

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Silvio Fiorentin Neto

**Diâmetros Angulares de Rádio Fontes
Compactas: Algumas Consequências
Cosmológicas**

São Paulo

2012

Silvio Fiorentin Neto

Diâmetros Angulares de Rádio Fontes Compactas: Algumas Consequências Cosmológicas

Dissertação apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. José Ademir Sales de Lima

São Paulo

2012

Aos Decadentes.

Agradecimentos

Ao meu orientador José Ademir Sales de Lima, por me aceitar como aluno, pela escolha do tema e por sua orientação.

A toda minha família. Principalmente aos meus pais Pedrinho Fiorentin e Janete Maria Frizzo Fiorentin, meu irmão Breno Luís Fiorentin e à Renata Tacca por todo amor, apoio e compreensão.

Aos professores do Departamento de Astronomia do IAG, principalmente aos professores Laerte Sodré Júnior, Antônio Mário Magalhães, Roberto D. Dias da Costa, Jorge Ernesto Horvath, Gastão B. Lima Neto, Sandra dos Anjos e Eduardo Serra Cypriano pelas disciplinas lecionadas.

Ao grupo de cosmologia, por todas as discussões científicas e amizade.

A todos os amigos e colegas que encontrei na USP.

À Vinicius Consolini Busti, Juan Carlos Basto Pineda, Felipe Andrade Oliveira e Pedro Paulo Bonetti Beaklini por todo o auxílio prestado durante a elaboração desta dissertação, por todas as discussões e debates científicos mas, principalmente pela grande amizade.

Ao Rugby FFLCH pela amizade, força, raça e união compartilhadas até hoje.

Aos membros da Representação Discente, especialmente ao Oscar Cavichia de Moraes e ao Vinicius Moris Placco pelo desenvolvimento da classe IAGTESE.

Aos funcionários do IAG, por toda a assistência prestada.

À CAPES, pelo apoio financeiro a esta pesquisa.

“I got a lot to say, I can’t remember now.”

The Ramones

Resumo

As rádio fontes compactas (RFC) são rádio jatos, com tamanhos da ordem de dezenas de *parsecs*, associados a *quasares* ou galáxias de núcleo ativo (AGNs). Devido a seu ambiente, tamanho e curto tempo de formação, tais objetos são caracterizados por apresentar efeitos de evolução praticamente desprezíveis na escala de tempo cosmológica.

Nesta dissertação, estudamos o comportamento das RFC como régua padrão e sua utilidade como uma ferramenta cosmológica. Além disso, com base na coincidência de *redshift* para uma sub-amostra de SN-Ia e RFC, apresentamos uma nova calibração do tamanho linear das RFC que é independente de modelo cosmológico.

Foi possível identificar 2 classes de RFC, diferenciadas pelo seu tamanho linear. A *Classe I* é caracterizada por RFC tendo tamanho linear, $l_1 = 33.69 \pm 3.65 pc$ e a *Classe II* com $l_2 = 13.07 \pm 1.32 pc$. Para vincular os parâmetros cosmológicos utilizamos o teste estatístico de χ^2 para a relação $\theta(z)$. Considerando as 2 classes de RFC e adotando um *prior* gaussiano sobre as quantidades H_0 , l_1 e l_2 testamos os modelos Λ CDM e XCDM plano.

Os resultados para o modelo XCDM plano apresentam uma grande degenerescência no espaço de parâmetros $\omega - \Omega_M$. Para quebrar tal degenerescência aplicamos o teste χ^2 envolvendo os dados de RFC, oscilações acústicas dos bárions (BAO) e radiação cósmica de fundo (CMB). Nesse caso obtivemos $\Omega_M = 0.27_{-0.03}^{+0.04}$, $\omega = -0.96_{-0.18}^{+0.15}$ (1σ). Para o modelo Λ CDM com curvatura arbitrária o melhor ajuste encontrado na análise conjunta foi $\Omega_M = 0.27_{-0.02}^{+0.03}$, $\Omega_\Lambda = 0.74_{-0.02}^{+0.03}$ (1σ).

Abstract

The compact radio sources (CRS) are radio jets with lengths of the order of tens of parsecs associated with quasars and active galactic nuclei (AGNs). Due to their environment, size and short formation times, such objects are characterized by a negligible evolution in the cosmological time scale.

In this dissertation, we study the behavior of the CRS as a standard bar, as well as their utility as a cosmological tool. In addition, based on the redshift coincidence of a mixed subsample of SN Ia and CRS we also discussed a new calibration of their linear size which is fully independent of the cosmological model. It was possible to identify two classes of CRS which are differentiated by their linear sizes. The *Class I* is formed by the CRS with linear size of $l_1 = 33.69 \pm 3.65 \text{ pc}$ while the CRS of *Class II* have $l_2 = 13.07 \pm 1.32 \text{ pc}$.

In order to constrain the cosmological parameters we have applied a statistical χ^2 test to the relation $\theta(z)$. By considering the two classes of CRS and by adopting a gaussian *prior* over the quantities H_0 , l_I and l_{II} we have tested an arbitrary Λ CDM model e also a XCDM (flat) cosmology.

The results for XCDM flat model are strongly degenerated in the space parameter $\omega - \Omega_M$. In order to broke such a degeneracy we have also applied a χ^2 test to a joint-analysis involving the CRS data, baryon acoustic oscillations (BAO) and CMB (shift parameter). In this case, we have obtained $\Omega_M = 0.27^{+0.04}_{-0.03}$, $\omega = -0.96^{+0.15}_{-0.18}$ (1σ). For the Λ CDM model with arbitrary curvature our joint analysis provided $\Omega_M = 0.27^{+0.03}_{-0.02}$ and $\Omega_\Lambda = 0.74^{+0.03}_{-0.02}$ (1σ).

Notação e Convenções

- Assinatura da métrica: $(+, -, -, -)$
- Derivada parcial: $\frac{\partial \phi}{\partial x^\alpha} \equiv \phi_{,\alpha}$
- Derivada covariante: $A^\alpha_{;\beta} = A^\alpha_{,\beta} + \Gamma^\alpha_{\lambda\beta} A^\lambda$
- Usaremos um sistema de unidades onde $c = 1$, salvo menção em contrário a fim de explicitar algum resultado específico.
- Expressões em outro idioma serão escritas em *itálico*.

Informação Eletrônica

A maioria das referências bibliográficas utilizadas nessa dissertação podem ser encontradas nas seguintes páginas da WEB:

- <http://www.periodicos.capes.gov.br/>
- http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html
- <http://xxx.lanl.gov/>

Lista de Figuras

1.1	Fator de escala em função do tempo para um universo apenas com matéria nos casos: plano, $k = 0$, fechado, $k = 1$, e hiperbólico, $k = -1$	37
1.2	Curva de rotação para a galáxia NGC6503. Dados da observação das velocidades orbitais em função da distância ao centro galáctico. A contribuição de cada uma das componente é apresentada, o comportamento não kepleriano da curva é explicado pela presença do halo de matéria escura. Figura retirada de Begeman et al. (1991).	41
1.3	Imagens no óptico e em raios-X do <i>Bullet Cluster</i> , (Clowe et al., 2006). . .	43
1.4	Anisotropias da CMB, medidas pelo WMAP. (Komatsu et al., 2008)	45
1.5	Espectro de potências angular da CMB. Komatsu et al. (2011)	46
1.6	Medida do pico acústico das Oscilações Acústicas dos Bárions (Eisenstein et al., 2005).	47
1.7	Evidência da aceleração da expansão obtida pelo <i>Supernova Cosmology Project</i> Perlmutter e et al. (1999).	50
1.8	Evidência da aceleração da expansão obtida pelo <i>High-z Supernova Search</i> Riess et al. (1998).	51
1.9	Diagrama de Hubble, construído com 557 SN-Ia, Amanullah et al. (2010). .	52
1.10	Genealogia da energia escura (Lima, 2004).	53
1.11	Evolução das densidades de energia e eras cosmológicas (Lima Neto, 2012). .	54
1.12	Combinação dos dados de CMB, BAO e SN-Ia para Ω_M e Ω_Λ (Amanullah et al., 2010).	55
1.13	Combinação dos dados de CMB, BAO e SN-Ia para Ω_M e w (Amanullah et al., 2010).	57

