^{-x}, \quad (3.7)$$

e que a densidade do fluxo segue a lei de potência dependendo da frequência ν como $S \propto \nu^{-\alpha}$, onde α é o *índice espectral* que é um parâmetro que caracteriza a emissão de fontes de rádio, que de acordo com um trabalho recente tem o valor $\alpha = 0.76$ [84]. Agora, considerando efeitos relativísticos como Doppler *boost* que modifica a frequência observada de acordo com: $\nu_{obs} = \nu_0 \delta$ onde $\delta = (1 + v \cos(\theta)/c)/(1 - (v/c)^2)^{1/2}$ e efeito de aberração responsável pela mudança do ângulo sólido da forma $d\Omega_{obs} = d\Omega_0 \delta^{-2}$. Além da aproximação em primeira ordem, pois $v/c \sim 10^{-3}$, assim, a amplitude do dipolo esperado no *number count* devido ao efeitos considerados pode ser expressa como:

$$A = [2 + x(1 + \alpha)]v/c, \quad (3.8)$$

onde x é o índice da lei de potência que pode ser ajustado aos dados como na figura 3.5, onde os catálogos de fontes em rádio TGSS[85] e NVSS [86] foram utilizados. Assim, com $x_{NVSS} \simeq 1.33$ e x_{TGSS} dados em [82], $\alpha = 0.76$ [84] e $(v/c) \simeq 1.23 \times 10^{-3}$ [35] os autores de [82] escreveram o sinal anisotrópico esperado consistente com o PC como sendo:

$$A_{NVSS} \simeq 0.00530 \quad \text{na direção } (l, b) = (264^\circ, 48^\circ), \quad (3.9)$$

$$A_{TGSS} \simeq 0.00476 \quad \text{na direção } (l, b) = (264^\circ, 48^\circ). \quad (3.10)$$

Embora os autores tenham encontrado direções consistente para ambos catálogos considerados comparando com o dipolo cinemático, a amplitude do dipolo dado pela Eq.(3.8) está em $\sim 3\sigma$ de desvio do valor esperado para o catálogo NVSS enquanto que para TGSS o desvio é ainda mais acentuado com 8σ de desvio.

A primeira análise utilizando este procedimento foi realizada em [87] com um catálogo combinado 87GB-PMN onde o número escasso de objetos (~ 40000) im-

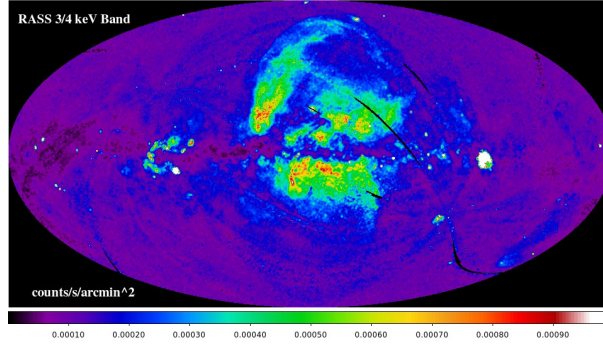


Figura 3.6: Distribuição difusa em raio-X mapeada pelo satélite ROSAT na energia 3/4 keV [92].

possibilitou a detecção do dipolo com significância estatística apropriada. Subsequente, a análise em [88], fazendo uso do catálogo NVSS encontrou que dentro de 2σ de confiança tanto a direção quanto a amplitude estão consistentes com a dipolo da RCFM. Embora trabalhos posteriores não confirmariam este achado, no que diz respeito principalmente a amplitude da modulação, com velocidade peculiar de $v \sim 1500\text{km/s}$ como em [89] ou ainda mais recente em [3] com $v = 1729 \pm 187\text{ km/s}$, ou seja, 4 vezes maior do que a obtida a partir da RCFM. Muito embora trabalhos também recentes (i.e. [90]) não tenham encontrado desvios significantes no que concerne a hipótese da isotropia estatística usando o mesmo catálogo (NVSS).

Uma razão possível para esta discrepância seria viés causado por estruturas locais, uma vez, que essas poderiam estar contaminando os catálogos de fontes em rádio e assim poderia invalidar o método proposto em [83], já que este se baseia no Doppler boost e efeito de aberração considerando a isotropia em grande escala como propriedade intrínseca da geometria do espaço-tempo.

Embora algumas análises tenham reportado grandes valores com respeito ao dipolo na distribuição de fontes em rádio que chegam até 8σ de discrepância, como em [82], afirmar que estes sinais representam, de fato, violação da isotropia cosmológica é uma afirmação forte e precoce. Deste modo, a geração futura de *surveys* de galáxias, sobre tudo o *survey* Square Kilometre Array (SKA) possibilitará a investigação desta anisotropia na distribuição das fontes em rádio [91] e poderá jogar luz sobre essas dificuldades.

3.3.4 Anisotropia em altas energias: Raios-X e Raios-Gama

Eventos altamente energéticos, como por exemplo: emissão em Raios-X pelo gás quente que compõem aglomerados de galáxia; erupções de raios gamma (Gamma Ray Burst (GRB)), são observáveis astrofísicos que podem ser utilizados para investigar a hipótese da isotropia cosmológica.

Investigando a isotropia cosmológica via fontes em Raio-X: Desde os anos de 1960, dados em raio-X vem sendo utilizado para testar a isotropia cosmológica. A densidade de energia observada em raio-X é dominada por uma radiação difusa que em sua maioria tem origem cósmica, definindo assim, o chamado *X-ray Difusse background (XRB)*[93–95]. A figura 3.6 mostra a XRB com energia 3/4 keV. Estudos realizados em [96] detectaram uma distribuição anisotrópica no fluxo dos fótons em *soft* raio-X² e interpretaram seus resultados como sendo de um fundo isotrópico com origem provável extragaláctica e uma componente anisotrópica devido a emissão dentro da própria galáxia.

Deste modo, identificando e removendo componentes galácticos, assim, restando somente sinal extragalático distribuído de forma mais suave, é possível fazer testes cosmológico com respeito a isotropia deste plano de fundo em raio-X. A radiação cósmica de fundo em raio-X traz informações complementares importantes, pois sonda *redshifts* intermediários entre galáxias próximas ($z \lesssim 0,5$) e a RCFM($z \sim 1100$), ou seja, nos trazem informações da flutuação de densidade da matéria num regime entre $0 < z < 4$ que podem ser correlacionada com informações provenientes da RCFM via *integrated Sachs-Wolfe effect* (ISW) [97]. Esforços a fim de detectar a estrutura anisotrópica na XRB foi realizado como em [98, 99]. Fora encontrado a direção do dipolo em raio-X consistente com a obtida pela RCFM, porém com grandes incertezas devido a dificuldade em detecção.

Já os autores [100] combinaram dois catálogo de aglomerados de galáxias (i.e. CIZA + XBAC) para produzir o primeiro catálogo em raio-X de aglomerado de galáxias que cobriam todo o céu. Um aspecto interessante de utilizar aglomerados de galáxias que cobrem todo céu em raios-X é que além de traçar os mais profundos potenciais gravitacionais e como consequência poder impor vínculos sobre a dinâmica do grupo local de forma mais contundentes é sensível também a uma região no céu conhecida na astronomia por *Zone of Avoidance* que é composta por poeira (*do inglês dust*) que absorve radiação na faixa do óptico, assim, observações em raios-X são capazes de amplificar a região observada do céu, que no caso, foi amplificado em 1/4 quando comparado com surveys no óptico. Assim, usaram este novo catálogo combinado, e com mesma técnica que havia sido utilizada para *surveys* no ótico e infravermelho, ou seja, o método chamado de *flux-weight dipole* (veja Eq. (3.6)), puderam inferir o dipolo, e detectaram que a direção deste dipolo está alinhado com a direção do dipolo da RCFM, assim, concluíram também que, para a distribuição de aglomerado de galáxias em raio-X, do catálogo combinado, torna-se isotrópica a partir de $160h^{-1}\text{Mpc}$.

Outra maneira de reconstruir o campo de velocidade é através das flutuações de

² Soft raio-X geralmente são classificados como fótons em raio-X de baixa energia, 0.1-10 keV. No entanto, esta classificação não é bem definida e pode variar dependendo do contexto.

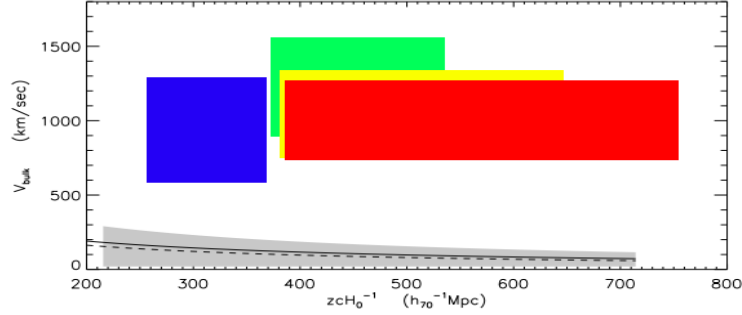
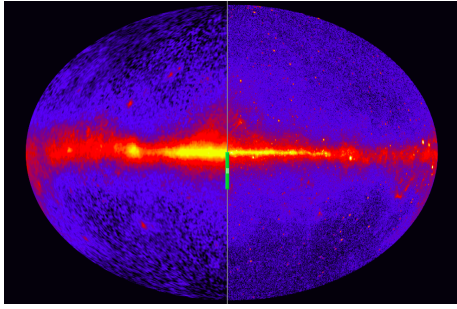


Figura 3.7: Comparação entre valores de velocidades peculiar esperados teoricamente pelo modelo de concordância, região em cinza, com valores medidos, região em azul/verde/amarelo/vermelho [101].

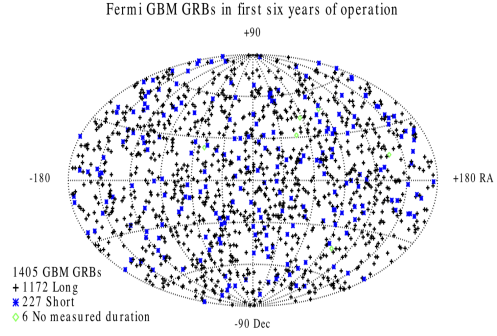
temperatura encontrada na RCFM. Particularmente interessante, são as flutuações de temperatura causada pelo espalhamento que um fóton da RCFM sofre ao passar por um aglomerado de galáxia que tem velocidade relativa com respeito ao observador³. Deste modo, é possível reconstruir o sinal extra adicionado aos fótons da RCFM por conta do espalhamento, e assim, obter a velocidade peculiar do aglomerado. Este efeito não é muito útil somente para a medida de um único aglomerado, pois a barra de erro é enorme. No entanto, à medida que a amostra de aglomerados aumenta o erro estatístico diminui, possibilitando o estudo dos fluxos de velocidades peculiares coerentes, denominado *bulk flow*. Os autores de [101–103] realizaram tal estudo, como pode ser visualizado na figura 3.7, onde foi encontrado, surpreendentemente, um *bulk flow* muito elevado ($v_{bulk\ flow} \sim 1000$) e ainda que se estende a escalas altíssima, pelos menos até ~ 800 Mpc, claramente em desacordo com o MCP. A este *bulk flow* demasiadamente elevado que se estende por grandes escalas e conseqüentemente, em desacordo com o modelo Λ CDM, recebe o nome de Dark Flow. Para um extensa revisão acerca das evidências e implicações da detecção do *dark flow* veja: [104]. No entanto, a colaboração Planck em [105] discordou desses achados, embora, os autores de [4] tenham reafirmado a detecção do dipolo escuro. Assim, ainda há um impasse quanto a detecção e natureza deste sinal. Gerações futuras de *surveys* em X-ray podem jogar luz sobre este impasse. Como exemplo o *survey* eROSITA.

Investigando a isotropia cosmológica via fontes em Raios-Gama: De maneira similar ao raio-X, existe também um fundo difuso na faixa do comprimento de onda do raio-Gama. Como pode ser observado na figura 3.8(a), a parte mais brilhante da imagem, representa a emissão do plano da nossa galáxia. Entre as detecções nessa faixa de comprimento de onda, existem explosões muito violentas de altíssima energia (\sim

³Este efeito é conhecido na literatura por kSZ (kinematic Sunyaev-Zeldovich)



(a) Céu visto em raios gama por diferentes satélites. À esquerda medidas conduzidas pelo instrumento EGRAT abordo do satélite ORGC. À direita medidas realizadas com o instrumento LAT abordo do satélite Fermi. O LAT foi capaz de detectar 10 vezes mais números de fótons, em raios gama, do que o EGRAT [106].



(b) Distribuição angular de GRBs medida pelos instrumento GRM abordo do satélite Fermi. Sinalizados por indicadores em preto são SGRB, enquanto que LGRBs estão indicados em azul. Em verde são objetos não classificados quanto a duração [107]

Figura 3.8: Percebe-se a distribuição angular isotrópica de GRBs à direita, já que trata-se de objetos com origem cosmológicas, enquanto que no painel à esquerda claramente é visto uma distribuição anisotrópica devido a distribuição local de objetos em raios gama.

$10^{55} - 10^{56} \text{ ergs}$) conhecidas por GRBs (*do inglês Gamma-ray Burst*). Essas explosões são de interesse cosmológico, já que devido ao alto brilho associado a este fenômeno podemos observá-las a grandes distâncias, até $z \sim 10$.

GRBs são classificados quanto a sua duração, que podem ser menor do que dois segundos, deste modo, são chamados de GRBs-curto (*do inglês Short-GRB(SGRB)*), aos quais são associados a fusão de objetos compactos como estrelas de neutros e buracos negros, ou com duração acima de dois segundos, assim, denominados GRBs-longo (*do inglês long-GRB(LGRB)*), estes são comumente associados a emissão de remanescentes da morte de estrelas massivas [108]. A figura 3.8(b) mostra a distribuição angular desses objetos.

Curiosamente, a primeira detecção de um evento de GRB aconteceu nos anos de 1960 quando a força aérea dos Estados Unidos havia lançado uma série de satélites para monitorar possíveis testes nucleares que poderia infringir o tratado de proibição para tais testes [109]. No início dos anos de 1990, a NASA lançou o satélite chamado Observatório de Raios Gama Compton (ORGC), onde o instrumento chamado de BATSE (*Burst and Transient Source Explore*) abordo desse satélite, era responsável por monitorar os eventos mais energéticos no céu. Assim, os autores de [110], usando dados medidos por este instrumento, obtiveram as primeiras evidências de que se tratava de sinais cosmológicos, pois a sua distribuição angular era consistente com um distribuição isotrópica.

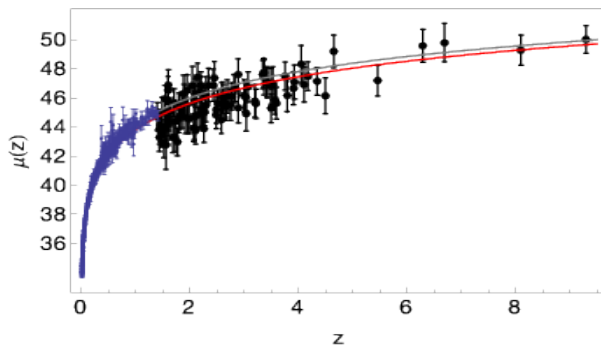


Figura 3.9: Módulo de distância versus $redshift(z)$. Pontos em azul representam SNe enquanto que em preto as GRBs. A linha cinza representa o modelo Λ CDM padrão enquanto em vermelho temos a parametrização CPL para equação de estado da energia escura. Figura retirada da referência: [115].

Subsequente, os autores de [111] confirmaram os resultados anteriores de [110], utilizando dados do BATSE, realizando diversos testes de hipóteses quanto a modelos dipolar e quadrupolar, obtendo desvios da isotropia com no máximo 0.9σ para o modelo dipolar e 0.3σ para modelo com momento quadupolar. No entanto, os autores de [112] encontraram que a distribuição dos GRBs dos mesmos dados eram anisotrópica e atribuíram a este achado ao fato de que a maioria dos estudos anteriores de isotropia, se concentravam apenas no momento dipolar e numa parcela específica do momento quadupolar, quando expandido em harmônicos esféricos. E esta parcela, por sua vez, é esperada ser diferente de zero, caso o GRB fosse de origem galáctica (a detecção da contrapartida ótica em [113] os colocaram definitivamente em distâncias cosmológicas). Assim, como geralmente estas parcelas são zero, leva-se a conclusão de que a distribuição é isotrópica. No entanto, fazendo-se a análise completa, com todos os termos das parcelas da expansão quadripolar os autores [112] mostraram que, de fato, a distribuição é anisotrópica. Além disso, fizeram testes com subclasses da amostra, separando-as em SGRB e LGRB. Encontraram que, as SBRG continuavam anisotrópicas, enquanto que as LGRB possuía uma distribuição isotrópica. Análises posteriores confirmaram esses achados, até que no trabalho de [114], mostrou que ao se considerar a função de exposição ⁴ de forma apropriada a distribuição de SGRB da BATSE é consistente com a hipótese da isotropia.

Dados de GRBs tem sido amplamente utilizados para se estudar o Diagrama de Hubble (DH) [115–121]. Devido ao fato de GRBs poderem ser detetados em altos $redshifts$, $z \sim 10$, assim, podem ser utilizados para estudar a taxa de expansão bem como investigar as propriedades da energia escura. Como em [118], onde estes estudaram a possibilidade de um modelos cosmológico com Λ variável com o tempo.

⁴A função de exposição de um satélite é proporcional a quantidade de tempo que este observa uma região no céu.

Ou ainda em [115] onde os autores testaram uma parametrização da equação de estado para energia escura conhecida por Chevalier-Polarski-Linder (CPL). Esses trabalhos se baseiam na extensão proporcionada pelas GRBs para altos *redshift* que são calibradas a partir de SNe em mais baixos *redshift*, desta maneira construindo DH como visto na figura 3.9. No entanto [122] chama atenção para o processo de padronização da GRBs como velas padrões, ou seja, processo pelo qual é possível obter a distância de luminosidade do objeto através de correlações empíricas. Os autores de [123] mostraram a variação destas correlações com *redshift* e foi observada a inconsistências da maioria dessas relações como mais de 3σ de nível de confiança estatística quando comparado GRB para baixos e altos *redshifts*, inclusive a relação amplamente utilizada para calibrar as GRB como velas padrões chamada de *Relação de Amati*.

Os autores de [117] testaram um modelo cosmológico que traz como consequência a dependência direcional na distância de luminosidade, onde o parâmetro D quantifica a anisotropia, de modo que, quando $D = 0$, o modelo Λ CDM é recuperado, assim, esses autores obtiveram a amplitude da anisotropia $D = -0.04 \pm 0.018$ apontando na direção $(l, b) = (306.1^\circ \pm 18.7^\circ, -18.2^\circ \pm 11.2^\circ)$, ou seja, não há desvios grandes da isotropia, e, portanto, o modelo Λ CDM continua uma boa aproximação. Outros autores [116, 121] em análises similares não dão suporte a modelos anisotrópicos, no entanto, não são capazes de excluí-los definitivamente devido a escassez de GRB em altos *redshifts* (ver figura 3.9). Assim, novos *Surveys* em raios gama tais como SWFIT e Fermi podem jogar luz sobre este assunto.

3.4 Indicadores de distâncias cosmológicas

Como vimos no capítulo 2 podemos definir distâncias com respeito a quantidades intrínseca de objetos astrofísicos, tais como luminosidade e dimensão física. Na subsecção anterior, vimos que, podemos obter a distância de luminosidade através de correlações empíricas que nos dão informação quanto a luminosidade, podendo assim, padronizar objetos astrofísicos como GRB e SNe Tipo Ia. Recentemente os autores de [124, 125] [126] apresentaram um novo método para se testar modelos cosmológicos através de uma relação entre a luminosidade em raios X e UV de quasares, assim, mostraram que quasares podem ser velas padronizáveis e ainda as utilizaram para construir o DH até altos *redshifts*, $z \sim 5$, e por fim vincular parâmetros cosmológicos tais como energia e matéria escura, embora ainda de forma limitada por conta número de quasares disponíveis que possuem tanto medidas em raios X e UV. Assim, é esperado que $\sim 10^5$ quasares com medidas em ambas as fixas do espectro eletromagnético serão disponibilizada pelo *survey* eROSITA. Outros levantamentos como EUCLID e LSST poderão aumentar esse número por um fator

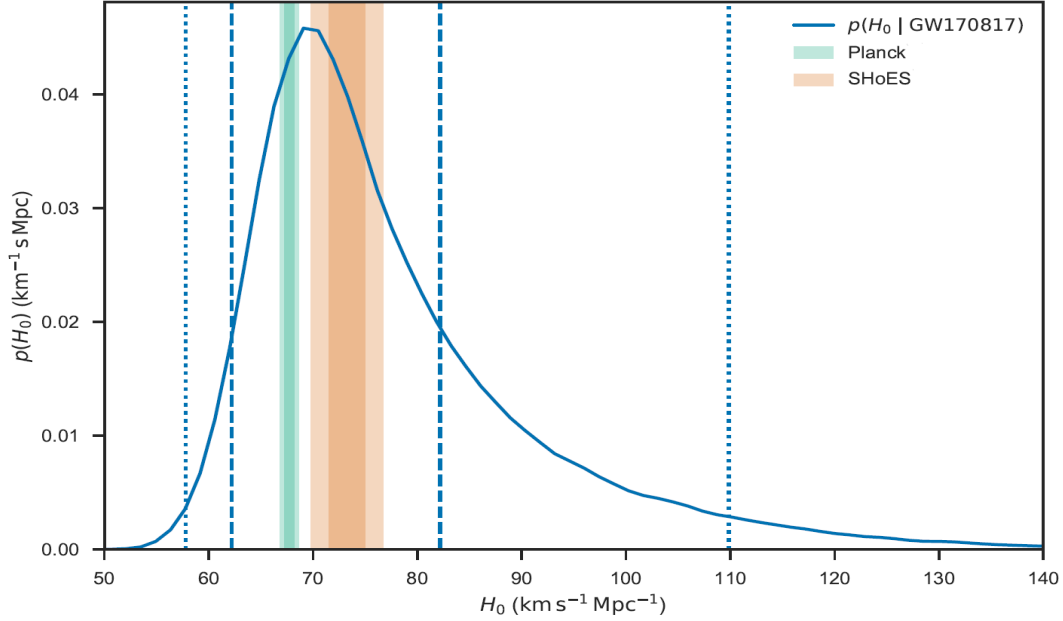


Figura 3.10: Distribuição a posteriori de H_0 medido via OG. A região em cor verde representa vínculos sobre H_0 restritos pela colaboração Planck [127], enquanto que em cor laranja são vinculados por [128]. Linhas verticais tracejadas em azul representam a região de 68.3% do intervalo de credibilidade, enquanto que linhas pontilhadas representam 95.4% do intervalo de credibilidade. Figura retirada da Ref. [129].

de no mínimo cem, ficando com $\sim 10^7$ objetos. Até o presente momento, não se tem registros na literatura para teste de isotropia usando-se deste novo procedimento de padronizações com quasares.

Outra novidade com respeito a medidas de distância por quantidades padronizáveis é através de ondas gravitacionais(OG), cuja a primeira detecção deste evento aconteceu 14 de setembro de 2015 e divulgado pela colaboração LIGO e Virgo em 11 de fevereiro de 2016 [130]. Essas ondas gravitacionais foram criada por fusões de buracos negros. Posteriormente, em 17 de outubro de 2017 a mesma colaboração detectou a fusão do sistema binário de estrela de neutrons [131], e imediatamente após a detecção das ondas gravitacionais foi possível detetar a contrapartida eletromagnética nas faixas de: raios gama, raios-x, UV, Ótico, Infravermelho e Rádio por diversos telescópios, assim, surgindo o que os astrônomos tem chamado de era *multi-messenger astronomy*. Através das OGs é possível obter a distância de luminosidade de forma independente, no que foi chamado de sirene padrão (*do inglês standard siren*). Pois como foi mostrado no capítulos 2, medidas de distâncias cosmológica se baseiam no conceito de escada cósmica através de calibrações de objetos mais próximos. Assim, a partir de OGs podemos evitar essa escada cósmica e medir diretamente distâncias cosmológicas, sem o erro propagado devido calibrações anteriores, além disso, podemos também obter distâncias cosmológicas sem especificar um modelo cosmológico. A contrapartida eletromagnética proporciona, por

sua vez, o *redshift* do sistema binário, de modo que é possível construir o DH, e a parti daí, determinar a taxa de expansão do Universo de forma independente, como pode ser visto na figura 3.10, onde a constante de Hubble foi vinculada em $H_0 = 70_{-8}^{+12}$ km/s/Mpc com 68% no intervalo de credibilidade. Assim, estas medidas de H_0 são a promessa de que finalmente colocará fim numa tensão existente entre medidas locais de H_0 , feitas a partir de SNe (usando a ideia de escada cósmica) com medida de H_0 obtidas da RCFM, ou seja, $z \sim 1100$. Naturalmente, com o aumento de medidas de distâncias de luminosidade via sirenes padrões aumentará a precisão dos vínculos postos em H_0 .

Diferentemente do caso de velas padrões via AGNs, já se tem registro de pelo menos de um trabalho voltado para teste de isotropia cósmica [132]. Este trabalho recente, versa sobre a possibilidade de se detectar um dipolo na distribuição dessas sirenes padrões. Foram feitas simulações desses eventos para configurações de três interferômetros distintos. No caso do interferômetro chamado LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*) e diferentes modelos de buracos negros massivos, a isotropia cosmológica pode ser vinculada com 3σ CL durante 5 anos de observação desses objetos. No caso do telescópio ET (*Einstein Telescope*), que será a terceira geração de telescópios dedicados a detecção de OGs, este trabalho prevê que com no máximo 200 detecções desses eventos será possível impor vínculos quanto a isotropia cósmica se a amplitude deste dipolo não for menor que 0.06, além da direção dipolar caso a amplitude do dipolo não passe de 0.1. Por fim, o interferômetro (DECIGO) (*Deci-Hertz Interferometer Gravitational wave Observatory*) com apenas 100 desses objetos poderá impor vínculos de 3σ CL na amplitude e direção da isotropia cósmica. Portanto, em princípio, pode-se restringir a anisotropia cosmológica a partir desse novo método de se obter distâncias cosmológicas.

Capítulo 4

Metodologia & Caso de estudo

Neste capítulo, apresentaremos a metodologia empregada no trabalho. Ressaltamos, ainda, a abordagem bayesiana bem como sua aplicação para o caso de estudo: comparação entre modelos cosmológicos.

4.1 Probabilidades: Clássica, Frequentista e Bayesiana

Em poucas palavras, estatística é o estudo de como medimos e tomamos decisões na presença de incertezas. É uma forma natural de se quantificar incertezas, é em termos de probabilidades. Esta, por suas vez, pode vir em três sabores (ou filosofias distintas): Clássica, Frequentista e Bayesiana. A principal diferença entre essas abordagens está na interpretação da probabilidade:

Clássico \mapsto probabilidade igual para todos os eventos;

Frequentista \mapsto frequência relativa para uma sequência infinita de eventos;

Bayesiano \mapsto perspectiva pessoal.

Todas essas abordagens devem verificar as regras padrões de probabilidade: ser um número real não negativo; não existir eventos fora do espaço amostral; probabilidade da união entre dois eventos.

A abordagem clássica é a mais limitada, pois em muitos casos não se tem probabilidade igualmente distribuídas entre os eventos do espaço amostral. A abordagem frequentista, por outro lado, define a probabilidade como a frequência relativa em que um evento acontece numa sequência hipoteticamente infinita. Esta abordagem funciona bem, enquanto for possível definir esta sequência hipoteticamente infinita.

Por último, temos a abordagem bayesiana, que define a probabilidade em termos de perspectiva pessoal, isto é, a probabilidade representa a medida de incerteza baseado no conhecimento prévio, sendo assim, pode variar de acordo com a crença pessoal e neste sentido é subjetiva.

4.2 Teorema de Bayes

O teorema de Bayes é o pilar da análise bayesiana e este é baseado na probabilidade condicional entre eventos. Por exemplo, podemos escrever a probabilidade de um evento A ocorrer dado que um evento B ocorreu:

$$P(A|B) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)}, \quad (4.1)$$

podemos ainda, reescrever a expressão acima da forma:

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)}{P(B)} P(A), \quad (4.2)$$

onde usa-se o fato de $P(A \cap B) = P(A|B)P(B) = P(B|A)P(A)$.

Assim, a equação 4.2 se aplica a qualquer distribuição de probabilidade para dois eventos A e B¹. Uma interpretação particularmente útil desta expressão é quando representamos o evento A como uma hipótese, H, e o evento B como evidência, E, de ocorrência desta hipótese. Assim, temos:

$$P(H|E) = \frac{P(E|H)}{P(E)} P(H). \quad (4.3)$$

Deste modo, temos que $P(H)$ é a probabilidade da hipótese antes de termos conhecimentos da evidência, ou seja, representa a nossa crença prévia sobre a hipótese, enquanto que $P(H|E)$ é a probabilidade da hipótese depois de levarmos em conta a evidência da ocorrência desta hipótese.

Assim, $P(H|E)$ representa a atualização da crença depois de levarmos em conta novos dados que trazem consigo novas evidências, por isso muitas vezes é chamado de probabilidade a posteriori ou posterior, enquanto que $P(H)$ representa o conhecimentos prévio e, assim, é nomeado probabilidade a priori ou prior.

Finalmente, a razão $\frac{P(E|H)}{P(E)}$ na Eq. (4.3) é chamada de likelihood ratio onde o numerador representa como os dados estão distribuídos, ou muitas vezes simples-

¹Pode-se generalizar para A_N eventos, onde N é o número de eventos.

mente como achamos que estão, e é chamada de likelihood. Sendo assim, podemos reescrever a expressão acima da forma que geralmente aparece na literatura:

$$P(\Theta|D, M) = \frac{\mathcal{L}(D|\Theta, M)}{\mathcal{E}(D, M)} \mathcal{P}(\Theta, M), \quad (4.4)$$

onde P é a posterior, i.e., a probabilidade de que um conjunto de parâmetros(Θ) origine-se dos dados, D , sob a hipótese de um modelo M ; \mathcal{L} é a likelihood, i.e., descreve como acreditamos que os dados estão distribuídos; \mathcal{P} é o conhecimento prévio sobre os parâmetros; \mathcal{E} é a evidência de que os dados originaram-se de um dado modelo.

4.3 Inferência: Frequentista vs. Bayesiana

Inferência é a capacidade de fazer afirmações sobre a população se baseando em amostras. Assim, sob a perspectiva frequentista imaginemos que selecionamos uma amostra de certa população e que queremos fazer afirmações com respeito a parâmetros que representarão a população. Percebendo que os eventos contidos na amostra seguem uma certa distribuição, podemos construir intervalos que na média conterão o valor verdadeiro do parâmetro estimado, tais intervalos são chamado de Intervalo de confiança (CL). Ou seja, para toda amostra que for retirada da população e através dela for construída o intervalo de confiança, na média, estes intervalos conterão o valor verdadeiro. No entanto, não podemos fazer a afirmação de qual é a probabilidade de um intervalo particular conter o valor verdadeiro, apenas podemos dizer se o intervalo particular contém ou não o valor. Por outro lado, sob a perspectiva bayesiana, podemos fazer tais afirmação ao se construir intervalos que contenham o valor verdadeiro com certa probabilidade, esses intervalos são chamado de Intervalos de Credibilidade (CI). Deste modo, doravante nos concentraremos apenas na análise bayesiana.

4.4 Estimando parâmetros e Testando modelos

Probabilidade e estatística podem ser utilizadas de formas distintas dependendo da pergunta que se quer responder. Por exemplo, O Universo é homogêneo e isotrópico em largas escalas? Esta pergunta pode ser vista na estatística como problema de teste de hipótese. Desta maneira, podemos testar consistência frente aos dados, comparando hipótese alternativa e nula. Outra pergunta que podemos querer responder é quanto à medida de certos parâmetros que caracterizam um modelo. Por exemplo, podemos ter um modelo com parâmetros livres que podem ser ajustados

a luz dos dados. No entanto, o modelo em si não está sendo julgado e é assumido como verdadeiro. A seleção de modelos, por sua vez, faz uma pergunta mais ampla e testa se as hipóteses do modelo são asseguradas ao compararmos diferentes modelos frente aos dados. Outra ferramenta interessante que a estatística e probabilidade proporcionam, são as previsões para experimentos futuros que na literatura dá-se o nome de *forecasting*. Aqui, nos concentraremos na estimativa de parâmetros e teste de modelos.