1.14	Vínculos sobre as parametrizações da matéria-X (Amanullah et al., 2010).	60
2.1	Determinação da distância pelo método de paralaxe trigonométrica	63
2.2	Distância de luminosidade adimensional ($\frac{D_L}{D_H}$). Cada uma das curvas representa um modelo de universo, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ curva sólida; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.05, 0)$ curva pontilhada; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.2, 0.8)$ curva tracejada (Hogg, 1999).	69
2.3	Distância de diâmetro angular adimensional ($\frac{D_A}{D_H}$). Cada uma das curvas representa um modelo de universo, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ curva sólida; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.05, 0)$ curva pontilhada; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.2, 0.8)$ curva tracejada. (Hogg, 1999).	71
3.1	Relação $\theta(z)$ para RFC (Kellermann, 1993).	76
3.2	Relação $\theta(z)$ para RFC (Gurvits et al., 1999)	77
3.3	Teste cosmológico de modelos com energia escura (Lima e Alcaniz, 2002)	79
3.4	Na figura da direita é apresentado a relação “ $\theta - z$ ” para as RFC, na figura central é apresentado o espaço de parâmetros para o modelo Λ CDM com curvatura livre e na figura da esquerda o espaço de parâmetros para o modelo XCDM. Todas as figuras foram retiradas de Jackson (2004).	80
3.5	Espaço de parâmetros para modelos Λ CDM plano. Análise combinada com dados de BAO Jackson (2008).	80
3.6	Curva do módulo de distância contra <i>redshift</i> para as RFC (verde) interpoladas por uma função linear com as SN-Ia (preto)	82
3.7	Curva do módulo de distância contra <i>redshift</i> para as RFC (verde) interpoladas por uma função quadrática com as SN-Ia (preto)	83
3.8	Dependência $l(z)$ para as 190 RFC interpoladas com SN-Ia. Pontos verdes são as fontes com $\theta \leq 7 mas$	84
3.9	Histograma das 190 RFC interpoladas com as SN-Ia. Em verde as fontes com $\theta \leq 7 mas$	85
3.10	Dependência l vs. θ para as 146 RFC interpoladas com SN-Ia e $\theta \leq 7 mas$	85
3.11	Histograma de l para as 103 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $0.5 < z < 1.4$ (15 bins).	86
3.12	Ajuste de duas gaussianas para o histograma em l . Vemos as duas classes, <i>Classe I</i> com valor central $l_1 \approx 30 pc$ e a <i>Classe II</i> com valor central $l_2 \approx 12 pc$	87

3.13	Distribuição angular da amostra de RFC em função do <i>redshift</i> , fontes com $\theta \leq 7 mas$	89
3.14	Histograma de θ para as 103 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $0.5 < z < 1.5$ (15 bins).	89
3.15	Histograma de θ para as 27 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $0.5 < z < 0.7$ (9 bins).	90
3.16	Histograma de θ para as 24 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $0.7 < z < 0.9$ (8 bins).	90
3.17	Histograma de θ para as 29 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $0.9 < z < 1.2$ (9 bins).	91
3.18	Histograma de θ para as 23 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $1.2 < z < 1.5$ (8 bins).	91
3.19	Relação $\theta(z)$ para toda a amostra.	93
4.1	Espaço de parâmetros obtidos para modelo Λ CDM com curvatura arbitrária.	98
4.2	Probabilidade posterior para o modelo Λ CDM	99
4.3	Relação $\theta(z)$ no modelo Λ CDM para as duas classes de RFC	99
4.4	Espaço de parâmetros para modelo XCDM plano	100
4.5	Espaço de parâmetros obtido através da análise conjunta de RFC, BAO e CMB para modelo Λ CDM.	102
4.6	Probabilidade posterior da análise conjunta de RFC, BAO e CMB para o modelo Λ CDM	103
4.7	Relação $\theta(z)$ para o melhor ajuste combinando RFC, BAO e CMB para o modelo Λ CDM	103
4.8	Espaço de parâmetros obtido através da análise conjunta de RFC, BAO e CMB para modelo XCDM plano	104
4.9	Probabilidade posterior da análise conjunta de RFC, BAO e CMB para o modelo XCDM plano	105
4.10	Relação $\theta(z)$ para o melhor ajuste combinando RFC, BAO e CMB para o modelo XCDM plano	105

Lista de Tabelas

1.1	Resultados do Union2, Amanullah et al. (2010).	59
4.1	Resultados finais.	104

Sumário

1. <i>O Modelo Cosmológico Padrão</i>	29
1.1 Descrição Geométrica do Universo	29
1.1.1 O Princípio Cosmológico	29
1.1.2 A Expansão do Universo	30
1.1.3 Métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)	31
1.1.4 Redshift	32
1.2 Modelos tipo Friedmann-Lemaître	33
1.2.1 Equação de Einstein e Tensor Energia-Momento	33
1.2.2 Equações de Friedmann-Lemaître	34
1.2.3 Parâmetros Cosmológicos Básicos	35
1.3 O modelo de Concordância Cósmica	37
1.3.1 A Nucleossíntese Primordial	38
1.3.2 Matéria Escura	40
1.3.3 Radiação Cósmica de Fundo (<i>Cosmic Microwave Background, CMB</i>)	44
1.3.4 Oscilações Acústicas dos Bárions (<i>Baryon Acoustic Oscillations, BAO</i>)	46
1.3.5 Supernovas Tipo Ia (SN-Ia)	49
1.3.6 O modelo Λ CDM	51
1.3.7 O Modelo XCDM	57
2. <i>A Escada de Distância Cósmica</i>	61
2.1 Indicadores Primários de Distância	61
2.1.1 Paralaxe Trigonométrica	62

2.1.2	Luminosidade Aparente	62
2.2	Indicadores Secundários de Distância	65
2.2.1	A Relação de Tully–Fisher	65
2.2.2	A Relação de Faber–Jackson	66
2.2.3	O Plano Fundamental	66
2.2.4	Supernovas Tipo Ia	67
2.3	Distâncias em Cosmologia	67
2.3.1	Distância de Luminosidade	68
2.3.2	Distância de Diâmetro Angular	69
3.	<i>Rádio Fontes Compactas como uma Régua Padrão</i>	73
3.1	Rádio Fontes Compactas (RFC)	74
3.2	A Relação $\theta(z)$ para as Rádio Fontes Compactas	75
3.3	Calibração a partir das SN-Ia	81
3.4	Duas classes de RFC	86
3.4.1	Influência de l_1 e l_2 em $\theta(z)$	88
3.4.2	Amostra Completa: Definição das Classes	91
4.	<i>Testes Cosmológicos</i>	95
4.1	O Teste χ^2 Bayesiano	95
4.2	Vínculos Cosmológicos	98
4.2.1	Modelo Λ CDM	98
4.2.2	Modelo XCDM	100
4.2.3	Análise conjunta com BAO e CMB	100
5.	<i>Conclusão e Perspectivas</i>	107
	<i>Referências</i>	111

Introdução

A cosmologia é a área da física que estuda o universo em larga escala, sua dinâmica, composição e formação de estruturas. A cosmologia moderna surgiu juntamente com a Teoria da Relatividade Geral de Einstein em 1917 que até hoje é considerada a melhor ferramenta teórica para estudar as propriedades do universo em larga escala. Einstein também propôs o Princípio Cosmológico, que reflete a condição de que não existem observadores privilegiados, isto é, o universo em larga escala deve ser homogêneo e isotrópico. No início do século XX, acreditava-se que o universo era estático, e esta visão inspirou Einstein para adicionar às suas equações uma constante Λ , conhecida como constante cosmológica. Essa constante foi utilizada por Einstein para contrabalançar a ação gravitacional e manter o universo estático. Atualmente, Λ está associada com a densidade da energia do vácuo ($\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$), e representa um dos candidatos de energia escura, a componente responsável pela expansão acelerada do universo.

O modelo que melhor descreve o universo é conhecido como modelo de concordância cósmica (Λ CDM). Esse modelo é consistente com todas as observações existentes, dentre estas: a descoberta da expansão universal (Hubble, 1929), a existência da radiação cósmica de fundo (*Cosmic Microwave Background, CMB*) (Penzias e Wilson, 1965), e as abundâncias dos elementos leves, tal como descrita pela nucleossíntese primordial (Steigman, 2006; Komatsu et al., 2008). Tais fatos fornecem a base para um início quente e denso do universo, também chamado de *Hot Big Bang*. Além disso, as observações das anisotropias da radiação cósmica de fundo indicam um universo isotrópico e com curvatura aproximadamente nula (Komatsu et al., 2011) e os mapas de distribuição de aglomerados de galáxias mostram que o universo deve ser homogêneo em larga escala (Colless, 1999; Peacock, 2002). As medidas de Oscilações Acústicas dos Bárions (*Baryon Acoustic Oscillations, BAO*) (Eisenstein

et al., 2005) indicam que o universo é constituído apenas em parte por matéria ($\approx 27\%$), isto é, a existência de uma componente extra é necessária, pois o parâmetro de densidade de matéria ($\Omega_M \simeq 0.27$) é menor do que o parâmetro de densidade total do universo ($\Omega_T = 1$).