Modo ajuste: Consiste na estimativa de parâmetros livres assumindo um certo modelo como verdadeiro. A posterior é computada através da Eq. 4.4:

$$P(\theta|D, M) \propto \int \mathcal{L}(D|\Theta, M)\mathcal{P}(\Theta, M) d\phi . \quad (4.5)$$

onde o conjunto total de parâmetros é representado por: $\Theta = (\theta, \phi)$, sendo θ os parâmetros de interesse, enquanto que ϕ são parâmetros secundários e são referidos por *nuianse*. O fator de normalização, ou seja, o denominador na Eq. 4.4 pode ser omitido no modo ajuste, já que este não depende dos parâmetros Θ .

Modo seleção: Consiste na comparação entre modelos que pretendem descrever certo conjunto de dados. A evidência, \mathcal{E} , ou seja, o denominador da Eq. 4.4 tem papel fundamental na comparação entre modelos, pois nos diz o quão provável é os dados terem surgido do modelo. Assim, temos a evidência:

$$\mathcal{E}(D, M) = \int_M \mathcal{L}(D|\Theta, M)\mathcal{P}(\Theta, M)d\Theta . \quad (4.6)$$

A fim de fazer tal comparação entre os modelos competidores, computamos o chamado Fator de Bayes:

$$B_{12} \equiv \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} , \quad (4.7)$$

e através da escalada de Jeffreys modificada, como sugerido em [133], podemos discriminar qual modelo é favorecido pelos dados. A tabela 4.1 mostra como esta comparação é feita em termos quantitativos. É importante notar que, para valores de $\ln(B_{12}) > 1$ a evidência bayesiana favorece o modelo um, M_1 . Caso contrário, ou seja, quando $\ln(B_{12}) < -1$, tem-se que o modelo dois, M_2 , é favorecido.

Tabela 4.1: Interpretação da evidência Bayesiana.

$ \ln(B_{12}) $	Força da Evidência
< 1	Inconclusivo
1	Fraco
2.5	Moderado
5	Forte

4.5 Caso de Estudo: Comparação entre modelos cosmológicos

Nesta seção, nos dedicamos a pôr em prática o método discutido na seção anterior a fim tanto de ilustrar os conceitos como validar o nosso código computacional. Faremos tanto o ajuste dos parâmetros livres de cada modelo quanto a comparação através do fator de Bayes.

Modelos a serem ajustados e comparados são:

- Λ CDM;
- w CDM;
- CPL;
- Einstein de Sitter EdS .

A seguir explicaremos em linhas gerais cada um dos modelos acima.

Λ CDM é o modelo cosmológico padrão, discutido no capítulo 2, cuja a equação de estado para a componente exótica tem o parâmetro $w = -1$. No entanto, podemos generalizar este modelo para w CDM com MCP como caso particular, quando $w = -1$. No caso mais geral ainda, poderíamos deixar a equação de estado da energia escura, variar em função do fator de escala, a , ou de maneira equivalente com *redshift*. Uma parametrização possível para w é a Chevallier–Polarski–Linder (CPL), dado por:

$$w(z) = w_0 + w_a(z) z/(1 + z).$$

Por outro lado, o Universo cosmológico EdS não tem componente exótica e, portanto, o parâmetro de densidade de matéria assume valor unitário, assumindo ainda uma geometria plana.

A luz de dados observacionais, utilizando a compilação de SNe Union2.1, esses quatro modelos cosmológicos (Λ CDM; w CDM; CPL; EdS) serão comparados via análise Bayesiana e esperamos que ao menos o Universo de EdS seja fortemente desfavorecido em acordo com os resultados pioneiros de [24, 25].

4.5.1 Resultados e Discussões: Comparação entre modelos cosmológicos com a compilação de SNe Tipo Ia Union2.1

A figura 4.1 mostra a curva teórica dos modelos cosmológicos em consideração e os dados de SNe da compilação Union2.1. Como pode ser observado, todos os modelos estão dentro da barra de erro dos dados, exceto o modelo EdS , que foi omitido no gráfico, pois este destoa demasiadamente dos dados. Ainda assim, iremos compará-lo via análise Bayesiana a fim de excluí-lo através do fator de Bayes.

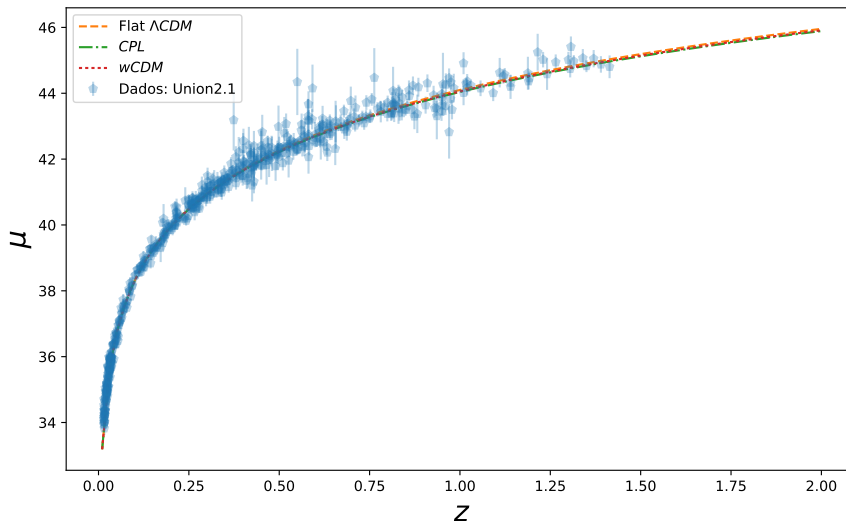


Figura 4.1: Módulo de distância vs. z . Curvas teóricas de modelos cosmológicos e o conjunto de dados de SNe Union2.1.

A Tabela 4.2 mostra a distribuição a priori utilizada nos parâmetros livres de cada modelo. Lembrando da discussão sobre a influência que o conhecimento prévio pode causar, é importante que a distribuição a priori seja bem motivada, tanto o tipo da distribuição quanto os seus valores limites. A respeito do tipo de prior utilizado, recentemente, os autores de [137] fizeram um levantamento de artigos recentes que usam análise Bayesiana na literatura da astronomia e perceberam o uso indevido de priors. Tal uso leva a posterior a não serem, necessariamente, distribuições de

Tabela 4.2: Priors sobre os parâmetros livres de cada modelo estudado. Onde $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ representa a distribuição Gaussiana com média μ e desvio padrão σ .

Parâmetros	Modelos	Prios	Referência
H_0	Todos	$\mathcal{N}(73.24, 1.74^2)$	[128]
Ω_0	Todos	$\mathcal{N}(0.3, 0.01)$	[134]
w	$wCDM$	$\mathcal{N}(-1.006, 0.002)$	[127]
w_0	CPL	$\mathcal{N}(-1.005, 0.029)$	[135]
w_a	CPL	$\mathcal{N}(-0.48, 0.593)$	[135]
q_0	CG & BTV	$\mathcal{N}(-0.58, 0.09^2)$	[136]

probabilidade e qualquer inferência probabilística obtida de tal distribuição não faria sentido. Tais priors são chamados de prior impróprios (*do inglês improper prior*). Aqui, gostaria de chamar a atenção para a terminologia. Priors impróprios não significam que estes tipos de priors não são apropriados (i.e. errados) para serem utilizados e sim que estes não precisam integrar até a unidade, sendo assim, estes priors não são distribuições de probabilidade e isso pode ter como consequência que a posterior também não o seja. Porém é possível que a distribuição a posteriori seja uma distribuição de probabilidade mesmo quando o prior é impróprio. Mas isso requer demonstrações matemática e este é o ponto em que os autores de [137] chamam a atenção, pois notaram que trabalhos recentes na literatura da astronomia não tem se atentado para esse detalhe importantíssimo. Não tivemos este problema, pois não utilizamos priors impróprios e motivamos os nossos priors de acordo com a literatura, como pode ser visto na Tabela 4.2.

Tabela 4.3: Evidência e Fator de Bayes para cada modelo estudado com sua interpretação segundo a escala de Bayes (ver Tabela 4.1). Compilação de SNe Tipo Ia Union2.1.

Modelos	$\ln\mathcal{E}$	$\ln B$	Interpretação da evidência
ΛCDM	-286.594 ± 0.007	0	-
$wCDM$	-286.885 ± 0.012	0.290 ± 0.014	Inconclusivo
CPL	-286.931 ± 0.009	0.337 ± 0.011	Inconclusivo
EdS	-604.370 ± 0.010	317.776 ± 0.012	Forte (desfavorecido)

A Tabela 4.3 mostra os resultados mais importantes no que concerne a comparação de modelos. Ou seja, mostra a evidência e o Fator de Bayes segunda a escala de Jeffreys. Assim, podemos observar que a comparação dos modelos $wCDM$

e CPL em relação ao modelo de referência (que neste caso é o Λ CDM) é, respectivamente, 0.290 ± 0.014 e 0.337 ± 0.011 , isto é, segundo a escala de Jeffreys o conjunto de dados de SNe Union2.1 não favorece nenhum dos modelos. Ou seja, o presente conjunto de dados, utilizando a análise discutida, não é capaz de discriminar qual modelo melhor o descreve. Embora quando comparado o Universo EdS frente ao Λ CDM, este mesmo conjunto de dados, com a mesma análise, é capaz de desfavorecer *fortemente* o modelo de Universo EdS. O que é compatível com nossas expectativas.

Além disso, a figura 4.2 mostra a distribuição de probabilidade a posteriori para cada modelo, bem como o contorno de $1-2\sigma$, assim, é possível também perceber o quanto o Universo de EdS destoa dos demais modelos. Para completar, as Figuras 4.3 e 4.4 mostram, respectivamente, as posteriors sobre os demais parâmetros dos modelos w CDM e CPL , bem com o contorno de credibilidade de $1-2\sigma$. Por fim, a Tabela 4.4 mostra os valores vinculados sobre cada parâmetro respectivo a cada modelo com 95% C.I.

Todos esses resultados mostrados são compatíveis com a literatura, sobre tudo com [138], onde os autores também compararam estes modelos(exceto, é claro, o Universo de EdS), mas para um conjunto de dados diferentes e também acharam que somente os dados de SNe não foram capaz de distinguir entre os modelos, apesar de ser uma compilação mais recente.

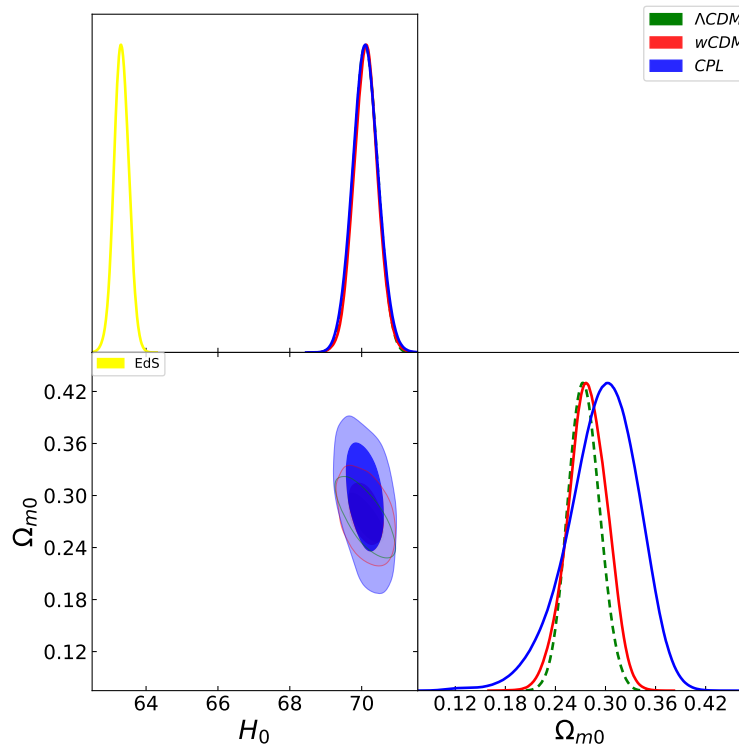


Figura 4.2: Posterior para os modelos cosmológicos: Λ CDM, w CDM, CPL e EdS . Compilação de SNe Tipo Ia Union2.1.

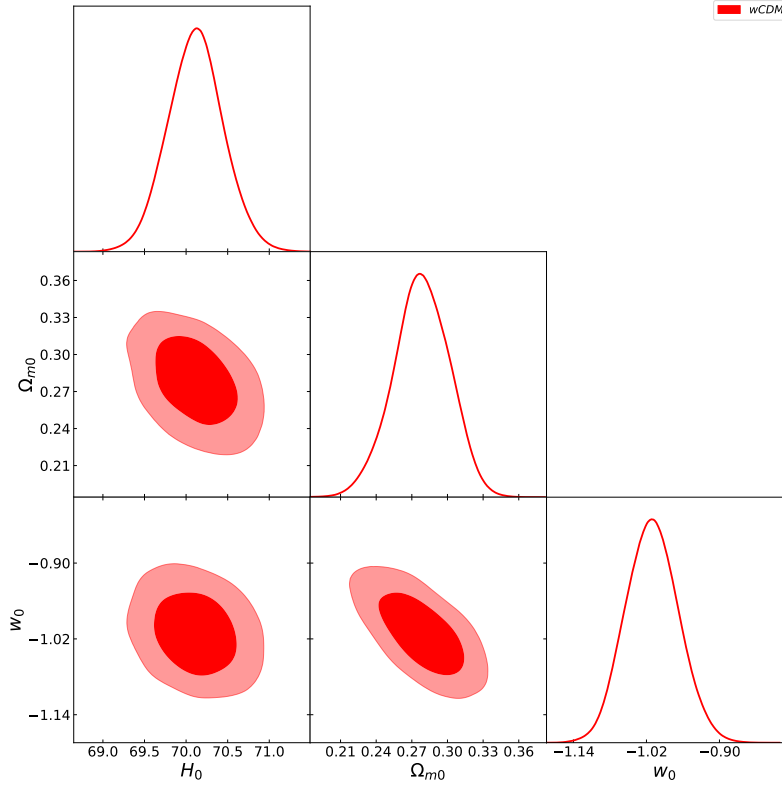


Figura 4.3: Posterior para o modelo cosmológico: $wCDM$ e contorno de $1-2\sigma$ C.I. Compilação de SNe Tipo Ia Union2.1.

Tabela 4.4: Vínculos sobre os parâmetros dos modelos estudados. Compilação de SNe Tipo Ia Union2.1.