As medidas das curvas de rotação de galáxias espirais indicam que apenas uma pequena parte da densidade de matéria existente no universo é bariônica (Begeman et al., 1991), cerca de 4%, o restante é conhecida como matéria escura. Por fim em 1998 dois grupos independentes, o *Supernova Cosmology Project* e o *High-z Supernova Search*, descobriram que a expansão do universo é acelerada (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999), através da calibração de velas-padrão, as supernovas Tipo Ia (SN-Ia). A responsável pela aceleração da expansão é a componente extra necessária para completar a densidade total do universo, a energia escura, que representa cerca de 73% dessa densidade.

Atualmente a expansão acelerada do universo é um fato observacional bem estabelecido. Evidências em favor da energia escura também são encontradas em análises independentes das SN-Ia, oriundas de várias áreas da cosmologia. Observações das anisotropias do espectro de potências da CMB (Komatsu et al., 2008), estruturas em larga escala (Tegmark et al., 2004; Cole et al., 2005), observações em raios-X de aglomerados de galáxias (Lima et al., 2003), objetos velhos em altos *redshifts* (Krauss, 1997; Alcaniz e Lima, 1999), tamanho angular de fontes de rádio compactas (Gurvits et al., 1999; Lima e Alcaniz, 2002; Jackson, 2004), radio-galáxias (Daly e Guerra, 2002) e *Gamma Ray Bursts* (Schaefer, 2007; Busti et al., 2012) são alguns exemplos dessas evidências.

Determinar a natureza da energia escura é a grande questão da cosmologia moderna. O candidato mais simples à energia escura é a constante cosmológica, que pode ser associada à densidade de energia do vácuo dos campos quânticos (Weinberg, 1989). No entanto uma série de outros candidatos são possíveis por exemplo: campo escalar (Ratra e Peebles, 1988; Maia e Lima, 2002; Carvalho et al., 2006, 2008), matéria X (Turner e White, 1997), decaimento do vácuo (Ozer e Taha, 1986, 1987; Lima e Maia, 1994a; Borges et al., 2008; Lima et al., 2012), gás de Chaplygin (Kamenshchik et al., 2001; Bilić et al., 2002; Bento et al., 2002). Até o presente não podemos descartar essas possibilidades, pois o espaço de parâmetros ainda é bastante degenerado.

Para estabelecer a natureza da energia escura, é interessante tentar eliminar o maior

número possível de candidatos. Para isto precisamos testar seus parâmetros através de dados observacionais que sejam o mais independente possível de modelo cosmológico, ou seja, precisamos de velas padrão, réguas padrão e testes dinâmicos que satisfaçam essa condição. As SN-Ia são velas padrão bem determinadas, cuja calibração é oriunda de uma relação empírica entre a altura do pico da curva de luz e o tempo de decaimento que fornece uma luminosidade absoluta padrão. Esse valor da luminosidade absoluta das SN-Ia fornece um meio para medir distâncias em cosmologia de modo independente de modelo cosmológico e a partir dessa medida estimar o valor dos seus parâmetros.

A definição de réguas e velas padrão é essencial para a cosmologia, pois é a partir desses objetos que podemos testar os parâmetros dos modelos cosmológicos. Por exemplo, podemos inferir esses parâmetros através de medidas de distâncias, já que as réguas e velas padrão fornecem um observável que é um estimador de distância. Das velas padrão inferimos a distância de luminosidade e das réguas padrão as distâncias de diâmetro angular. A primeira é estimada através das luminosidades absoluta e aparente da vela padrão e a outra a partir de uma relação geométrica entre o tamanho físico linear e o tamanho angular observado do objeto.

As SN-Ia fornecem medidas de distâncias até *redshift* $z \approx 1.8$, e para avançarmos no estudo da cosmologia precisamos de medidas mais distantes. Algumas possíveis réguas padrão foram propostas na literatura, mas dificuldades em determinar o limite físico, no óptico, de galáxias (Paolillo et al., 2001) e efeitos de evolução e seleção de fontes de rádio com estruturas de kiloparsec (Buchalter et al., 1998a) não permitem que esses objetos sejam utilizados como réguas padrão. Outra possibilidade são as rádio fontes compactas (RFC), objeto associados a *quasares* com estruturas menores que 100 *pc* observados com a técnica de VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*) (Kellermann, 1993; Gurvits et al., 1999; Lima e Alcaniz, 2000a, 2002; Jackson, 2008).

A “régua padrão” mais bem sucedida até hoje são as réguas estatísticas provenientes das medidas de BAO (Bassett e Hlozek, 2010), mas por serem réguas estatísticas, não representam objetos padronizáveis. As BAO refletem uma distribuição preferencial das galáxias no universo, essa escala de BAO pode ser medida em vários *redshifts* sendo muito sensível à densidade de matéria no universo, mas impõe vínculos muito fracos sobre o valor da densidade da energia escura, permite praticamente qualquer valor para esse modelo.

As RFC constituem o objeto de estudo dessa dissertação, pretendemos encontrar uma calibração do tamanho linear dessas fontes a partir de SN-Ia e então vincular os parâmetros cosmológicos dos principais modelos propostos na literatura, os modelos Λ CDM e XCDM.

No capítulo 1, apresentamos uma rápida revisão do modelo cosmológico padrão. Primeiramente discutimos os fundamentos básicos do modelo, o Princípio Cosmológico e as métricas do tipo FLRW. Em seguida apresentamos as equações que governam a dinâmica cósmica em função da composição do universo, conhecidas como equações de Friedmann. Por fim apresentamos as principais evidências observacionais para modelos com energia escura e também uma breve revisão dos modelos Λ CDM e XCDM.

No capítulo 2, estudamos a escada de distância cósmica. Apresentamos os indicadores primários e secundários de distância assim como a definição de distâncias cosmológicas, ou seja, quando as distâncias são tão grandes que devemos levar em consideração os efeitos da expansão do universo. Por fim discutimos o importante papel de uma régua padrão específica, as fontes de rádio compactas (RFC).

No capítulo 3, analisamos a possibilidade de adotarmos as RFC como régua padrão. Descrevemos desde os primeiros estudos das RFC como ferramenta cosmológica, feitos em 1993 por Kellermann e colaboradores, até os estudos mais recentes. Em seguida, discutimos a possibilidade de efeitos de evolução e seleção das RFC e por fim propomos um método de calibração a partir da coincidência de *redshifts* entre SN-Ia e RFC, do qual emergem duas classes, separadas pelos tamanhos característicos dessas fontes. Com essa calibração apresentamos uma expansão da escada de distância cósmica até *redshift* $z \approx 4$ uma vez que hoje ela se estende até o limite das SN-Ia ($z \approx 1.8$).

No capítulo 4, apresentamos os testes cosmológicos a partir da relação $\theta(z)$ das RFC. Vínculos sobre os parâmetros Ω_M e Ω_Λ são obtidos para os modelos Λ CDM e XCDM. Primeiramente, discutimos os vínculos oriundos dos dados de RFC e por fim são discutidos os vínculos sobre esses parâmetros em uma análise conjunta envolvendo RFC, BAO e CMB. Os resultados foram obtidos através do teste estatístico de χ^2 .

Finalmente, com o intuito de facilitar a consulta de estudantes e pesquisadores interessados no assunto discutido no presente trabalho, informamos que os resultados originais dessa dissertação estão apresentados no capítulo 3, nas seções 3.3 e 3.4, e no capítulo 4.

O Modelo Cosmológico Padrão

Para construirmos um modelo cosmológico, precisamos assumir uma teoria gravitacional e a melhor teoria que dispomos hoje é a Teoria da Relatividade Geral. Além disso, os principais modelos cosmológicos assumem o Princípio Cosmológico como verdadeiro, isto é, adotam um universo homogêneo e isotrópico, fornecendo a descrição geométrica do espaço-tempo mais utilizada hoje.

A cosmologia moderna surgiu com a Teoria da Relatividade Geral (TRG). Em 1917 Einstein propôs o primeiro modelo cosmológico moderno. Nesse modelo o universo é homogêneo, isotrópico, sua composição é apenas matéria não relativística, com geometria espacial curva e estática. Muitos outros modelos foram propostos, várias hipóteses foram testadas e hoje temos um modelo cosmológico que melhor descreve a evolução do universo. Tal modelo, inicialmente conhecido como modelo do *Big-Bang*, após as observações no período de 1998-2005 ficou conhecido como Modelo de Concordância Cósmica.

1.1 Descrição Geométrica do Universo

1.1.1 O Princípio Cosmológico

Como dito anteriormente, o Princípio Cosmológico afirma que o universo é homogêneo e isotrópico, ou seja, pelo menos em grande escala ($\gtrsim 10^2 \text{ Mpc}$) a distribuição das galáxias deve ser homogênea. Os mapas de distribuição de galáxias feitos pelo projeto *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) (Cole et al., 2005), e o mapa da Radiação Cósmica de Fundo (*Cosmic Microwave Background, CMB*) feito pelo projeto WMAP (Komatsu et al., 2008), corroboram essa hipótese. Homogeneidade e isotropia significa que se considerarmos observadores comóveis em um dado instante t , todos esses observadores devem chegar a uma mesma

interpretação do universo, ou seja, as propriedades do universo devem ser as mesmas para todos os observadores comóveis. O Princípio Cosmológico foi proposto formalmente por Milne nos anos 1930 (Walker, 1936), mas antes disso Einstein, Friedmann, Lemaître e de Sitter já haviam usado essas hipóteses para formular modelos cosmológicos desde 1917 até o início da década de 1930.

1.1.2 A Expansão do Universo

A expansão do universo foi uma das maiores descobertas do século XX, em 1929 Edwin P. Hubble (Hubble, 1929), usando o telescópio de 2,5 m do Monte Wilson derrubou o conceito de imutabilidade cósmica, que Einstein havia utilizado para formular seu modelo alguns anos antes¹. Einstein acreditava fielmente que o universo era estático, mas soluções da TRG previam um universo em expansão. Para obter uma solução estática ele introduziu uma constante cosmológica. Depois das descobertas de Hubble, o próprio Einstein abandonou essa idéia e acabou descartando a constante cosmológica.

Mesmo antes da descoberta da expansão do universo, de Sitter (1917); Friedmann (1922) e Friedmann (1924) já haviam obtido soluções expansionistas para as equações da TRG. Hubble, utilizando as medidas de estrelas variáveis tipo cefeidas estimou as distâncias até esses objetos e associou essa medida à distância até a galáxia hospedeira. Analisando o espectro de emissão da galáxia hospedeira, percebeu um desvio das linhas espectrais para o vermelho, isso foi interpretado como uma espécie de *efeito Doppler*, que de fato refletia a velocidade radial da galáxia.

Hubble percebeu que galáxias mais distantes possuíam uma velocidade radial maior, ou seja, um desvio para o vermelho (*redshift*) maior e que essa relação era aproximadamente linear:

$$v = H_0 d, \tag{1.1}$$

essa equação é conhecida como *Lei de Hubble*, onde H_0 é a chamada constante de Hubble, v é a velocidade de afastamento da galáxia e d é a distância até a galáxia.

É importante ressaltar aqui que essa velocidade de afastamento é interpretada como

¹ Em 1927, G. Lemaître já havia chegado as conclusões de Hubble analisando possíveis velocidades de recessão de nebulosas extragalácticas (Lemaître, 1927).

devido a expansão do espaço e não a velocidade da galáxia se movendo no espaço em relação ao observador.

Por razões de simplicidade, é geralmente utilizada uma normalização para a constante de Hubble escrevendo-se $H_0 = h \cdot 100 \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, onde o valor atual de h , medido por Riess et al. (2011) é $h = 0.738 \pm 0.024$. Esse valor será adotado nesta dissertação.

Outro importante aspecto da expansão do universo é que essa descoberta é um dos pilares que sustentam o modelo padrão. Fazendo uma projeção da expansão para o passado, concluímos que em um dado instante ($t \rightarrow 0$) todo universo estava concentrado em um estado de alta densidade e temperatura, portanto dando embasamento à idéia de *Hot Big Bang*.

Medidas precisas de H_0 são muito importantes para a cosmologia moderna. Com esse parâmetro bem determinado diminuimos muito a incerteza sobre outros parâmetros cosmológicos, como a densidade de matéria e de energia escura. Muitos esforços estão sendo realizados para que tenhamos medidas cada vez mais precisas de H_0 , Freedman et al. (2012) afirma que em alguns anos teremos medidas com precisão de 1%.

1.1.3 Métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)

Ainda nos anos 1920 Robertson e Walker deram uma roupagem matemática para a métrica da TRG combinada com o Princípio Cosmológico. Tal métrica é conhecida como *Métrica FLRW*, pois também incorpora resultados obtidos por Friedmann e Lemaître. Esta métrica deve descrever um espaço homogêneo e isotrópico, além de permitir que o espaço-tempo seja curvo, como previsto pela TRG. Essas propriedades são expressas matematicamente como:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right], \quad (1.2)$$

onde r, θ , e ϕ são as coordenadas comóveis espaciais e t é a coordenada temporal que pode ser interpretado como o tempo próprio do observador comóvel (Robertson, 1929). O parâmetro $a(t)$ é definido como fator de escala, isto é, a taxa de expansão do espaço e o termo k representa as suas possíveis curvaturas. No caso $k = 0$ temos uma geometria Euclidiana, ou seja, um espaço 3-dimensional plano. Para $k \neq 0$ temos as geometrias não Euclidianas, isto é, para $k = 1$ e $k = -1$ a métrica representa um espaço curvo, podendo

ser *fechado* ou *hiperbólico*, respectivamente.

O *parâmetro de Hubble* agora pode ser definido como a relação que determina a taxa de expansão de um certo volume V na métrica adotada:

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}}{a} = \frac{1}{3} \frac{\dot{V}}{V}, \quad (1.3)$$

onde cada ponto ($\dot{\cdot}$) sobre as variáveis significa uma derivação em relação ao tempo. a é o fator de escala, que é dependente do tempo. Note que H_0 representa o valor atual da taxa de expansão, isto é, o valor de $H(t)$ em $t = t_0$. Segundo o Princípio Cosmológico, para qualquer observador comóvel, a taxa de expansão medida no tempo t deve ser a mesma para todos esses observadores, isto mostra que a taxa de expansão deve ser a mesma para qualquer ponto do universo.

1.1.4 Redshift

O *redshift* z é a medida do deslocamento das linhas espectrais de um determinado objeto, uma grandeza extremamente importante sendo definida pela espectroscopia desses objetos. Além disso é uma medida direta da expansão do universo, ou seja, esta diretamente ligada ao fator de escala $a(t)$. A relação $a(z)$ pode ser facilmente deduzida como mostrado a seguir.

Considere uma onda eletromagnética emitida por corpo em um dado instante t_1 situado nas coordenadas r_1, θ, ϕ . Essa onda viaja até a origem do sistema, onde está o observador, com coordenadas θ e ϕ constantes ao longo de uma geodésica nula. Da métrica FLRW segue que:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \frac{dr^2}{1 - kr^2} \equiv 0, \quad (1.4)$$

pois a luz se desloca ao longo de geodésicas nulas.

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}, \quad (1.5)$$

onde t_0 representa o instante em que a onda chega até o observador. Agora considerando uma segunda frente de onda que é emitida de r_1 em $t_1 + \delta t_1$, temos:

$$\int_{t_1+\delta t_1}^{t_0+\delta t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}. \quad (1.6)$$

Considerando que o período de uma onda eletromagnética é muito pequeno, o fator de escala não varia muito, portanto podemos escrever (Weinberg, 1972):

$$\frac{\delta t_0}{a(t_0)} = \frac{\delta t_1}{a(t_1)}, \quad (1.7)$$

e como δt_1 e δt_0 são respectivamente os períodos da onda emitida e recebida, temos:

$$\frac{\nu_e}{\nu_0} = \frac{a(t_0)}{a(t_1)} = \frac{a_0}{a_1}. \quad (1.8)$$

Finalmente, introduzindo o parâmetro observável de *redshift* z :

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{a_0}{a_1} - 1, \quad (1.9)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda medido pelo observador e λ_1 é o comprimento de onda emitido pela fonte. Desse modo temos que:

$$a(z) = \frac{a_0}{(1+z)}. \quad (1.10)$$

1.2 Modelos tipo Friedmann-Lemaître

1.2.1 Equação de Einstein e Tensor Energia-Momento

As equações de campo de Einstein estabelecem uma relação entre a geometria de um sistema e seu conteúdo material através do seguinte sistema:

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \chi T_{\mu\nu}, \quad (1.11)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o tensor de Einstein, Λ é a constante cosmológica, $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico do espaço-tempo, $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento. No limite de campos fracos obtemos que a constante de Einstein $\chi = 8\pi G$ (Weinberg, 1972).

Em geral é suposto que a fonte de energia-momento é um fluido perfeito ou uma soma de fluidos perfeitos. Desse modo o conteúdo energético e material do sistema pode ser especificado a partir de duas grandezas termodinâmicas: a densidade de matéria ρ e a

pressão isotrópica do fluido p . Um fluido perfeito é definido como um fluido sem viscosidade e que não conduz calor em um referencial comóvel. Como não existe condução de calor e nem viscosidade, a evolução do cosmos é adiabática.