Modelos	Parâmetros	95% C.I.
$\Lambda CD M$	H_0	$70.10^{+0.66}_{-0.66}$
	Ω_{m0}	$0.274^{+0.039}_{-0.036}$
$wCDM$	H_0	$70.12^{+0.68}_{-0.64}$
	Ω_{m0}	$0.278^{+0.044}_{-0.048}$
	w_0	$-1.011^{+0.087}_{-0.081}$
CPL	H_0	$70.10^{+0.71}_{-0.70}$
	Ω_{m0}	$0.296^{+0.079}_{-0.085}$
	w_0	$-1.013^{+0.095}_{-0.096}$
	w_a	$-0.4^{+1.3}_{-1.3}$

No presente capítulo, procurou-se motivar a metodologia utilizada e exemplificá-la através de casos de estudos. Verificou-se que esta metodologia é capaz de selecionar modelos através da interpretação do fator de Bayes bem como vincular parâmetros livres e que apesar de em muitos caso os dados não darem preferência para nenhum dos modelos competidores esta metodologia foi capaz de desfavorecer fortemente o modelo de Universo de EdS de acordo com o que se espera. Esta meto-

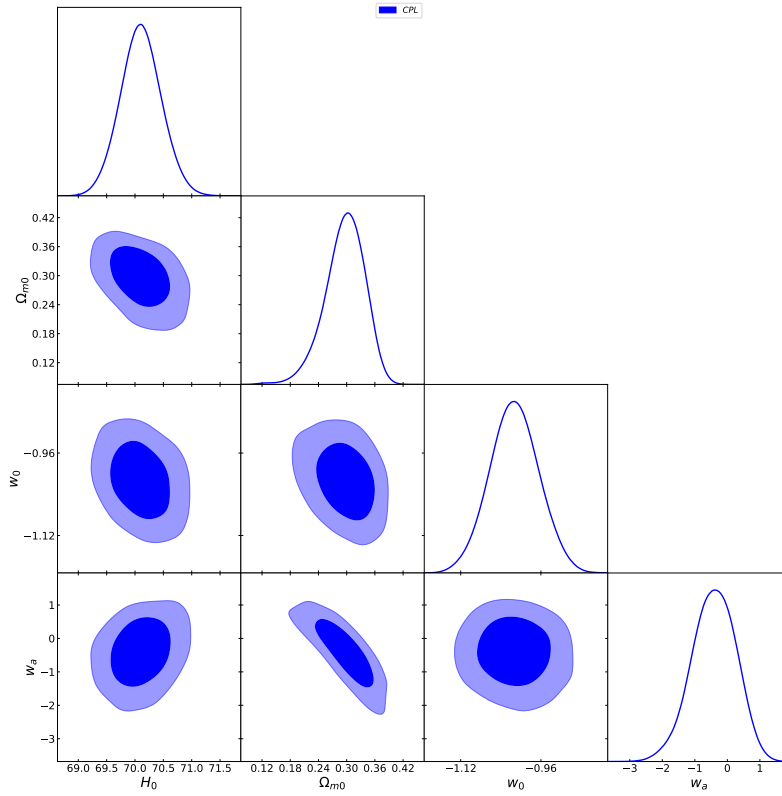


Figura 4.4: Posterior para o modelo cosmológico: *CPL* e contorno de $1-2\sigma$ C.I. Compilação de SNe Tipo Ia Union2.1.

dologia vem sendo amplamente utilizada na literatura, para exemplos de aplicações recentes em cosmologia veja as ref. [46, 138] e, é claro, o trabalho desenvolvido nesta dissertação de mestrado em [8]. O qual será tema do próximo capítulo.

Capítulo 5

A isotropia, em baixos redshifts, de Supernovas do tipo Ia: uma análise Bayesiana

Neste capítulo, realizamos o teste da isotropia cosmológica em baixos *redshifts* com dados de Supernovas tipo Ia (SNe) via análise discutida no capítulo anterior. Desta forma, testando a validade do Princípio Cosmológico (PC).

5.1 Introdução

Da forma discutida nos capítulos anteriores, sabemos que o modelo cosmológico padrão se fundamenta fortemente nas hipóteses de isotropia e homogeneidade estatística em grandes escalas. Uma representação matemática dessas simetrias é a conhecida métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) (ver capítulo 2), e baseado nesta, é possível construir modelos cosmológicos tal qual o modelo cosmológico padrão Λ CDM.

Este é o cenário que tem descrito, de forma mais satisfatória, os conjuntos de dados observacionais: flutuações de temperatura da RCFM; traçadores da estrutura em grande escala (EGE); indicadores de distâncias cosmológicas; entre outros.

Embora o modelo Λ CDM tem sido examinado frente aos dados observacionais, algumas de suas hipóteses subjacentes, tal como PC, tem sido assumidas como verdadeiras em grande parte dessas análises. Sendo assim, é importante testar de forma direta se tais hipóteses são verificadas de fato, ou se há desvios significativos da mesmas, o que levaria a reformulações profundas no atual paradigma da cosmologia moderna. Além disso, anomalias na RCFM e altas anisotropias na distribuição de fontes em rádio reiteram a necessidade de tais testes.

Portanto, iremos testar a hipótese da isotropia estatística, um dos pilares do

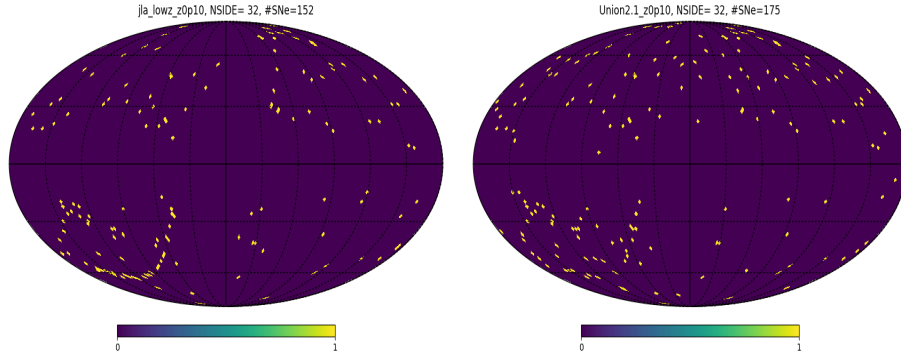


Figura 5.1: Projeção *Mollweide* das SNe na esfera celeste para as compilações JLA (painel à esquerda), e Union2.1 (painel à direita).

PC, através de uma comparação Bayesiana entre o modelo cosmográfico e outro que difere do primeiro através de uma modulação dipolar que surge devido a velocidade peculiar local, tal como proposto em [7]. Os resultados deste capítulo se encontram na referência [8].

5.2 Amostras observacionais

Neste trabalho, utilizamos os conjuntos de dados SNe Ia mais recentes atualmente disponíveis, nomeados, Joint Light-curve Analysis (JLA) [5] e Union2.1 [6]. Obtidos nos websites^{1 2} referente aos projetos: *The Paris Supernova Cosmology Group* e *The Supernova Cosmology Project*, respectivamente. A amostra JLA consiste num conjunto 740 SNe confirmadas espectroscopicamente, enquanto Union2.1 compreende 580 objetos.

O modulo de distância de cada SNe é dado por

$$\mu = m_B - M_B - \alpha \times X_1 + \beta \times C, \quad (5.1)$$

onde m_B é a magnitude observada no pico da curva de luz na banda B . α, β, M_B são parâmetros secundário de calibração no modulo de distância que corrigem a forma, X_1 , e cor C , na curva de luz e magnitude absoluta, respectivamente. Existem ainda, correções devido à correlação entre as SNe e suas galáxia hospedeiras, e geralmente essa dependência é corrigida através de uma função degrau do tipo:

¹<http://supernova.lbl.gov/>

²<http://supernovae.in2p3.fr/>

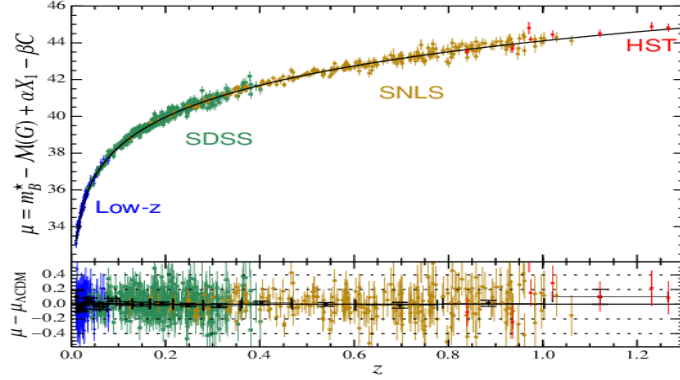


Figura 5.2: Diagrama de Hubble para a compilação JLA. Esta é composta por diversos *surveys* em baixos *redshifts*, SDSS em redshift intermediários, SNLS de intermediários a altos, enquanto HST corresponde a altos redshifts. Figura retira da Ref. [5]

$$M_B = \begin{cases} M_B^1 & \text{se } M_{estrelar} < 10^{10} M_{\odot}, \\ M_B^1 + \Delta M & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (5.2)$$

Tais parâmetros secundários já foram fixados nos valores de melhor ajuste com o modelo Λ CDM para a amostra Union2.1 pelos próprios idealizadores dessa amostra. No caso da amostra JLA estes parâmetros são deixamos livres e por fim marginalizamos sobre estes.

A compilação JLA é formada de várias amostras em baixos redshifts ($z < 0.1$) ~ 100 objetos, ~ 350 objetos provenientes de *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) em redshifts intermediários ($0.05 < z < 0.4$), ~ 250 SNe de *Supernova Legacy Survey* (SNLS) na faixa de intermediário para altos redshifts ($0.2 < z < 1$), e ~ 10 objetos em altos redshifts, provenientes de Hubble Space Telescope (HST) ($0.7 < z < 1.4$). A Figura 5.2 mostra o diagrama de Hubble para essas amostras.

A compilação Union2.1 compreende objetos na faixa de redshift $0.015 < z < 1.414$. Esta é uma atualização de versões anteriores, isto é, Union e Union2. As mudanças mais relevantes entre as duas ultimas versões são a inclusão de mais SNe em altos redshifts e novas estimativas para correções dos erros na magnitude das SNe, a exemplos, a amostra Union2.1 possuiu correções quanto a massa da galáxia hospedeira, enquanto que a compilação anterior não.

No caso da compilação JLA, combinamos as matrizes de covariância individuais, fornecidas no website citado anteriormente, para obter a matriz de covariância completa, que corresponde a correções tanto dos erros estatísticos quanto sistemáticos. Levando em conta desvios intrínsecos na curva de luz, simplesmente pelo fato de as SNe não serem velas padrões ideias, erros relacionas a dispersões causadas pelo

fenômeno de lentes gravitacionais, extinção devido a poeira, dispersões introduzidas devido a velocidades peculiares entre outros erros. Já para compilação Union2.1 a matriz de covariância completa é diretamente fornecida.

Depois de selecionar objetos na faixa de $z < 0.1$ nas duas compilações, mostramos as suas distribuições no céu na Fig. 5.1. Esses mapas foram construídos usando o pacote Healpix [139]. Podemos observar que a compilação JLA apresenta um número menor de pontos comparado a Union2.1 (152 versus 175), e também que é mais anisotropicamente distribuída do que a Union2.1, o que ocorre principalmente devido as observações do SDSS. Ainda assim, a compilação JLA não foi tão explorada em testes de anisotropia local quanto a compilação Union2.1, e, portanto, é importante realizar nossas análises nesta compilação, apesar destas limitações. É importante também notar que a compilação JLA é o conjunto de dados mais atual e rigorosamente calibrado [147].

5.3 Modelos

5.3.1 Modelo Cosmográfico

A abordagem cosmográfica, pode ser definida, como a parte da cosmologia em que se assume o mínimo possível de hipóteses sobre a dinâmica do universo. Em outras palavras, é parte da cosmologia que descreve a cinemática do Universo. Algumas vezes também chamada de cosmocinética (*do inglês cosmokinetics*). Assim, nesta subseção, iremos descrever esta abordagem, seus potenciais defeitos bem como possíveis soluções.

De acordo com o capítulo 2, podemos a partir da métrica de FLRW, isto é, assumindo o PC, calcular distâncias no espaço-tempo conforme:

$$f(r) = \int_{t_e}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)}, \quad (5.3)$$

onde o fator de escalar, $a(t)$, é obtido resolvendo-se as Eq. de Friedmann para um dado conteúdo do Universo. Nesta abordagem usual se considera as Eq. de campo de Einstein bem como o conteúdo material do universo, portanto, a dinâmica. Por outro lado, a abordagem cosmográfica consiste numa expansão em série de Taylor do fator de escala em torno de t_0 . Assim sendo, aproxima-se o fator de escala via esta expansão em série sem considerar a dinâmica do Universo, apenas é considerada a geometria FLRW, ou seja, PC é assumido como válido. Expandindo-se o fator de escala, através da série de Taylor, em torno de t_0 temos,

$$a(t) \approx a_0 \left[1 + \frac{da}{dt} \Big|_{t_0} (t - t_0) + \frac{1}{2!} \frac{d^2 a}{dt^2} \Big|_{t_0} (t - t_0)^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3 a}{dt^3} \Big|_{t_0} (t - t_0)^3 + \frac{1}{4!} \frac{d^4 a}{dt^4} \Big|_{t_0} (t - t_0)^4 + \dots \right] \quad (5.4)$$

ainda, assumindo que a normalização do fator de escala hoje é $a_0 = 1$, podemos reescrever a expansão acima da forma:

$$a(t) \approx 1 + H_0 \Delta t - \frac{q_0}{2} H_0^2 \Delta t^2 + \frac{j_0}{6} H_0^3 \Delta t^3 + \frac{s_0}{24} H_0^4 \Delta t^4 + \dots \quad (5.5)$$

com as definições:

$$H \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt}, \quad q \equiv -\frac{1}{aH^2} \frac{d^2 a}{dt^2}, \quad j \equiv \frac{1}{aH^3} \frac{d^3 a}{dt^3}, \quad s \equiv \frac{1}{aH^4} \frac{d^4 a}{dt^4}, \quad (5.6)$$

onde H é o parâmetro de Hubble que é escrito em termos da derivada primeira do fator de escala em relação ao tempo cósmico, ou seja, é uma medida da taxa de expansão do Universo. q é o parâmetro de desaceleração, e corresponde se o universo está acelerado atualmente ou não quando avaliado em t_0 . O parâmetro j , chamado *jerk*, identifica se o parâmetro de desaceleração mudou de sinal no passado, ou seja, se houve uma fase de transição entre Universo acelerado para desacelerado, ou vice-versa. Por último o parâmetro *snap*, s identifica se o parâmetro j mudou de sinal conforme a expansão. Assim, vale notar que à medida que se aumenta a ordem da expansão novos parâmetros relacionado a série cosmográfica aparecem.

Expandindo-se a série cosmográfica até quarta ordem e computando a integral acima é possível obter distâncias. Desta forma, podemos escrever a distância de luminosidade conforme [140]:

$$d_L(z) \approx \frac{c}{H_0} z \left\{ 1 + \frac{[1 - q_0]}{2} z - \frac{1}{6} [j_0 + \Omega_0 - q_0 - 3q_0^2] z^2 + \right. \\ \left. + z^3 \left(\frac{1}{12} + \frac{5j_0}{24} - \frac{q_0}{12} + \frac{5j_0 q_0}{12} - \frac{5q_0^2}{8} - \frac{5q_0^3}{8} + \frac{s_0}{24} \right) \right\}, \quad (5.7)$$

onde $\Omega_0 \equiv \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda$. Na expressão acima, podemos notar, que há dependência do escalar de curvatura através de $\Omega_k = 1 - \Omega_0$, sendo assim, a cosmografia não é completamente independente de modelo cosmológico, já que não é capaz de vincular j de forma independente devido a degenerescência com Ω_0 e precisa, portanto, de meios geométricos para impor restrições sobre o escalar de curvatura. Neste sentido, medidas da RCFM impõem vínculos de um Universo plano se a Eq. de estado é considerada independente do tempo, caso contrário, ou seja, se a Eq. de estado é dependente do tempo, não é claro se o escalar de curvatura pode ser negligenciado.

Para todos os efeitos, é possível impor que o escalar de curvatura seja desprezado hoje, como uma boa aproximação para o Universo recente.

Outra dificuldade que a análise cosmográfica enfrenta é em relação à ordem do truncamento da série. Naturalmente, é de se esperar que quanto maior a ordem da série, melhor será a aproximação da função original e como vimos, mais parâmetros cosmográficos surgirão. Em princípio, teríamos uma descrição melhor quanto maior a ordem da série, mas existe um preço a pagar que é o aumento do número de parâmetros cosmográficos. Assim sendo, um passo intermediário necessário para o uso da cosmografia é encontrar o ordem otimizada, no sentido de que descreva bem a função original com o menor número de parâmetros cosmográficos possíveis. Outra dificuldade que surge está relacionada à divergência da série, pelo fato de a expansão ser realizada em torno de $z \sim 0$ a série pode não convergir no regime $z \gtrsim 1$. O que tem sido feito na literatura para superar esta dificuldade, é a parametrização do *redshift*. Uma parametrização bem conhecida é a chamada "*y-redshift*" introduzido na referência [141]:

$$y = \frac{z}{1+z}, \quad (5.8)$$

deste modo, o intervalo de $z = [0, \infty]$ é convertido em $y = [0, 1]$ para o qual contém toda a faixa de observações. Assim, podemos reescrever a distância de luminosidade, em termos dessa nova variável:

$$d_L(y) \approx \frac{c}{H_0} \left\{ y - \frac{1}{2}(q_0 - 3)y^2 + \frac{1}{6} [12 - 5q_0 + 3q_0^2 - (j_0 + \Omega_0)] y^3 + \frac{1}{24} (60 - 7j_0 + \right. \\ \left. - 10\Omega_0 - 32q_0 + 10q_0j_0 + 6q_0\Omega_0 + 21q_0^2 - 15q_0^3 + s_0) y_1^4 + \mathcal{O}(y_1^5) \right\}. \quad (5.9)$$

Em nossa análise consideramos a parametrização discutida acima e investigamos a ordem ótima até a qual iremos na expansão cosmográfica na distância de luminosidade.

Análise preliminar: Fizemos uma análise qualitativa a fim de verificar até que ordem precisaríamos considerar na expansão cosmográfica de modo que a distância de luminosidade seja bem descrita no regime considerado para os dados de SNe Ia. Para isso consideremos o modelo Λ CDM como modelo fiducial. O parâmetro de Hubble para o Λ CDM se escreve da forma: $H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + 1 - \Omega_{m,0}}$, assim, podemos relacioná-lo com os parâmetros cosmográficos da seguinte forma:

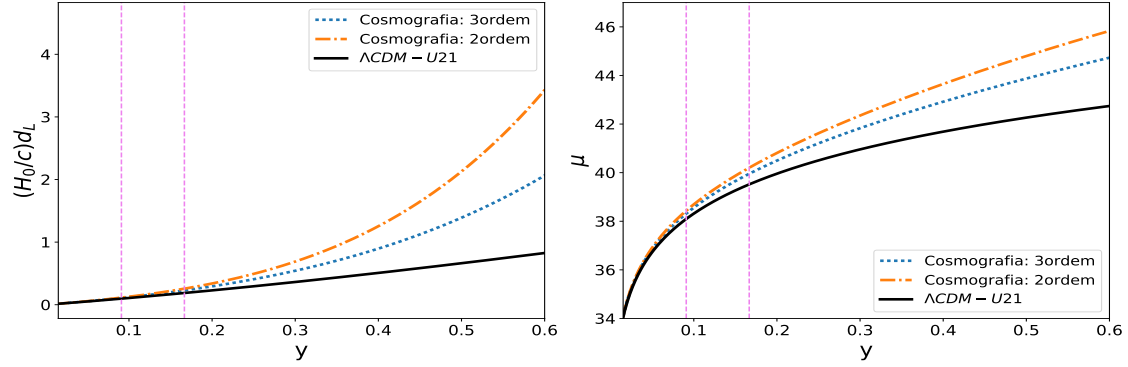


Figura 5.3: Distância de luminosidade e Modulo de distância versus 'y-redshift' via série cosmográfica até segunda e terceira ordem, representada pelas linhas tracejada-pontilhada e pontilhada, respectivamente. Modelo fiducial é mostrado pela linha sólida. As linhas verticais mostram $z = 0.1$ e $z = 0.2$ na parametrização y .

$$q_0 = \frac{3}{2} \Omega_{m,0} - 1, \quad j_0 = 1, \quad s_0 = 1 - \frac{q}{2} \Omega_{m,0}. \quad (5.10)$$

Desta forma, podemos obter os parâmetros cosmográficos e calcular a distância de luminosidade e comparar com a distância de luminosidade obtida via a cosmologia fiducial: assumimos os resultados de [6], ou seja, $\Omega_{m,0} = 0.295 \pm 0.034$ para ser consistente com nossa investigação utilizando SNe. Desta forma obtemos:

$$q_0 = -0.56 \pm 0.05, \quad j_0 = 1.0 \pm 0, \quad s_0 = -0.33 \pm 0.15. \quad (5.11)$$

A Figura 5.3 mostra esta comparação entre a distância de luminosidade [modulo de distância] obtidos via cosmografia e a cosmologia fiducial. Assim, podemos perceber que a série cosmográfica até segunda ordem descreve de forma satisfatória, em relação ao modelo fiducial, a distância de luminosidade até o redshift $z \leq 0.1$. Os autores de [142, 143] estimaram o erro em negligenciar o termo de terceira ordem da série e encontraram que é menos de 10% até $z \leq 0.2$. Assim, apesar desta limitação os autores argumentam que este é um teste que tem o benefício de ser independente de modelo cosmológico. Aqui no nosso trabalho, seremos mais conservadores e iremos até $z \leq 0.1$ onde erro é em torno de 3%. Além disso, os autores da Ref. [144] mostraram potenciais vies nas análises dos parâmetros cosmográficos devido à distribuição não uniforme dessas amostras, que sobretudo é introduzida devido à amostra SDSS que é mais pronunciada acima de $z < 0.1$, o que reforça nosso corte até esta faixa de redshift.

5.3.2 Modulação Dipolar

A distância de luminosidade, geralmente, é definida em termos de uma média direcional:

$$d_L^{(0)}(z) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\mathbf{n}} d_L(z, \mathbf{n}) = (1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (5.12)$$

onde \mathbf{n} é a direção de cada supernova observada.

No entanto, os autores da referência [145], mostraram que a distância de luminosidade com dependência direcional, também pode ser interessante para a cosmologia, já que pode ser utilizada para medir diretamente parâmetros cosmológicos. Assim, os autores constroem o espectro de potência, $C_\ell(z, z')$, da distância de luminosidade:

$$d_L(\mathbf{n}, z) = \sum_{\ell m} a_{\ell m}(z) Y_{\ell m}(\mathbf{n}), \quad (5.13)$$

$$C_\ell(z, z') = \langle a_{\ell m}(z) a_{\ell m}^*(z') \rangle, \quad (5.14)$$

onde $Y_{\ell m}(\mathbf{n})$ são harmônicos esféricos. Deste modo, flutuações na distância de luminosidade são calculadas para um universo perturbado de Friedmann através de teoria da perturbação linear. Essas flutuações seriam introduzidas devido à inhomogeneidade da distribuição de matéria levando a termos adicionais na distância de luminosidade padrão. A ideia principal seria obter parâmetros cosmológicos comparando dados observacionais a quantidades diretamente mensuráveis em contraste a uma média, como na Eq.(5.12), que poderia estar dispersando um desvio bem localizado entre valores teóricos e observacionais.

Nesta dissertação, estamos interessando na contribuição do termo dipolar desta expansão, isto é, C_ℓ com $\ell = 1$. Pois como discutido em [145], o termo dipolar é dominado pela contribuição da velocidade peculiar do observador. Sendo assim, em princípio podemos impor vínculos sobre a nossa velocidade em relação ao *Hubble Flow* e, mais interessante, comparar este Ansatz³ com a distância de luminosidade padrão, i.e., a distância obtida através de uma média direcional, tal qual em 5.12 que se assume isotropia.

Desta forma, negligenciando termos da expansão em multipolos maiores que o dipolo podemos escrever a distância de luminosidade com dependência direcional como segue:

³Ansatz significa: Hipótese inicial de trabalho que é verificada a posteriori através de seus resultados.

$$d_L(z, \mathbf{n}) = d_L^{(0)}(z) + d_L^{(1)}(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}) , \quad (5.15)$$

onde \mathbf{e} corresponde a direção do dipolo e $d_L^{(1)}$ a sua amplitude. Como o nosso movimento peculiar tem maior impacto sobre o termo dipolar, ou seja, $C_1 \simeq 10^{-3} - 10^{-6}$ enquanto que efeitos de lentes gravitacionais contribuem $\sim 10^{-9}$, assim, podemos obter a amplitude $d_L^{(1)}$ através de um *Doppler boost* devido ao nosso movimento, obtendo a seguinte expressão [7]:

$$d_L^{(1)}(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}) = \frac{1+z}{\mathcal{H}(z)}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_0) , \quad (5.16)$$

onde $\mathcal{H}(z) = H(z)/(z+1)$, e \mathbf{v}_0 corresponde à nossa velocidade - doravante sua magnitude será denotada por v_{bf} onde *bf* significa em inglês *bulk flow*. Finalmente, a distância de luminosidade total pode ser escrita utilizando o Ansatz (Eq.(5.15)):

$$d_L(y, \mathbf{n}) = \frac{c}{H_0} \left[y + \frac{(3-q_0)}{2} y^2 \right] + \frac{v_{bf} (z/y)^2}{H(y)} \cos \phi , \quad (5.17)$$

onde $d_L^{(0)}(z)$ corresponde a distância de luminosidade cosmográfica e $\cos \phi = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_{bf})$ representa o cosseno do ângulo entre as direções da velocidade do *bulk flow* e de cada SNe. Portanto, iremos nos referir a este modelo, onde se faz uma correção de primeira ordem na distância de luminosidade devido ao nosso movimento, por *Modulação Dipolar*(MD).

5.4 Análises e Resultados

Nesta seção, iremos mostrar nossos resultados para ambas as compilações de SNe Ia JLA e Union2.1. Como discutido no capítulo de metodologia, a análise Baysiana é muito sensível ao conjunto de priors utilizados, com isso em mente, realizaremos a nossa análise com priors Gaussianos baseados em estimativas motivadas por trabalhos anteriores, tais priors são mostrados na tabela 5.1. No entanto, do ponto de vista mais conservativo, realizamos também nossas análises para priors Uniformes como mostrados na tabela 5.2.

É importante notar que, somente dados de SNe não é capaz de quebrar a degenerescência que existe entre H_0 e magnitude absoluta M . Sendo assim, no máximo é possível impor vínculos na combinação dessas duas quantidades:

Tabela 5.1: Priors sobre os parâmetros livres de cada modelo estudado. $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ representa a distribuição Gaussiana com média μ e variância σ^2 .

Parâmetros	Modelos	Prios	Referências
H_0	Ambos	$\mathcal{N}(73.14, 1.74^2)$	[128]
q_0	Ambos	$\mathcal{N}(-0.58, 0.09^2)$	[136]
v_{bf} (km/s)	MD	$\mathcal{N}(260, 130^2)$	[146]
l (deg.)	MD	$\mathcal{N}(282, 34^2)$	[146]
b (deg.)	MD	$\mathcal{N}(22, 20^2)$	[146]

Tabela 5.2: Priors sobre os parâmetros livres de cada modelo estudado. $\mathcal{U}(a, b)$ representa a distribuição Uniforme limitada no intervalo (a, b) .

Dados	Parâmetros	Modelos	Prios
Ambos	q_0	Ambos	$\mathcal{U}(-0.67, -0.49)$
Ambos	v_{bf}	MD	$\mathcal{U}(0, 500)$
Ambos	l	MD	$\mathcal{U}(0, 360)$
Ambos	b	MD	$\mathcal{U}(-90, 90)$

Dados	Parâmetros secundários	Modelos	Prios
Union2.1	H_0	Ambos	$\mathcal{U}(40, 100)$
JLA	α	Ambos	$\mathcal{U}(0.021, 0.261)$
JLA	β	Ambos	$\mathcal{U}(1.601, 4.601)$
JLA	\mathcal{M}	Ambos	$\mathcal{U}(-6.26, -5.08)$
JLA	ΔM	Ambos	$\mathcal{U}(-0.53, 0.39)$

$$\mathcal{M} = M + 5 \log_{10} \left[\frac{c}{H_0 \times \text{Mpc}} \right] + 25. \quad (5.18)$$

Desta forma, tratamos \mathcal{M} como parâmetro secundário (*nuisance parameter*) e marginalizamos sobre este a fim de obter os parâmetros de interesse. Assim, usamos um prior uniforme sobre \mathcal{M} variando em $[-6.26, -5.08]$ que corresponde aos valores de magnitude absoluta $[-19.45, -18.65]$ e valores de H_0 mostrado na Tabela 5.2. No caso específico da compilação Union2.1 os seus idealizadores fixaram $h_0 = 0.7$ o que produz uma magnitude absoluta $M \approx -19.31$. Neste caso, utilizamos o prior da Tabela 5.2 e recuperamos o valor fiducial de h_0 , por fim marginalizamos sobre este.

A seguir mostramos os nossos resultados para diferentes conjuntos de priors: Uniforme sobre todos os parâmetros; Uniforme sobre os parâmetros compartilhados por ambos os modelos, mas Gaussiano sobre parâmetros não compartilhados; Gaussiano sobre todos os parâmetros.

Em todas as análises que envolvem a amostra JLA, foram utilizadas priors uniformes centrado nos valores de melhor ajuste da Tabela 10 da Ref.[5] com limites variando em 20 vezes o respectivo desvio padrão. No caso da amostra Union2.1, estes parâmetros já foram fixados pela própria colaboração.

5.4.1 Priors Uniformes

Os nossos principais resultados, no que diz respeito a seleção de modelos, são mostrados na Tabela 5.3. Esses foram obtidos utilizando ambas compilações (JLA; Union2.1) e considerando os prior mostrados na Tabela 5.2. Notamos que, enquanto a amostra Union2.1 não é capaz de distinguir entre os modelos concorrentes, fornecendo uma interpretação inconclusiva ($\ln B = -0.275 \pm 0.027$) a amostra JLA desfavorece fracamente a modulação dipolar com o Fator de Bayes: $\ln B = 1.582 \pm 0.026$, embora análises anteriores encontraram que a ausência da correção na distância de luminosidade, tal qual em 5.17, seja desfavorecida em $> 2\sigma$ de nível de confiança para uma compilação antiga de 44 SNe em baixo redshift [7] e que também o seu dipolo estaria consistente com o dipolo da RCFM em 2σ de nível de confiança.

A Tabela 5.4 mostra os vínculos sobre os parâmetros de ambos os modelos considerados, tanto para a compilação JLA quanto para Union2.1. Suas respectivas posteriori são apresentadas nas figuras 5.4 e 5.5. Para completar, as distribuições a posteriori dos parâmetros secundários envolvendo a compilação JLA é mostrada em 5.6. Notamos que, o vínculo sobre o parâmetro cosmográfico $\{q_0\}$ não muda de forma apreciável para ambos os modelos considerados e ainda é levemente mais baixo para amostra Union2.1. Além disso, obtemos vínculos para a modulação dipolar, para as amostras JLA e Union2.1, respectivamente, tais que

$$v_{bf} = 80.823_{-77.118}^{+80.823} \quad (l, b) = (169.268_{-11.630}^{+178.894}, 11.630_{-92.485}^{+74.387}),$$

e

$$v_{bf} = 167.368_{-148.894}^{+184.698} \quad (l, b) = (250.222_{-242.691}^{+103.240}, 34.117_{-62.899}^{+52.846}),$$

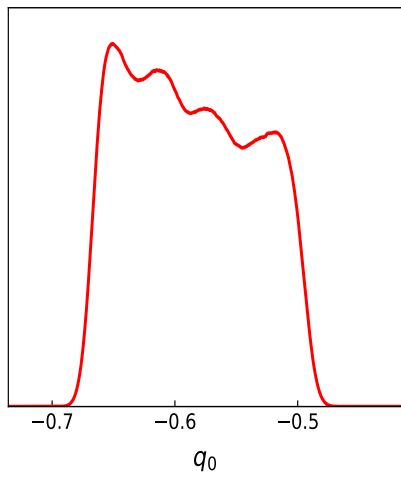
onde as incerteza foram obtidas através 95% do intervalo de credibilidade (C.I.).

Embora ambos os ajustes para v_{bf} sejam diferente de zero, a análise Bayesiana não dá suporte ao modelo dipolar. Este resultado é compatível com a referência [147], o qual não encontrou evidências significativa para a presença de *bulk flow* nas

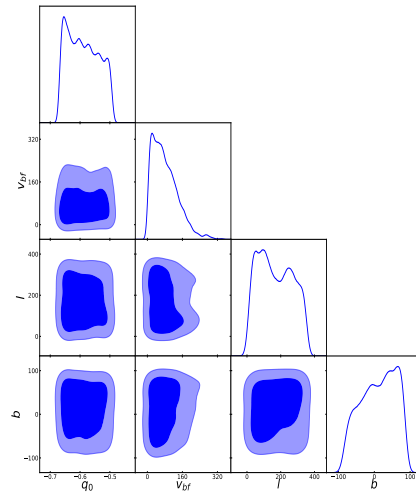
amostras JLA e Union2, depois de terem sido levado em conta às correlações introduzidas devido as velocidades peculiares estarem correlacionadas como consequência da estrutura em larga escala. Por outro lado, é esperado bulk flow $\sim 10^2$ quando tais correções não são levadas em conta, o que leva à exclusão de um bulk flow consistente com zero como encontrados em [146, 148–152].

Obtemos, portanto, que a modulação dipolar não é justificada pela análise de comparação Bayesiana, embora ainda com evidências fraca e inconclusiva, respectivamente, para as amostras JLA e Union2.1.