O tensor energia-momento, $T^{\mu\nu}$, para um fluido perfeito é dado por (Weinberg, 1972):

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}, \quad (1.12)$$

onde u^μ , ρ e p denotam respectivamente a quadrivelocidade, a densidade e a pressão do fluido.

1.2.2 Equações de Friedmann-Lemaître

Para o tensor energia-momento (1.12) e a métrica (1.2) as equações de campo de Einstein podem ser escritas como (Friedmann, 1922, 1924):

$$8\pi G\rho + \Lambda = 3\frac{\dot{a}^2}{a^2} + 3\frac{k}{a^2}, \quad (1.13)$$

$$8\pi Gp - \Lambda = -2\frac{\dot{a}}{a} - \frac{\dot{a}^2}{a^2} - \frac{k}{a^2}. \quad (1.14)$$

As equações acima são conhecidas como equações de Friedmann-Lemaître. Tais equações representam toda a dinâmica do universo, ou seja, elas controlam a evolução do fator de escala $a(t)$. A constante Λ é responsável, nos modelos atuais por uma pressão negativa, mas nos primeiros modelos de Einstein ela era responsável por manter o universo estático ($\dot{a} = 0$ e $\ddot{a} = 0$)

Combinando as equações (1.13) e (1.14) obtemos a equação de conservação de energia:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0. \quad (1.15)$$

O universo é composto por várias componentes de matéria-energia. Nesse caso temos que $\rho = \sum_i \rho_i$, isto é, a soma de cada componente individual que contribui energeticamente. A mesma idéia se aplica à pressão isotrópica, $p = \sum_i p_i$. Assim percebe-se que sabendo a composição do universo podemos determinar sua dinâmica. A maioria dos fluidos de interesse cosmológicos podem ser descritos por uma equação de estado relacionando sua densidade ρ_i com a pressão p_i :

$$p_i = w_i \rho_i. \quad (1.16)$$

Utilizando a equação (1.16) podemos integrar (1.15) obtendo a evolução da densidade de cada uma das componentes cósmicas:

$$\rho_i = \rho_{i0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3(1+\omega_i)}. \quad (1.17)$$

onde ω_i é uma constante.

Atualmente o modelo padrão assume que as componentes energéticas do universo são: matéria não relativística (poeira), radiação e uma componente exótica associada à energia do vácuo, que tem o papel de acelerar a expansão do universo.

A matéria não relativística tem pressão nula ($w_M = 0$) então, de (1.17) obtemos:

$$\rho_M = \rho_{M0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^3. \quad (1.18)$$

Para a radiação ou matéria relativística temos que $w_R = \frac{1}{3}$. Portanto:

$$\rho_M = \rho_{R0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^4. \quad (1.19)$$

Com $w = -1$ temos $p = -\rho$ e da lei de conservação de energia (1.17) obtemos que ρ é constante. Como veremos adiante, este caso representa o tensor energia-momento do vácuo ou a constante cosmológica:

$$\rho_\Lambda = \rho_{\Lambda 0} = \text{constante}. \quad (1.20)$$

1.2.3 Parâmetros Cosmológicos Básicos

É muito importante testar se os modelos cosmológicos propostos na literatura estão de acordo com as observações. Para isto são definidos alguns parâmetros cosmológicos básicos, caracterizando os modelos: a *constante de Hubble* (H_0), o *parâmetro de densidade* (Ω_i) e o *parâmetro de desaceleração* (q_0).

Os *parâmetros de densidade* são definidos a partir da densidade crítica do universo ρ_c . Essa é a densidade total necessária para que o universo tenha curvatura nula, ou seja, adota-se $k = 0$ na equação (1.13) e se obtém que:

$$\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,878 \cdot 10^{-29} h^2 \frac{g}{cm^3}. \quad (1.21)$$

Com a grandeza acima é possível escrever a densidade de cada uma das componentes do universo. Para isso, definimos o *parâmetro de densidade* de uma dada componente i do universo com densidade $\rho_i(t)$ como:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}. \quad (1.22)$$

Assim, é fácil explicitar cada uma das componentes de um determinado modelo e analisar sua contribuição na dinâmica cósmica. Partindo da equação (1.13) para o tempo presente, podemos escrevermos esse parâmetro como:

$$\frac{k}{a_0^2 H_0^2} = \Omega_T - 1, \quad (1.23)$$

onde $\Omega_T = \sum_i \Omega_i$, desse modo a somatória é feita sobre cada uma das componentes de um determinado modelo de universo. Ainda definimos o parâmetro de curvatura como $\Omega_k = -\frac{k}{a_0^2 H_0^2}$ de forma que $\sum_i \Omega_i + \Omega_k = 1$. Portanto, a composição do universo influenciará diretamente na sua curvatura:

$$k > 0 \Rightarrow \sum_i \Omega_i > 1 \Rightarrow \quad \text{Universo Fechado}$$

$$k = 0 \Rightarrow \sum_i \Omega_i = 1 \Rightarrow \quad \text{Universo Plano}$$

$$k < 0 \Rightarrow \sum_i \Omega_i < 1 \Rightarrow \quad \text{Universo Hiperbólico}$$

É possível escrever uma relação entre o *parâmetro de Hubble* e os *parâmetros de densidade* para o modelo cosmológico padrão. Assumindo que sua curvatura é arbitrária e que é composto por energia do vácuo, matéria não relativística e fótons, a partir das equações (1.18), (1.19), (1.20) e (1.13) essa relação pode ser escrita como:

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_M x^{-3} + \Omega_R x^{-4} + \Omega_\Lambda + \Omega_k x^{-2}, \quad (1.24)$$

onde os valores dos *parâmetros de densidade* são os valores medidos hoje ($t = t_0$) e $x \equiv \frac{a}{a_0}$.

Outro importante parâmetro cosmológico a ser definido é o parâmetro de desaceleração $q(t)$:

$$q(t) \equiv -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2}. \quad (1.25)$$

O valor atual desse parâmetro q_0 , é um indicador direto da dinâmica da expansão do universo. Se $q_0 > 0$ temos que $\ddot{a} < 0$ e o estado atual do universo é uma expansão desacelerada. Se $q_0 < 0$, $\ddot{a} > 0$ logo, o universo estará sofrendo uma expansão acelerada.

Na figura (1.1), é apresentado o comportamento do fator de escala com o tempo para as três possíveis curvaturas, quando o universo é composto apenas por matéria. Para um universo fechado, o fator de escala atinge um valor máximo, então passa a contrair até atingir $a(t) = 0$. Esse ponto é conhecido como *Big Crunch*. Para um universo aberto ou plano, o fator de escala expandirá indefinidamente.

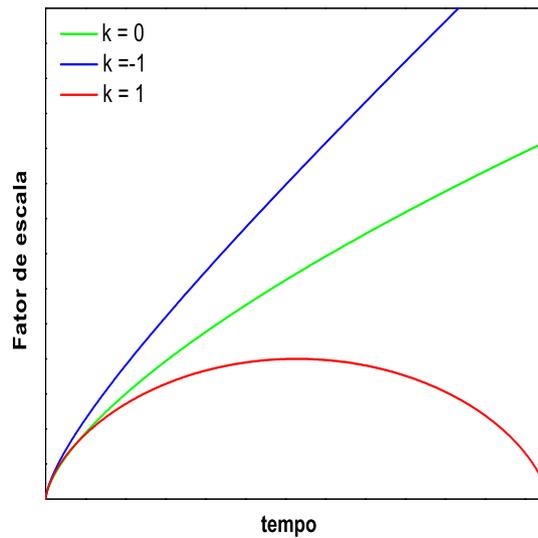


Figura 1.1: Fator de escala em função do tempo para um universo apenas com matéria nos casos: plano, $k = 0$, fechado, $k = 1$, e hiperbólico, $k = -1$.

1.3 O modelo de Concordância Cósmica

Como dito acima a determinação dos valores dos parâmetros cosmológicos é uma importante ferramenta para excluir ou aceitar modelos cosmológicos. Nesta seção apresentamos uma série de observações e medidas que indicam que o modelo padrão, descrito até agora,

é o modelo que melhor descreve o universo visível. As observações da abundância de ${}^4\text{He}$ indicam que a nucleossíntese primordial ocorreu e que desse modo o universo teve sua origem a partir da expansão de uma gás extremamente denso e quente (*Hot Big Bang*). As observações da Radiação Cósmica de Fundo (CMB) indicam um universo isotrópico e com curvatura aproximadamente nula. No modelo ΛCDM , as medidas das oscilações acústica dos bárions (BAO) fixam o presente valor do parâmetro de densidade da matéria ($\Omega_M \approx 0.27$).