Não há mudanças, significativas, nos nossos resultados, e, portanto em nossas conclusões para o caso em que se amplia o prior utilizado sobre q_0 , ou seja, $q_0 = \mathcal{U}[-1.34, 0.98]$.



(a) Distribuição a posteriori via Cosmografia. Erros sistemáticos incluso.

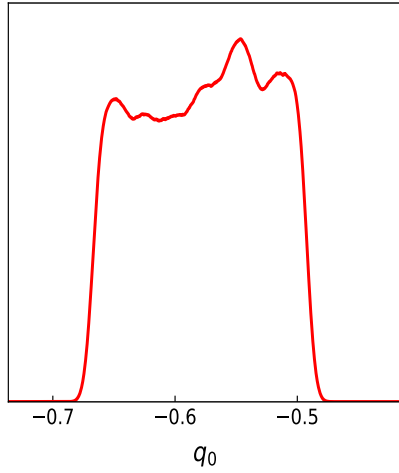


(b) Distribuição a posteriori via Modulação Dipolar. Erros sistemáticos incluso.

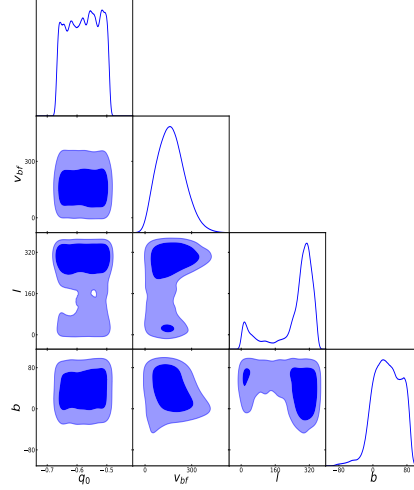
Figura 5.4: Distribuição a posteriori: Cosmografia e Modulação Dipolar obtidos via a compilação JLA (stat + sys).

Tabela 5.3: Evidências e Fator de Bayes para os modelos: Cosmográfico (CG) e Modulação Dipolar (MD) com suas respectivas interpretações segundo a escala de Bayes (ver Tabela 4.1). Inclusão de erros estatísticos(stat) e sistemáticos(sys).

Dados SNe Ia	Modelos	$\ln\mathcal{E}$	$\ln B$	Interpretação da evidência
JLA	CG	-75.718 ± 0.017	0	-
	MD	-77.300 ± 0.019	1.582 ± 0.026	Fraca (Desfavorável)
Union2.1	CG	-82.822 ± 0.008	0	-
	MD	-82.548 ± 0.026	-0.275 ± 0.027	Inconclusivo



(a) Distribuição a posteriori via Cosmografia. Erros sistemáticos incluso.

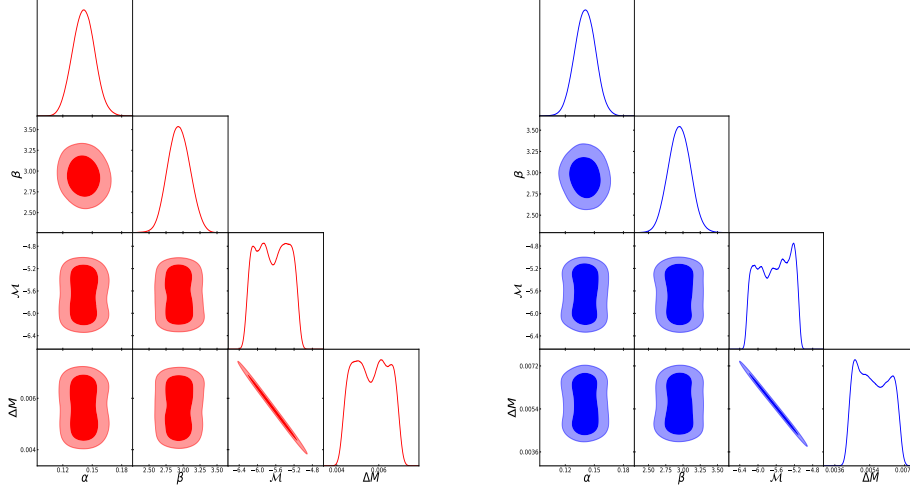


(b) Distribuição a posteriori via Modulação Dipolar. Erros sistemáticos incluso.

Figura 5.5: Distribuição a posteriori dos parâmetros de calibração no modulo de distância. Cosmografia à esquerda e Modulação Dipolar à direita obtidos via a compilação Union2.1 (stat + sys).

Tabela 5.4: Estimativas dos parâmetros de cada modelo estudado: Cosmografia (CG) e Modulação Dipolar (MD). A última coluna mostra os intervalos credibilidades (C.I.) 95%. Erros sistemáticos incluso.

Dados	Modelos	Parâmetros	Média	Desv. Padr.	95% C.I.
JLA	CG	q_0	-0.587	0.052	(-0.667, -0.497)
	MD	q_0	-0.589	0.051	(-0.666, -0.496)
		v_{bf}	80.823	59.250	(3.705, 221.825)
		l	169.268	101.506	(11.702, 348.162)
		b	11.630	49.062	(-80.856, 86.017)
Union 2.1	CG	q_0	-0.578	0.051	(-0.665, -0.495)
	MD	q_0	-0.577	0.052	(-0.665, -0.494)
		v_{bf}	167.368	87.421	(18.474, 352.066)
		l	250.222	100.443	(7.531, 353.462)
		b	34.117	32.071	(-28.728, 86.963)



(a) Distribuição a posteriori via Cosmografia dos parâmetros de calibração na estimativa do modulo de distância. Erros sistemáticos incluso.

(b) Distribuição a posteriori via Modulação Dipolar dos parâmetros de calibração na estimativa do modulo de distância. Erros sistemáticos incluso.

Figura 5.6: Distribuição a posteriori dos parâmetros de calibração no modulo de distância. Cosmografia à esquerda e Modulação Dipolar à direita obtidos via a compilação JLA (stat + sys).

Agora, como análise complementar iremos variar os tipos de priors. Seguindo medidas anteriores, disponíveis na literatura, sobre os parâmetros livres de cada modelo.

5.4.2 Priors Uniformes e Gaussianos.

As Tabelas 5.5 e 5.6 são similares às anteriores, porém são obtidas utilizando-se priors Uniformes sobre os parâmetros compartilhados (i.e. q_0) de acordo com a Tabela 5.2 e priors Gaussianos sobre os parâmetros que os modelos não compartilham (i.e. v_{bf}, l, b), de acordo com a Tabela 5.1.

A ideia é testar se algum modelo é favorecido quando se tem informação a priori da direção e magnitude do bulk flow, para isto seguimos a medida do bulk flow da ref. [146]. As mesmas conclusões são obtidas para a amostra JLA, ou seja, modulação dipolar é fracamente desfavorecida frente ao modelo de referência (cosmografia). Deste modo, percebe-se, que mesmo com um prior restritivo sobre o bulk flow a amostra JLA continua a desfavorecer o Ansatz proposto (i.e. Eq.(5.15)), ou hipóteses subjacentes a este, tal como a teoria de perturbação linear utilizada para calcular a Eq. (5.16). O oposto acontece para amostra Union2.1, ou seja, favorece fracamente a modulação dipolar.

Para complementar as posterior referentes a esta configuração de priors são mos-

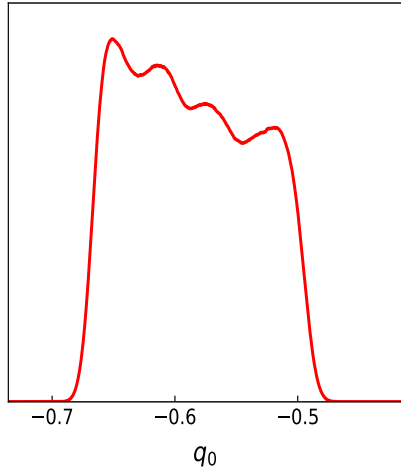
tradas nas figuras 5.7, 5.8 e 5.6.

Tabela 5.5: Evidências e Fator de Bayes para os modelos: Cosmográfico (*CG*) e Modulação Dipolar (*MD*) com suas respectivas interpretações segundo a escala de Bayes (ver Tabela 4.1). Inclusão de erros estatísticos(stat) e sistemático(sys).

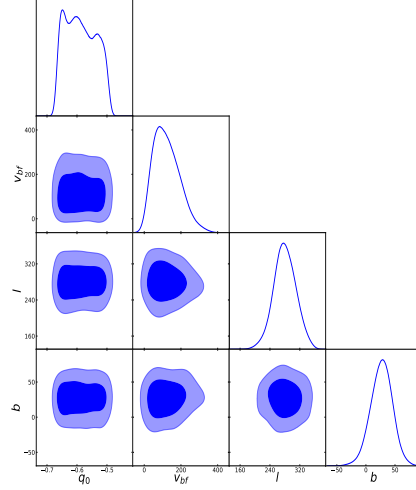
Dados SNe Ia	Modelos	$\ln\mathcal{E}$	$\ln B$	Interpretação da evidência
JLA	<i>CG</i>	-75.718 ± 0.017	0	-
	<i>MD</i>	-77.732 ± 0.015	2.015 ± 0.022	Fraca (Desfavorável)
Union2.1	<i>CG</i>	-82.822 ± 0.008	0	-
	<i>MD</i>	-81.122 ± 0.011	-1.700 ± 0.013	Fraca(Favorável)

Tabela 5.6: Estimativas dos parâmetros de cada modelo estudado: Cosmografia (CG) e Modulação Dipolar (MD). A última coluna mostra os intervalos credibilidades (C.I.) 95%. Erros sistemáticos incluso.

Dados	Modelos	Parâmetros	Média	Desv. Padr.	95% C.I.
JLA	CG	q_0	-0.587	0.052	(-0.667, -0.497)
		q_0	-0.588	0.050	(-0.666, -0.497)
	MD	v_{bf}	121.815	72.966	(9.797, 287.524)
		l	280.116	30.018	(219.781, 340.788)
		b	26.871	18.622	(-11.339, 61.510)
Union 2.1	CG	q_0	-0.578	0.051	(-0.665, -0.495)
		q_0	-0.578	0.052	(-0.665, -0.494)
	MD	v_{bf}	217.857	74.458	(75.792, 369.400)
		l	294.182	23.340	(247.086, 340.264)
		b	21.675	16.039	(-7.967, 54.818)

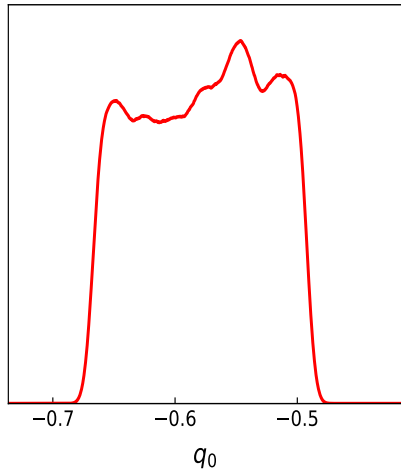


(a) Distribuição a posteriori via Cosmografia. Erros sistemáticos incluso.

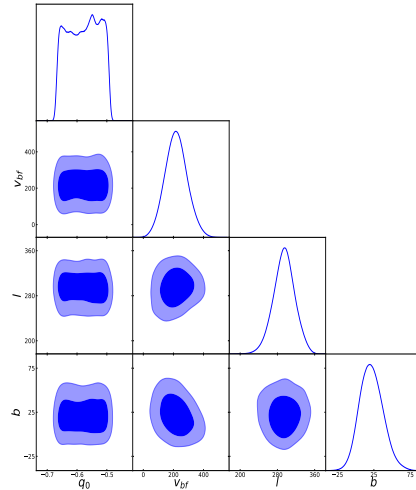


(b) Distribuição a posteriori via Modulação Dipolar. Erros sistemáticos incluso.

Figura 5.7: Distribuição a posteriori: Cosmografia e Modulação Dipolar obtidos via a compilação JLA (stat + sys).



(a) Distribuição a posteriori via Cosmografia. Erros sistemáticos incluso.



(b) Distribuição a posteriori via Modulação Dipolar. Erros sistemáticos incluso.

Figura 5.8: Distribuição a posteriori dos parâmetros de calibração no modulo de distância. Cosmografia à esquerda e Modulação Dipolar à direita obtidos via a compilação Union2.1 (stat + sys).

5.4.3 Priors Gaussianos

Por último, fizemos um teste utilizando priors Gaussianos, baseados em medidas disponíveis na literatura, em todos os parâmetros livres (exceto nos parâmetros secundários referentes à calibração do modulo de distância para a compilação JLA

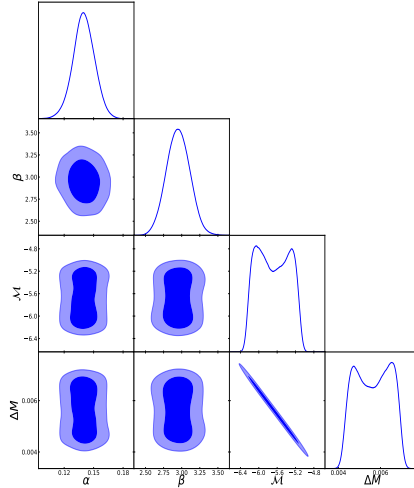


Figura 5.9: Distribuição a posteriori dos parâmetros de calibração no modulo de distância. Modulação Dipolar JLA (stat + sys).

Tabela 5.7: Evidências e Fator de Bayes para os modelos: Cosmográfico (*CG*) e Modulação Dipolar (*MD*) com suas respectivas interpretações segundo a escala de Bayes (ver Tabela 4.1). Inclusão de erros estatísticos(stat) e sistemático(sys).

Dados SNe Ia	Modelos	$\ln \mathcal{E}$	$\ln B$	Interpretação da evidência
JLA	<i>CG</i>	-46.464 ± 0.005	0	-
	<i>MD</i>	-49.079 ± 0.008	2.615 ± 0.009	Moderada (Desfavorável)
Union2.1	<i>CG</i>	-88.239 ± 0.007	0	-
	<i>MD</i>	-85.478 ± 0.007	-2.761 ± 0.010	Moderada (Favorável)

- ao qual utilizamos prior uniformes como descrito na seção anterior). Os priors Gaussianos utilizados podem ser vistos na Tabela 5.1. Os resultados das evidências bayesiana são mostrado na Tabela 5.7.

A ideia principal deste teste é investigar a dependência dos nossos resultados quanto aos parâmetros cosmológicos e referentes ao modelo dipolar. Assim, podemos observar que após impormos vínculos mais restritivos sobre esses parâmetros a evidência continua a desfavorecer o modelo dipolar, agora de forma mais pronunciada (evidência moderada $\ln B = 2.615 \pm 0.009$) no caso da compilação JLA, enquanto que no caso da amostra Union2.1 o modelo dipolar é favorecido com evidência moderada $\ln B = -2.761 \pm 0.010$.

Capítulo 6

Conclusão

Neste trabalho, realizamos uma comparação Bayesiana entre dois modelos baseados na métrica FLRW, o qual diferem entre si por uma modulação dipolar que surge da teoria de perturbação de primeira ordem. Essa correção leva em conta a velocidade peculiar devido a movimentos locais, e portanto pode fornecer vínculos na isotropia local do Universo, i.e., em $z < 0.1$. Como um Universo baseado na métrica FLRW é fundamentado na hipótese de isotropia e homogeneidade estatística em grandes escalas, é necessário testar se de fato estas hipóteses são verdadeiras à luz de dados observacionais. Fortes evidências contra tais hipóteses teriam profundas implicações no cenário padrão da cosmologia.

Em nossa análise, não foram feitas suposições sobre a dinâmica do Universo, pois nossa descrição das distâncias cosmológicas é puramente dada em termos de uma expansão em série de Taylor que leva a parâmetros cinemáticos, i.e., a análise cosmográfica. Truncamos essa expansão até segunda ordem no *redshift*, pois a distância de luminosidade é descrita de forma satisfatória na escala em que estamos investigando. Após isso, comparamos a um modelo que apresenta uma correção na distância de luminosidade devido a inhomogeneidades locais na forma de uma modulação dipolar [7]. Essa comparação é feita pela primeira vez sob uma perspectiva Bayesiana. Assim, forte evidência para uma grande anisotropia nos dados de SNe indicaria uma potencial violação do PC, ao menos de origem local.