Como a nucleossíntese primordial prevê uma abundância de bárions pequena, que não explica o valor inferido atualmente de Ω_M , acredita-se que exista uma matéria que é de origem não bariônica, a chamada matéria escura (Komatsu et al., 2011). As principais evidências de sua existência são observações das curvas de rotação de galáxias espirais, medidas de massa de aglomerados de galáxias através de lentes gravitacionais e medidas do fator de crescimento de estruturas.

Por último temos a mais recente descoberta cosmológica, a aceleração da expansão do universo. A partir das observações de SN-Ia, percebeu-se que estas estavam mais fracas do que deveriam estar se o universo fosse conforme o modelo Einstein-de Sitter (modelo apenas com matéria), então uma nova componente foi sugerida para explicar esse fato: a Energia Escura, que no modelo padrão atual é representada pela constante cosmológica Λ .

1.3.1 A Nucleossíntese Primordial

Segundo a teoria do *Hot Big Bang*, a nucleossíntese primordial (Alpher et al., 1948) deve ter iniciado quando o universo tinha apenas $t \approx 0.01\text{s}$ e durou até $t \approx 100\text{s}$. Logo após a origem do universo, tudo o que existia era uma “sopa” de partículas elementares. Esse plasma primordial era composto principalmente por elétrons, pósitrons, neutrinos, fótons e em muito menor quantidade, prótons e nêutrons. Devido à alta densidade e temperatura esse plasma estava sujeito a fortes interações, de modo que a produção de prótons e nêutrons estava em equilíbrio.



Com a queda da temperatura para 1MeV, devido à expansão do universo, em $t \approx 1s$ a produção de prótons foi favorecida. A fração de prótons e nêutrons congela em $\frac{N_n}{N_p} \approx 0.17$, pois a expansão faz com que a temperatura e densidade diminuam a ponto de parar a produção de prótons. Nessa época o deutério (3H) é produzido, contudo devido a alta temperatura do plasma é facilmente fóto-dissociado. Apenas quando a temperatura cai para 0.1 Mev o 3H deixa de ser destruído e a síntese dos elementos leves começa.

A produção de elementos leves depende fortemente da temperatura, da taxa de expansão e principalmente das taxas de reações fracas e nucleares. As reações fracas determinam a produção de nêutrons e prótons, as reações nucleares determinam a razão entre fótons e bárions (η) e o número máximo de espécies de neutrinos (N_ν).

A produção de elementos leves começa com a formação de uma quantidade expressiva de deutério, hélio-3 (3He), hélio (4He) e lítio (7Li), as condições do plasma ainda permitiram a formação em muito menor quantidade de berílio (Be) e boro (B). A nucleossíntese é cessada pois a queda de temperatura faz com que a pressão sobre o plasma não seja suficiente para a produção de elementos mais pesados. A produção estimada de elementos leves nos interiores estelares é muito pequena em relação à previsão da nucleossíntese primordial portanto, a quantidade de elementos leves observada hoje deve refletir a época da nucleossíntese. Em uma primeira análise Peebles (1966) calculou a abundância de hélio na nucleossíntese primordial como:

$$Y = \frac{2(\frac{N_n}{N_p})}{1 + 2(\frac{N_n}{N_p})} \approx 0.25. \quad (1.27)$$

onde Y é a abundância de He , N_p e N_n são o número de prótons e nêutrons.

Segundo as previsões da nucleossíntese realizadas por Wagoner et al. (1967), a massa bariônica do universo deve ser constituída por cerca de 74% de hidrogênio, 25% de hélio e 1% de elementos mais pesados. Portanto medir a abundância de elementos leves é um grande teste para o modelo do *Hot Big Bang*. Steigman (2006) mostrou que é possível relacionar a razão fóton-bárion η com a abundância dos elementos leves com certa precisão. Komatsu et al. (2011) fornece a abundância de hélio como sendo $0.23 < Y < 0.3$ (1σ) em pleno acordo com as previsões.

As abundâncias de elementos leves dependem dos valores da razão fóton-bárion, $\eta = [2 - 6] \cdot 10^{-10}$ e do número de espécies de neutrinos, $N_\nu < 3.9$ (Steigman, 2000; Copi et al.,

1995). Com essas informações e com a medida da temperatura da radiação cósmica de fundo, estimada como sendo $T_0 = 2.75 \pm 0.001K$ (Smoot et al., 1992) pode-se calcular o conteúdo bariônico do universo segundo a nucleossíntese primordial:

$$\Omega_b h^2 = 0.019 \pm 0.01, \quad (1.28)$$

e

$$\Omega_b = 0.0456 \pm 0.0015. \quad (1.29)$$

As previsões da nucleossíntese primordial sobre o número de espécies de neutrinos está de acordo com os resultados obtidos em aceleradores (Turner e White, 1997).

1.3.2 Matéria Escura

Mesmo que a maioria da informação proveniente de fontes extra-galácticas seja acessada através da radiação eletromagnética, o modelo cosmológico padrão prevê a existência de uma componente exótica, que não interage com a radiação. Essa componente chamada matéria escura é a principal componente material do universo, cerca de 23% da densidade total do universo é matéria escura. Esse tipo de matéria não interage com os fótons (daí o nome “escura”), mas sua interação se dá por meio da atração gravitacional, o que faz com seja detectada em todas as escalas do universo. Evidências em galáxias são encontradas por meio das curvas de rotação, em escala de aglomerados por meio de lentes gravitacionais, medida das velocidades orbitais ou observação da fração de massa de gás, além das evidências apresentadas por BAO e CMB (ver subseções a seguir).

A análise de quantidades dependentes de potenciais newtonianos mostraram que as medidas das massas de galáxias e de aglomerados de galáxias a partir da relação massa-luminosidade estão subestimadas. As primeiras indicações de que a massa total desses sistemas era maior do que a massa luminosa foram descobertas por Zwicky (1933) e Smith (1936). Utilizando o teorema do virial, eles tentaram medir a massa dos aglomerados de Coma e de Virgo, mas perceberam que a massa total estimada era muito maior do que a massa correspondente à matéria bariônica. Essas foram as primeiras evidências da existência de uma matéria não luminosa.

Uma das principais evidências da matéria escura é associada à análise de curvas de rotação de galáxias espirais. Essas curvas são construídas a partir das medidas de velocidades orbitais das estrelas e de nuvens de hidrogênio neutro (HI). Rubin e Ford (1970) mediram a curva de rotação de M31. Era esperado que o comportamento da curva de rotação fosse igual à um corpo rígido para pequenos raios, já que era esperado que a maior parte da massa estivesse concentrada na região mais luminosa. Para médios e grandes raios o comportamento esperado é de uma curva kepleriana.

Para pequenos raios o comportamento esperado foi confirmado, mas surpreendentemente a curva não era kepleriana para grandes distâncias do centro galáctico. O que foi visto é que, para grandes distâncias do centro a curva permanece aproximadamente constante. Esse comportamento vem sendo observado até hoje em diversas galáxias indicando que de fato existe uma componente massiva que é dominante, com relação à matéria luminosa, nas partes mais externas das galáxias. Geralmente, associa-se essa componente à um halo escuro, veja figura (1.2) (Begeman et al., 1991).

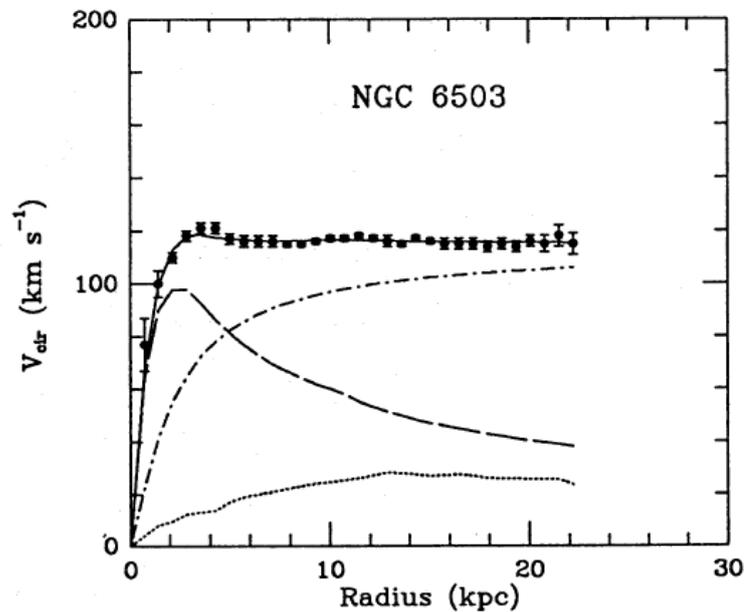


Figura 1.2: Curva de rotação para a galáxia NGC6503. Dados da observação das velocidades orbitais em função da distância ao centro galáctico. A contribuição de cada uma das componente é apresentada, o comportamento não kepleriano da curva é explicado pela presença do halo de matéria escura. Figura retirada de Begeman et al. (1991).