Adotamos as duas maiores compilações de SNe atualmente disponíveis, chamadas JLA e Union2.1. Encontramos fraca evidência em favor do modelo de referência (cosmografia) com respeito ao modelo que tem um termo dipolar adicional, quando utilizamos a amostra JLA, enquanto que a evidência é inconclusiva para Union2.1. Embora os valores estimados para o bulk flow estejam consistentes entre si no intervalo de 95% (c.i.), a amplitude estimada pela amostra JLA é menor. Isto está em acordo com a estimativa de [147], onde não encontraram evidência significativa para a presença da velocidade de bulk flow nesse mesmo conjunto de dados, porém com uma análise diferente. Além disso, esses mesmos autores também não encontra-

ram evidências significativas para a velocidade do bulk flow numa amostra anterior à Union2.1, chamada de Union2. A diferença básica entre essas amostras se dá em altos redshifts, devido à inclusão de SNe nesta faixa, assim resultados similares são esperados em baixos redshifts. E, como esperado, também não encontramos evidências para a velocidade do bulk flow diferente de zero, após terem sido levados em conta as correlações introduzidas devido à estrutura em grande escala através da matriz de covariância.

Ainda, os autores de [153], utilizando a amostra Union2.1, não detetaram nenhuma evidência significativa para uma anisotropia dipolar em baixos redshifts, $z < 0.2$, através do método de espectro de potência. Desta forma, consistente ao que encontramos na mesma amostra, mas agora confirmado pela análise Bayesiana.

Posteriormente, testes complementares foram realizados. Impomos priors restritivos na direção e magnitude do bulk flow, conforme [146], a fim de testar se algum modelo seria favorecido com essa informação a priori. E apesar desta restrição, a amostra JLA continua a favorecer o modelo cosmográfico, enquanto que a compilação Union2.1 favorece o modelo dipolar. Isto pode estar atrelado ao fato da velocidade do bulk flow inferida em [146] ter sido obtida com a compilação Union2, levando a um viés na análise referente a compilação Union2.1. Assim, nossos resultados mais robustos se atém à amostra JLA, quando utilizado priors Gaussianos, ou seja, evidência em favor do modelo cosmográfico.

Em resumo, sendo mais conservador, ou seja, usando priors Uniformes sobre todos os parâmetros, nossas análises não encontraram evidência significativa para a presença da velocidade de bulk flow diferente de zero, em ambas as amostras estudadas.

Deste modo, testes cegos da isotropia cosmológica usando dados de SNe não revelaram evidências significativas contra tal hipótese acima de 2σ nível de confiança [143, 144, 153–157], assim, concluímos através da nossa análise que não existe evidência significativa para um dipolo anômalo no Universo local. Uma conclusão similar foi obtida em [158], embora usando a função de luminosidade de galáxias em $z < 0.1$ ao invés de SNe, assim, reforçando a significância do nosso resultado. Esperamos que essa análise seja melhorada para a próxima geração de *surveys*, tal qual J-PAS [159], LSST [159], Euclid [160], e WFIRST [161], com mais dados de SNe e melhoramentos na calibração da curva de luz, além de mais controles sobre potenciais sistemáticos.

Referências Bibliográficas

- [1] Roy Maartens. Is the Universe homogeneous? *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, A369:5115–5137, 2011.
- [2] Dominik J. Schwarz, Craig J. Copi, Dragan Huterer, and Glenn D. Starkman. CMB Anomalies after Planck. *Class. Quant. Grav.*, 33(18):184001, 2016.
- [3] J. Colin, R. Mohayaee, M. Rameez, and S. Sarkar. High redshift radio galaxies and divergence from the CMB dipole. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 471:1045, 2017.
- [4] Fernando Atrio-Barandela, Alexander Kashlinsky, Harald Ebeling, Dale J Fixsen, and Dale Kocevski. Probing the dark flow signal in wmap 9-year and planck cosmic microwave background maps. *The Astrophysical Journal*, 810(2):143, 2015.
- [5] M. Betoule et al. Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples. *Astron. Astrophys.*, 568:A22, 2014.
- [6] N. Suzuki et al. The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey: V. Improving the Dark Energy Constraints Above $z \geq 1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample. *Astrophys. J.*, 746:85, 2012.
- [7] Camille Bonvin, Ruth Durrer, and Martin Kunz. The dipole of the luminosity distance: a direct measure of $H(z)$. *Phys. Rev. Lett.*, 96:191302, 2006.
- [8] U. Andrade, C. A. P. Bengaly, J. S. Alcaniz, and B. Santos. The isotropy of low redshift type Ia Supernovae: A Bayesian analysis. 2017.
- [9] Michael Paul Hobson, George P Efstathiou, and Anthony N Lasenby. *General relativity: an introduction for physicists*. Cambridge University Press, 2006.
- [10] Vesto Melvin Slipher. On the spectrum of the nebula in the pleiades. *Lowell Observatory Bulletin*, 2:26–27, 1912.

- [11] Edwin Hubble. A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 15(3):168–173, 1929.
- [12] Steven Weinberg. *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*, volume 1. Wiley New York, 1972.
- [13] Andrew Liddle. *An introduction to modern cosmology*. John Wiley & Sons, 2015.
- [14] RFL Holanda, RS Goncalves, and JS Alcaniz. A test for cosmic distance duality. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012(06):022, 2012.
- [15] RS Gonçalves. On the origin of the cddr violation. *arXiv preprint arXiv:1603.05968*, 2016.
- [16] John C Mather, ES Cheng, RE Eplee Jr, RB Isaacman, SS Meyer, RA Shafer, R Weiss, EL Wright, CL Bennett, NW Boggess, et al. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the cosmic background explorer (cobe) satellite. *The Astrophysical Journal*, 354:L37–L40, 1990.
- [17] Barbara Ryden. *Introduction to cosmology*. 2006.
- [18] DJ Fixsen, ES Cheng, JM Gales, John C Mather, RA Shafer, and EL Wright. The cosmic microwave background spectrum from the full cobe* firas data set. *The Astrophysical Journal*, 473(2):576, 1996.
- [19] R Adam, PAR Ade, N Aghanim, Y Akrami, MIR Alves, F Argüeso, M Arnaud, F Arroja, M Ashdown, J Aumont, et al. 2015 results-i. overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 594:A1, 2016.
- [20] George F Smoot. Cobe observations and results. In *AIP Conference Proceedings CONF-981098*, volume 476, pages 1–10. AIP, 1999.
- [21] P De Bernardis, Peter AR Ade, R Artusa, JJ Bock, A Boscaleri, BP Crill, G De Troia, PC Farese, M Giacometti, VV Hristov, et al. Mapping the cmb sky: the boomerang experiment. *New Astronomy Reviews*, 43(2):289–296, 1999.
- [22] Carlo R Contaldi, JR Bond, D Pogosyan, BS Mason, ST Myers, TJ Pearson, UL Pen, S Prunet, AC Readhead, MI Ruetalo, et al. Cmb observations with the cosmic background imager (cbi) interferometer. *arXiv preprint astro-ph/0210303*, 2002.

- [23] G. Hinshaw et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. *Astrophys. J. Suppl.*, 208:19, 2013.
- [24] Adam G Riess, Alexei V Filippenko, Peter Challis, Alejandro Clocchiatti, Alan Diercks, Peter M Garnavich, Ron L Gilliland, Craig J Hogan, Saurabh Jha, Robert P Kirshner, et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal*, 116(3):1009, 1998.
- [25] Saul Perlmutter, G Aldering, G Goldhaber, RA Knop, P Nugent, PG Castro, S Deustua, S Fabbro, A Goobar, DE Groom, et al. Measurements of ω and λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517(2):565, 1999.
- [26] Fritz Zwicky. The redshift of extragalactic nebulae. *Helv. Phys. Acta*, 6:110, 1933.
- [27] Vera C Rubin, W Kent Ford Jr, and Norbert Thonnard. Rotational properties of 21 sc galaxies with a large range of luminosities and radii, from ngc 4605/ $r= 4\text{kpc}$ /to ugc 2885/ $r= 122\text{ kpc}$. *The Astrophysical Journal*, 238:471–487, 1980.
- [28] Vera C Rubin, David Burstein, W Kent Ford Jr, and Norbert Thonnard. Rotation velocities of 16 sa galaxies and a comparison of sa, sb, and sc rotation properties. *The Astrophysical Journal*, 289:81–98, 1985.
- [29] Arthur Stanley Eddington. On the instability of einstein’s spherical world. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 90:668–678, 1930.
- [30] Jeremy Goodman. Geocentrism reexamined. *Phys. Rev.*, D52:1821–1827, 1995.
- [31] D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *Astrophys. J.*, 707:916–920, 2009.
- [32] P. J. E. Peebles and David T. Wilkinson. Comment on the Anisotropy of the Primeval Fireball. *Phys. Rev.*, 174:2168–2168, 1968.
- [33] A. Kogut et al. Dipole anisotropy in the COBE DMR first year sky maps. *Astrophys. J.*, 419:1, 1993.
- [34] George F. Smoot, M. V. Gorenstein, and R. A. Muller. Detection of Anisotropy in the Cosmic Black Body Radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 39:898, 1977.

- [35] N. Aghanim et al. Planck 2013 results. XXVII. Doppler boosting of the CMB: Eppure si muove. *Astron. Astrophys.*, 571:A27, 2014.
- [36] John C. Mather, D. J. Fixsen, R. A. Shafer, C. Mosier, and D. T. Wilkinson. Calibrator design for the COBE far infrared absolute spectrophotometer (FIRAS). *Astrophys. J.*, 512:511–520, 1999.
- [37] Omar Roldan, Alessio Notari, and Miguel Quartin. Interpreting the CMB aberration and Doppler measurements: boost or intrinsic dipole? *JCAP*, 1606(06):026, 2016.
- [38] Giulia Cusin, Cyril Pitrou, and Jean-Philippe Uzan. Are we living near the center of a local void? *JCAP*, 1703(03):038, 2017.
- [39] G. Hinshaw, A. J. Banday, C. L. Bennett, K. M. Gorski, Alan Kogut, C. H. Lineweaver, George F. Smoot, and E. L. Wright. 2-point correlations in the COBE DMR 4-year anisotropy maps. *Astrophys. J.*, 464:L25–L28, 1996.
- [40] D. N. Spergel et al. First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters. *Astrophys. J. Suppl.*, 148:175–194, 2003.
- [41] Armando Bernui, Thyrso Villela, Carlos A. Wuensche, Rodrigo Leonardi, and Ivan Ferreira. On the cmb large-scales angular correlations. *Astron. Astrophys.*, 454:409–414, 2006.
- [42] Craig J. Copi, Dragan Huterer, Dominik J. Schwarz, and Glenn D. Starkman. No large-angle correlations on the non-Galactic microwave sky. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 399:295–303, 2009.
- [43] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XVI. Isotropy and statistics of the CMB. *Astron. Astrophys.*, 594:A16, 2016.
- [44] George Efstathiou, Yin-Zhe Ma, and Duncan Hanson. Large-Angle Correlations in the Cosmic Microwave Background. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 407:2530, 2010.
- [45] Alan H Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Physical Review D*, 23(2):347, 1981.
- [46] Simony Santos da Costa, Micol Benetti, and Jailson Alcaniz. A Bayesian analysis of inflationary primordial spectrum models using Planck data. 2017.

- [47] Angelica de Oliveira-Costa, Max Tegmark, Matias Zaldarriaga, and Andrew Hamilton. The Significance of the largest scale CMB fluctuations in WMAP. *Phys. Rev.*, D69:063516, 2004.
- [48] Craig J. Copi, Dragan Huterer, Dominik J. Schwarz, and Glenn D. Starkman. Large-scale alignments from WMAP and Planck. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 449(4):3458–3470, 2015.
- [49] Zhe Chang, Xin Li, and Sai Wang. Quadrupole-octopole alignment of CMB related to the primordial power spectrum with dipolar modulation in anisotropic spacetime. *Chin. Phys.*, C39(5):055101, 2015.
- [50] Alessio Notari and Miguel Quartin. On the proper kinetic quadrupole CMB removal and the quadrupole anomalies. *JCAP*, 1506(06):047, 2015.
- [51] Patricio Vielva. A Comprehensive overview of the Cold Spot. *Adv. Astron.*, 2010:592094, 2010.
- [52] M. Cruz, E. Martinez-Gonzalez, P. Vielva, and L. Cayon. Detection of a non-gaussian spot in wmap. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 356:29–40, 2005.
- [53] Patricio Vielva, E. Martinez-Gonzalez, R. B. Barreiro, J. L. Sanz, and L. Cayon. Detection of non-Gaussianity in the WMAP 1 - year data using spherical wavelets. *Astrophys. J.*, 609:22–34, 2004.
- [54] Jason D. McEwen, M. P. Hobson, A. N. Lasenby, and D. J. Mortlock. A 6-sigma detection of non-Gaussianity in the WMAP 1-year data using directional spherical wavelets. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 359:1583–1596, 2005.
- [55] C. Rath, P. Schuecker, and A. J. Banday. Model-Independent Test for Scale-Dependent Non-Gaussianities in the Cosmic Microwave Background. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 380:466, 2007.
- [56] Davide Pietrobon, Alexandre Amblard, Amedeo Balbi, Paolo Cabella, Asantha Cooray, and Domenico Marinucci. Needlet Detection of Features in WMAP CMB Sky and the Impact on Anisotropies and Hemispherical Asymmetries. *Phys. Rev.*, D78:103504, 2008.
- [57] M Cruz, M Tucci, E Martínez-González, and P Vielva. The non-gaussian cold spot in wilkinson microwave anisotropy probe: significance, morphology and foreground contribution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369(1):57–67, 2006.
- [58] Lawrence Rudnick, Shea Brown, and Liliya R. Williams. Extragalactic Radio Sources and the WMAP Cold Spot. *Astrophys. J.*, 671:40–44, 2007.

- [59] Kendrick M. Smith and Dragan Huterer. No evidence for the cold spot in the NVSS radio survey. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 403:2, 2010.
- [60] Benjamin R. Granett, Istvan Szapudi, and Mark C. Neyrinck. Galaxy Counts on the CMB Cold Spot. *Astrophys. J.*, 714:825–833, 2010.
- [61] Ruari Mackenzie, Tom Shanks, Malcolm N. Bremer, Yan-Chuan Cai, Madusha L. P. Gunawardhana, András Kovács, Peder Norberg, and Istvan Szapudi. Evidence against a supervoid causing the CMB Cold Spot. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 470(2):2328–2338, 2017.
- [62] H. K. Eriksen, F. K. Hansen, A. J. Banday, K. M. Gorski, and P. B. Lilje. Asymmetries in the Cosmic Microwave Background anisotropy field. *Astrophys. J.*, 605:14–20, 2004. [Erratum: *Astrophys. J.*609,1198(2004)].
- [63] Frode K. Hansen, Paolo Cabella, Domenico Marinucci, and Nicola Vittorio. Asymmetries in the local curvature of the WMAP data. *Astrophys. J.*, 607:L67–L70, 2004.
- [64] P. A. R. Ade et al. Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and statistics of the CMB. *Astron. Astrophys.*, 571:A23, 2014.
- [65] Armando Bernui. Anomalous CMB north-south asymmetry. *Phys. Rev.*, D78:063531, 2008.
- [66] A. Bernui, A. F. Oliveira, and T. S. Pereira. North-South non-Gaussian asymmetry in PLANCK CMB maps. *JCAP*, 1410(10):041, 2014.
- [67] Miguel Quartin and Alessio Notari. On the significance of power asymmetries in Planck CMB data at all scales. *JCAP*, 1501(01):008, 2015.
- [68] Saroj Adhikari. Local variance asymmetries in Planck temperature anisotropy maps. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 446(4):4232–4238, 2015.
- [69] Kate Land and Joao Magueijo. Is the Universe odd? *Phys. Rev.*, D72:101302, 2005.
- [70] Phillip James Edwin Peebles. *The large-scale structure of the universe*. Princeton university press, 1980.
- [71] Michael S. Turner. A Tilted Universe (and Other Remnants of the Preinflationary Universe). *Phys. Rev.*, D44:3737–3748, 1991.
- [72] AMOS Yahil, ALLAN Sandage, and GA Tammann. The velocity field of bright nearby galaxies. iii-the distribution in space of galaxies within 80

- megaparsecs-the north galactic density anomaly. *The Astrophysical Journal*, 242:448–468, 1980.
- [73] M Davis and J Huchra. A survey of galaxy redshifts. iii-the density field and the induced gravity field. *The Astrophysical Journal*, 254:437–450, 1982.
- [74] MF Skrutskie, RM Cutri, R Stiening, MD Weinberg, S Schneider, JM Carpenter, Capps Beichman, R Capps, T Chester, J Elias, et al. The two micron all sky survey (2mass). *The Astronomical Journal*, 131(2):1163, 2006.
- [75] Ariyeh H. Maller, Daniel H. McIntosh, Neal Katz, and Martin D. Weinberg. The clustering dipole of the local universe from the two micron all sky survey. *Astrophys. J.*, 598:L1–L6, 2003.
- [76] Biswajit Pandey. Testing isotropy in the Two Micron All-Sky redshift survey with information entropy. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 468(2):1953–1961, 2017.
- [77] Biswajit Pandey. A new method for testing isotropy with Shannon entropy. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 462(2):1630–1641, 2016.
- [78] Cameron Gibelyou and Dragan Huterer. Dipoles in the Sky. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 427:1994–2021, 2012.
- [79] C. A. P. Bengaly, A. Bernui, J. S. Alcaniz, H. S. Xavier, and C. P. Novaes. Is there evidence for anomalous dipole anisotropy in the large-scale structure? *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 464(1):768–774, 2017.
- [80] Mijin Yoon, Dragan Huterer, Cameron Gibelyou, András Kovács, and István Szapudi. Dipolar modulation in number counts of WISE-2MASS sources. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 445:L60–L64, 2014.
- [81] M. Rameez, R. Mohayaee, S. Sarkar, and J. Colin. The dipole anisotropy of AllWISE galaxies. 2017.
- [82] C. A. P. Bengaly, R. Maartens, and M. G. Santos. Probing the Cosmological Principle in the counts of radio galaxies. 2017.
- [83] GFR Ellis and JE Baldwin. On the expected anisotropy of radio source counts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 206(2):377–381, 1984.
- [84] Prabhakar Tiwari and Adi Nusser. Radio spectral index from NVSS and TGSS. 2016.