Em aglomerados de galáxias a contribuição da massa do gás interaglomerado é pelo

menos uma ordem de grandeza maior do que a contribuição das estrelas que compõe cada galáxia. Assim, a fração de massa do gás é uma ótima aproximação para a massa bariônica total no aglomerado (Forman e Jones, 1982; White et al., 1993). Com a observação de 19 aglomerados White e Fabian (1995) concluíram que a razão entre a massa total (dinâmica) e a massa de gás de aglomerados é:

$$\frac{M_{gas}}{M_{din}} = 0.056h^{-\frac{2}{3}}. \quad (1.30)$$

Assumindo a razão fóton-bárion em unidades de 10^{-10} como sendo $\eta_{10} = 3 - 5$ e $h = 0.7$ estimaram o valor para o parâmetro de densidade de matéria como sendo:

$$\Omega_M = 0.2 - 0.4. \quad (1.31)$$

Quando analisado juntamente com os dados da nucleossíntese primordial, que prevê $\Omega_b = 0.045 \pm 0.005$, é nítida a necessidade de uma componente não-bariônica, sendo essa outra forte evidência da existência de matéria escura.

Mais recentemente, as observações do aglomerado 1E0657-558, mais conhecido como *Bullet Cluster* mostraram uma evidência clara da existência de matéria escura. Tucker et al. (1998) mostraram que esse objeto é na verdade o resultado da colisão de dois aglomerados, que ainda está em andamento. Esse sistema apresenta componentes naturalmente distinguíveis, cada um dos aglomerados possui uma componente estelar e uma componente de gás interaglomerado, que emite em raios-X. A primeira se comporta como um fluido acolisional enquanto que o gás sofre uma pressão de arrasto, como discutido por Clowe et al. (2006). Desse modo deveríamos ver uma separação muito clara entre as componentes descritas e de fato é isso que acontece. Porém, a partir de mapas de potenciais gravitacionais obtidos através da técnica de lentes gravitacionais fortes e fracas, percebe-se que o centro de massa total de cada aglomerado não acompanha as componentes luminosas (figura 1.3). Isso remete a existência de uma componente não-bariônica, já que o maior potencial não corresponde aos bárions e sim à uma região “escura” do aglomerado.

A necessidade da matéria escura aparece também quando o crescimento de perturbações é analisado. Assumindo que o crescimento dessas perturbações é devido apenas aos bárions, seria esperado que as flutuações de temperatura da CMB fossem aproximadamente cem vezes maiores do que as observadas hoje ($\frac{\delta T}{T} \approx 10^{-5}$) (Komatsu et al., 2011). Com isso

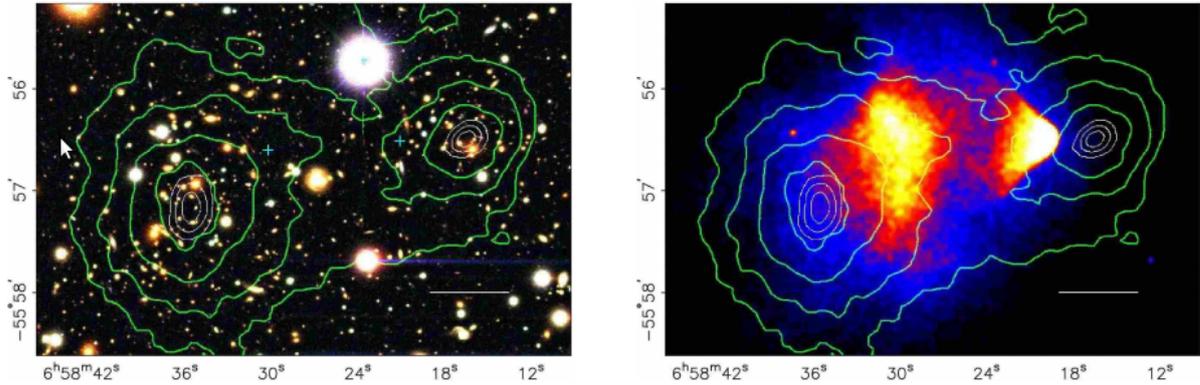


Figura 1.3: Imagens no óptico e em raios-X do *Bullet Cluster*. Vemos que os contornos do potencial gravitacional estão claramente separados das componentes luminosas, indicando a existência de matéria escura (Clowe et al., 2006).

pode-se concluir que para obtermos as estruturas observadas hoje é necessária uma componente escura, pois a matéria bariônica está acoplada aos fótons até o momento da recombinação, sendo assim, as perturbações não teriam tempo suficiente para evoluir e formar as estruturas observadas. Adotando a existência da matéria escura, esse problema é resolvido, pois como ela não interage com a radiação o processo de aglomeração é iniciado após a equipartição ($z \approx 3400$). Então quando a matéria bariônica se separa dos fótons, já existem poços de potencial suficientemente grandes para desenvolver as perturbações.

Peacock (1999) mostrou que a matéria escura deve ser *fria*, isto é, formada por partículas não-relativísticas. Isso é devido ao fato de que a matéria escura *quente* (relativística) apaga as flutuações de pequena escala na época de formação de estruturas, enquanto que a matéria escura *fria*, do inglês CDM (Cold Dark Matter), consegue formar flutuações de pequena escala, que são essenciais para explicar a formação de estruturas. A CDM consegue formar pequenas flutuações que posteriormente podem se combinar e formar maiores estruturas, em um esquema das menores para as maiores (*bottom-up*). Isso está de acordo com o cenário hierárquico, que é o que melhor descreve as observações.

Mesmo tendo uma natureza desconhecida a matéria escura (CDM) é uma peça importante no modelo cosmológico padrão. As análises da nucleossíntese primordial, CMB e formação de estruturas excluem totalmente a possibilidade de a matéria escura ser formada por bárions, mesmo assim ela é uma peça chave em qualquer modelo cosmológico que se propõe a explicar o universo observado.

1.3.3 Radiação Cósmica de Fundo (*Cosmic Microwave Background, CMB*)

Com base nos resultados da nucleossíntese primordial, Gamow e colaboradores (Alpher et al., 1948) chegaram à conclusão de que deveria existir uma radiação cósmica de fundo proveniente do *Hot Big Bang*. Essa radiação de fundo deveria estar de acordo com o princípio cosmológico, ou seja, deveria ser homogênea em primeira aproximação e isotrópica. Também deveria ter um espectro de corpo negro com $T_0 \approx 10\text{K}$. Esse valor foi recalculado por Alpher e Herman nos anos 1950, em uma análise mais completa, concluíram de que essa radiação deveria ter hoje uma temperatura média de 5K.

Nos anos 1965 dois engenheiros da Bell Laboratórios, Penzias e Wilson anunciaram a medida de um fraco sinal de fundo isotrópico. O sinal correspondia a um comprimento de onda de 7.35 cm, o que equivale à uma temperatura de antena de $3.5 \pm 1\text{K}$. A distribuição angular dessa radiação se mostrava isotrópica, portanto impossível de associá-la com fontes discretas e o nível do seu sinal era muitas vezes maior do que qualquer erro sistemático. Portanto, a medida representou a descoberta da radiação prevista por Gamow e colaboradores. Os trabalhos de Penzias e Wilson (1965) e Dicke et al. (1965) foram publicados simultaneamente, onde o primeiro anunciava a descoberta da CMB e o segundo explicava a origem e a importância cosmológica da medida.

Após sua descoberta, a busca por medidas mais acuradas da curva de corpo negro da CMB se tornou uma importante área de pesquisa. Em 1992 o satélite COBE (*Cosmic Background Explorer*) realiza medida acuradas da curva de corpo negro, os resultados são apresentados por Smoot et al. (1992). As medidas realizadas pelo COBE fornecem $T_0 = 2.725 \pm 0.001\text{K}$ e mostram que de fato a CMB é uma radiação que permeia o universo isotropicamente. A CMB apresenta pequenas flutuações de temperatura, mas essas variações de temperatura são da ordem de $\Delta T \approx 10^{-5}$, (Komatsu et al., 2008).

Como mostrado anteriormente pelas equações (1.18) e (1.19), no passado o universo foi dominado pela radiação. A evolução das densidades de matéria e radiação mostra que a matéria passa a dominar o universo em algum instante no passado. Esse momento é chamado de equipartição e aconteceu em $z \approx 3400$. Outro momento importante é a recombinação. Nesse momento os íons, formados na nucleossíntese primordial, se tornam neutros e a radiação passa a viajar livremente, mantendo uma interação mínima com a matéria. Nesse momento é formada a superfície de último espalhamento, ou seja, quando

a CMB interage pela última vez com a matéria. Isso aconteceu em $z \approx 1100$, quando o resfriamento causado pela expansão fez com que as interações entre fótons e elétrons diminuíssem de forma abrupta quando a temperatura era de 3000K, correspondente à uma idade de 10^7 anos.