- [85] H. T. Intema, P. Jagannathan, K. P. Mooley, and D. A. Frail. The GMRT 150 MHz All-sky Radio Survey: First Alternative Data Release TGSS ADR1. *Astron. Astrophys.*, 598:A78, 2017.
- [86] James J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, and J. J. Broderick. The NRAO VLA Sky survey. *Astron. J.*, 115:1693–1716, 1998.
- [87] Audra Baleisis, Ofer Lahav, Andrew J. Loan, and Jasper V. Wall. Searching for large scale structure in deep radio surveys. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 297:545–558, 1998.
- [88] Chris Blake and Jasper Wall. Detection of the velocity dipole in the radio galaxies of the nrao vla sky survey. *Nature*, 416:150–152, 2002.
- [89] Ashok K. Singal. Large peculiar motion of the solar system from the dipole anisotropy in sky brightness due to distant radio sources. *Astrophys. J.*, 742:L23, 2011.
- [90] Shamik Ghosh and Pankaj Jain. Testing the Isotropy of the Log N–log S Slope for the NVSS Radio Catalog. *Astrophys. J.*, 843(1):13, 2017.
- [91] Dominik J. Schwarz, David Bacon, Song Chen, Chris Clarkson, Dragan Huterer, Martin Kunz, Roy Maartens, Alvise Raccanelli, Matthias Rubart, and Jean-Luc Starck. Testing foundations of modern cosmology with SKA all-sky surveys. *PoS*, AASKA14:032, 2015.
- [92] SL Snowden, MJ Freyberg, PP Plucinsky, JHMM Schmitt, J Trümper, W Voges, RJ Edgar, D McCammon, and WT Sanders. First maps of the soft x-ray diffuse background from the rosat xrt/pspc all-sky survey. *The Astrophysical Journal*, 454:643, 1995.
- [93] MS Longair and RA Sunyaev. The origin of the x-ray background. *Astrophysical Letters*, 4:65, 1969.
- [94] T Shanks, I Georgantopoulos, GC Stewart, KA Pounds, BJ Boyle, and RE Griffiths. The origin of the cosmic x-ray background. *Nature*, 353(6342):315, 1991.
- [95] AC Fabian and X Barcons. The origin of the x-ray background. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 30(1):429–456, 1992.
- [96] CS Bowyer, GB Field, and JE Mack. Detection of an anisotropic soft x-ray background flux. *Nature*, 217(5123):32–34, 1968.

- [97] Stephen Boughn and Robert Crittenden. A Correlation of the cosmic microwave sky with large scale structure. *Nature*, 427:45–47, 2004.
- [98] M. Plionis and I. Georgantopoulos. The rosat x-ray background dipole. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 306:112, 1999.
- [99] S. P. Boughn, R. G. Crittenden, and G. P. Koehrsen. The Large scale structure of the x-ray background and its cosmological implications. *Astrophys. J.*, 580:672–684, 2002.
- [100] Dale D. Kocevski, Christopher R. Mullis, and Harald Ebeling. The Dipole anisotropy of the first all - sky x-ray cluster sample. *Astrophys. J.*, 608:721–730, 2004.
- [101] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, H. Ebeling, A. Edge, and D. Kocevski. A new measurement of the bulk flow of X-ray luminous clusters of galaxies. *Astrophys. J.*, 712:L81–L85, 2010.
- [102] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, D. Kocevski, and H. Ebeling. A measurement of large-scale peculiar velocities of clusters of galaxies: results and cosmological implications. *Astrophys. J.*, 686:L49–L52, 2009.
- [103] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, and H. Ebeling. Measuring the dark flow with public X-ray cluster data. *Astrophys. J.*, 732:1, 2011.
- [104] A. Kashlinsky, F. Atrio-Barandela, and H. Ebeling. Measuring bulk motion of X-ray clusters via the kinematic Sunyaev-Zeldovich effect: summarizing the 'dark flow' evidence and its implications. 2012.
- [105] P. A. R. Ade et al. Planck intermediate results. XIII. Constraints on peculiar velocities. *Astron. Astrophys.*, 561:A97, 2014.
- [106] Francis Reddy. Nasa celebrates 25 years of breakthrough gamma-ray science, 2016.
- [107] J.D. Myers. Investigating gamma-ray bursts, 2016.
- [108] S. E. Woosley and J. S. Bloom. The Supernova Gamma-Ray Burst Connection. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 44:507–556, 2006.
- [109] J. Bonnell. A brief history of the discovery of cosmic gamma-ray bursts, 1995.
- [110] Charles Meegan, Gerald Fishman, Robert Wilson, Martin Brock, John Horack, William Paciesas, Geoffrey Pendleton, and Chryssa Kouveliotou. The spatial distribution of gamma-ray bursts observed by batse. In *AIP Conference Proceedings*, volume 265, pages 61–69. AIP, 1991.

- [111] Michael S. Briggs, William S. Paciesas, Geoffrey N. Pendleton, Charles A. Meegan, Gerald J. Fishman, John M. Horack, Martin Brock, Chryssa Kouveliotou, Dieter H. Hartmann, and Jon Hakkila. Batse observations of the large scale isotropy of gamma-ray bursts. *Astrophys. J.*, 459:40, 1996.
- [112] L. G. Balazs, A. Meszaros, and I. Horvath. Anisotropy of the sky distribution of gamma-ray bursts. *Astron. Astrophys.*, 339:1, 1998.
- [113] J. van Paradijs et al. Transient optical emission from the error box of the gamma-ray burst of 28 February 1997. *Nature*, 386:686–689, 1997.
- [114] A. Bernui, I. S. Ferreira, and C. A. Wuensche. On the large-scale angular distribution of short-Gamma ray bursts. *Astrophys. J.*, 673:968–971, 2008.
- [115] Marek Demianski, Ester Piedipalumbo, Disha Sawant, and Lorenzo Amati. Cosmology with gamma-ray bursts: I. The Hubble diagram through the calibrated $E_{p,i} - E_{iso}$ correlation. *Astron. Astrophys.*, 598:A112, 2017.
- [116] Rong-Gen Cai, Yin-Zhe Ma, Bo Tang, and Zhong-Liang Tuo. Constraining the anisotropic expansion of the Universe. *Phys. Rev.*, D87(12):123522, 2013.
- [117] Zhe Chang, Xin Li, Hai-Nan Lin, and Sai Wang. Constraining the Anisotropy of the Universe from Supernovae and Gamma-ray Bursts. *Mod. Phys. Lett.*, A29(15):1450067, 2014.
- [118] Hermano Velten, Ariadna Montiel, and Saulo Carneiro. Grb hubble diagram and constraints on a λ (t) cdm model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431(4):3301–3306, 2013.
- [119] Hao Wei. Observational Constraints on Cosmological Models with the Updated Long Gamma-Ray Bursts. *JCAP*, 1008:020, 2010.
- [120] Jun-Jie Wei, Xue-Feng Wu, and Fulvio Melia. The Gamma-Ray Burst Hubble Diagram and Its Implications for Cosmology. *Astrophys. J.*, 772:43, 2013.
- [121] J. S. Wang and F. Y. Wang. Probing the anisotropic expansion from supernovae and GRBs in a model-independent way. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 443(2):1680–1687, 2014.
- [122] Hai-Nan Lin, Xin Li, Sai Wang, and Zhe Chang. Are long gamma-ray bursts standard candles? *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 453(1):128–132, 2015.

- [123] Hai-Nan Lin, Xin Li, and Zhe Chang. Model-independent distance calibration of high-redshift gamma-ray bursts and constrain on the Λ *CDM* model. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 455(2):2131–2138, 2016.
- [124] Guido Risaliti and Elisabeta Lusso. A Hubble Diagram for Quasars. *Astrophys. J.*, 815:33, 2015.
- [125] G. Risaliti and E. Lusso. Cosmology with AGN: can we use quasars as standard candles? *Astron. Nachr.*, 338(2/3):329–333, 2017.
- [126] Susanna Bisogni, Guido Risaliti, and Elisabeta Lusso. A Hubble diagram for quasars. 2017.
- [127] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A13, 2016.
- [128] Adam G. Riess et al. A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *Astrophys. J.*, 826(1):56, 2016.
- [129] B. P. Abbott et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. *Nature*, 551(7678):85–88, 2017.
- [130] B. P. Abbott et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116(6):061102, 2016.
- [131] Benjamin P Abbott, Rich Abbott, TD Abbott, Fausto Acernese, Kendall Ackley, Carl Adams, Thomas Adams, Paolo Addesso, RX Adhikari, VB Adya, et al. Gw170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Physical Review Letters*, 119(16):161101, 2017.
- [132] Rong-Gen Cai, Tong-Bo Liu, Xue-Wen Liu, Shao-Jiang Wang, and Tao Yang. Probing cosmic anisotropy with gravitational wave as standard siren. 2017.
- [133] Roberto Trotta. Bayes in the sky: Bayesian inference and model selection in cosmology. *Contemp. Phys.*, 49:71–104, 2008.
- [134] H Feldman, Roman Juszkiewicz, Pedro Ferreira, Marc Davis, Enrique Gaztanaga, J Fry, Andrew Jaffe, S Chambers, Luiz da Costa, Mariangela Bernardi, et al. An estimate of ω_m without conventional priors. *The Astrophysical Journal Letters*, 596(2):L131, 2003.

- [135] Dhiraj Kumar Hazra, Subhabrata Majumdar, Supratik Pal, Sudhakar Panda, and Anjan A. Sen. Post-Planck Dark Energy Constraints. *Phys. Rev.*, D91:083005, 2015.
- [136] B. Santos, J. C. Carvalho, and J. S. Alcaniz. Current constraints on the epoch of cosmic acceleration. *Astropart. Phys.*, 35:17–20, 2011.
- [137] Hyungsuk Tak, Sujit K Ghosh, and Justin A Ellis. How proper are bayesian models in the astronomical literature? *arXiv preprint arXiv:1712.03549*, 2017.
- [138] B. Santos, N. Chandrachani Devi, and J. S. Alcaniz. Bayesian comparison of nonstandard cosmologies using type Ia supernovae and BAO data. *Phys. Rev.*, D95(12):123514, 2017.
- [139] K. M. Gorski, Eric Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelman. HEALPix - A Framework for high resolution discretization, and fast analysis of data distributed on the sphere. *Astrophys. J.*, 622:759–771, 2005.
- [140] Salvatore Capozziello, Mariafelicia De Laurentis, Orlando Luongo, and Alan Ruggeri. Cosmographic Constraints and Cosmic Fluids. *Galaxies*, 1:216–260, 2013.
- [141] Celine Cattoen and Matt Visser. Cosmography: Extracting the Hubble series from the supernova data. 2007.
- [142] Dominik J. Schwarz and Bastian Weinhorst. (An)isotropy of the Hubble diagram: Comparing hemispheres. *Astron. Astrophys.*, 474:717–729, 2007.
- [143] Benedict Kalus, Dominik J. Schwarz, Marina Seikel, and Alexander Wiegand. Constraints on anisotropic cosmic expansion from supernovae. *Astron. Astrophys.*, 553:A56, 2013.
- [144] C. A. P. Bengaly, A. Bernui, and J. S. Alcaniz. Probing Cosmological Isotropy With Type IA Supernovae. *Astrophys. J.*, 808:39, 2015.
- [145] Camille Bonvin, Ruth Durrer, and M. Alice Gasparini. Fluctuations of the luminosity distance. *Phys. Rev.*, D73:023523, 2006. [Erratum: *Phys. Rev.* D85,029901(2012)].
- [146] Jacques Colin, Roya Mohayaee, Subir Sarkar, and Arman Shafieloo. Probing the anisotropic local universe and beyond with sne ia data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414(1):264–271, 2011.

- [147] Dragan Huterer, Daniel L. Shafer, and Fabian Schmidt. No evidence for bulk velocity from type Ia supernovae. *JCAP*, 1512(12):033, 2015.
- [148] Richard Watkins, Hume A. Feldman, and Michael J. Hudson. Consistently Large Cosmic Flows on Scales of 100 Mpc/h: a Challenge for the Standard LCDM Cosmology. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 392:743–756, 2009.
- [149] De-Chang Dai, William H. Kinney, and Dejan Stojkovic. Measuring the cosmological bulk flow using the peculiar velocities of supernovae. *JCAP*, 1104:015, 2011.
- [150] Stephen J Turnbull, Michael J Hudson, Hume A Feldman, Malcolm Hicken, Robert P Kirshner, and Richard Watkins. Cosmic flows in the nearby universe from type ia supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420(1):447–454, 2012.
- [151] U. Feindt et al. Measuring cosmic bulk flows with Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory. *Astron. Astrophys.*, 560:A90, 2013.
- [152] G. J. Mathews, B. Rose, P. Garnavich, D. Yamazaki, and T. Kajino. Detectability of cosmic dark flow in the type Ia supernova redshift-distance relation. *Astrophys. J.*, 827(1):60, 2016.
- [153] Hoda Ghodsi, Shant Baghran, and Farhang Habibi. Supernovae anisotropy power spectrum. *JCAP*, 1710(10):017, 2017.
- [154] Ryan Cooke and Donald Lynden-Bell. Does the universe accelerate equally in all directions? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401(3):1409–1414, 2010.
- [155] I. Antoniou and L. Perivolaropoulos. Searching for a Cosmological Preferred Axis: Union2 Data Analysis and Comparison with Other Probes. *JCAP*, 1012:012, 2010.
- [156] Behnam Javanmardi, Cristiano Porciani, Pavel Kroupa, and Jan Pflamm-Altenburg. Probing the isotropy of cosmic acceleration traced by Type Ia supernovae. *Astrophys. J.*, 810(1):47, 2015.
- [157] C. A. P. Bengaly, Jr. Constraining the local variance of H_0 from directional analyses. *JCAP*, 1604:036, 2016.
- [158] Stephen Appleby and Arman Shafieloo. Testing Isotropy in the Local Universe. *JCAP*, 1410(10):070, 2014.

- [159] Z. Ivezić, J. A. Tyson, R. Allsman, J. Andrew, and R. Angel. LSST: from Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products. 2008.
- [160] Luca Amendola et al. Cosmology and fundamental physics with the Euclid satellite. *Living Rev. Rel.*, 16:6, 2013.
- [161] R. Hounsell et al. Simulations of the WFIRST Supernova Survey and Forecasts of Cosmological Constraints. 2017.