Toda a informação contida na superfície de último espalhamento é acessada hoje através das medidas da CMB. Antes da recombinação, os fótons da CMB estavam fortemente acoplados à matéria. Portanto, qualquer anisotropia observada hoje na CMB reflete uma sobredensidade na matéria. Essas sobredensidades foram medidas primeiramente pelo COBE, mas o satélite WMAP realizou medidas muito mais precisas em 2005, como mostra a figura 1.4.

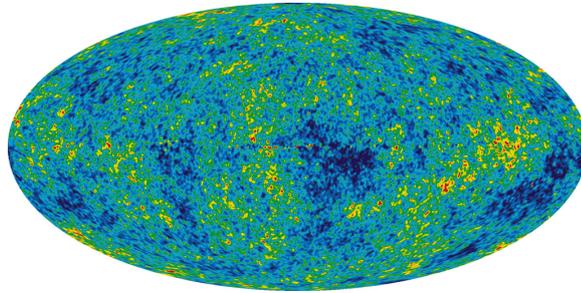


Figura 1.4: Anisotropias da CMB, medidas pelo WMAP. (Komatsu et al., 2008)

As anisotropias da CMB são estudadas a partir do seu espectro de potências, as posições e as amplitudes dessas anisotropias no espectro revelam informações importantes sobre os parâmetros cosmológicos (figura 1.5).

A amplitude e as posições desses picos estão diretamente ligados aos valores dos parâmetros cosmológicos. A posição do primeiro pico está relacionado com a geometria do universo, esse pico reflete o tamanho do horizonte na época da recombinação portanto, a curvatura do universo é refletida no tamanho angular desse primeiro pico.

$$l = \frac{180^\circ}{\theta}. \quad (1.32)$$

A excelente concordância da posição desse pico ($l \approx 220$) e também da largura e posição dos picos acústicos com o modelo padrão indica que o universo é aproximadamente plano ($\Omega_k \approx 0$). A amplitude do primeiro pico e também a altura do segundo pico com relação ao primeiro está ligada a quantidade de bárions no universo. Em relação à quantidade total

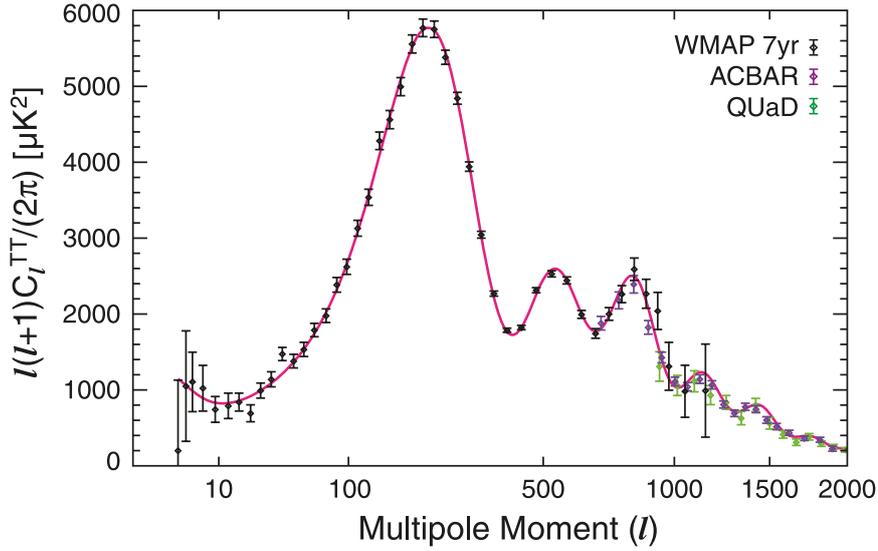


Figura 1.5: Espectro de potências angular da CMB. Komatsu et al. (2011)

de matéria, analisamos a amplitude geral dos picos, ou seja, quanto maior a quantidade de matéria menores são as amplitudes dos picos acústicos. Desse modo o espectro de potências da CMB nos dá informações sobre todos as componentes energéticas do universo (Hu e Dodelson, 2002). As medidas feitas por Komatsu et al. (2011) indicam que a quantidade de energia escura no universo é $\Omega_\Lambda = 0.725 \pm 0.015$, de bárions $\Omega_b = 0.0456 \pm 0.0015$ e de matéria escura $\Omega_{DM} = 0.224 \pm 0.013$, em pleno acordo com o modelo padrão.

1.3.4 Oscilações Acústicas dos Bárions (*Baryon Acoustic Oscillations, BAO*)

Como dito anteriormente, antes da recombinação, os fótons e os bárions estavam fortemente acoplados devido ao espalhamento Thomson. Esse plasma oscilava devido à competição entre as forças da pressão de radiação e a força gravitacional. As “sementes” dessas oscilações são flutuações aleatórias de densidades no fluido fóton-bárion, provenientes da inflação, que usualmente são associadas a flutuações de campos escalares.

Considerando apenas uma onda acústica temos que a velocidade de propagação dessa onda é a velocidade do som no meio (Bassett e Hlozek, 2010) :

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{3(1+R)}}, \quad (1.33)$$

onde

$$R \equiv \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma} \propto \frac{\Omega_b}{(1+z)}. \quad (1.34)$$

Após a recombinação, a interação entre a matéria e os fótons cessa, pois os fótons passam a viajar livremente pelo universo. Deste modo a onda acústica congela, isto é, no instante em que os fótons passam a viajar livremente a pressão de radiação diminui bruscamente e as oscilações deixam de acontecer. Nesse instante a onda de sobredensidade possui um raio que é detectado hoje como uma escala característica de aglomeração de galáxias. A matéria escura interage com os bárions via força gravitacional, portanto a matéria escura tende a se aglomerar preferencialmente nessa mesma escala, facilitando a formação de galáxias. Esta escala foi detectada pela primeira vez por Eisenstein et al. (2005) como um pico na função de correlação de Galáxias Vermelhas Luminosas (LRG) (veja a figura 1.6).

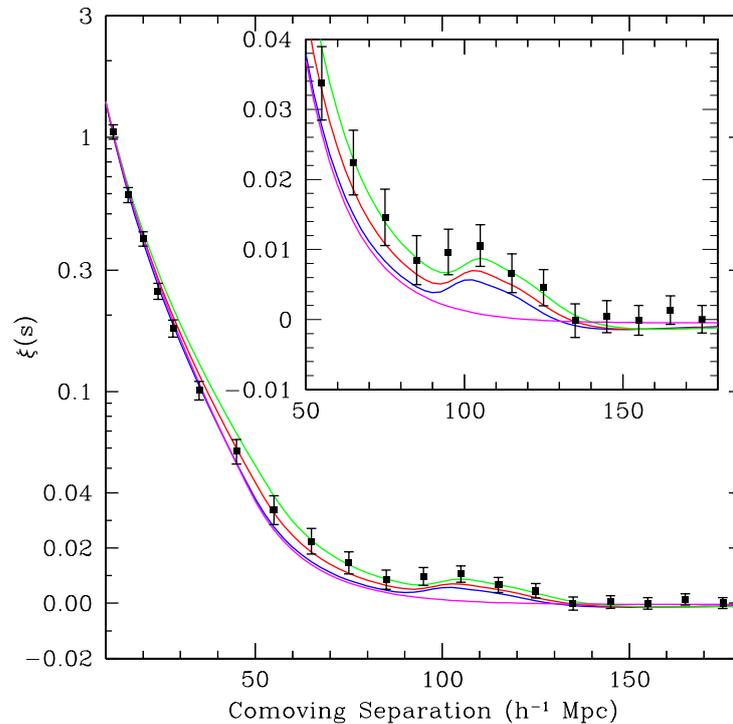


Figura 1.6: Medida do pico acústico das Oscilações Acústicas dos Bárions (Eisenstein et al., 2005).

Supondo que uma galáxia foi formada no centro de uma perturbação inicial de densidade, esse pico na função de correlação representa um raio característico s da onda de sobredensidade propagada, refletindo uma maior probabilidade de encontrarmos uma outra galáxia à essa distância característica. Portanto, quando procuramos um par de galáxias, é mais provável que ele esteja separado por essa distância s , que é muito próxima do hori-

zonte sonoro da onda de acústica dos bárions na recombinação. A dependência de s com a densidade de bárions e de matéria é dada por (Eisenstein e White, 2004):

$$s = \int \frac{c_s dz}{H(z)} = \frac{1}{\sqrt{\Omega_M H_0^2}} \frac{2c}{\sqrt{3z_{eq} R_{eq}}} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + R_{rec} + \sqrt{R_{rec} + R_{eq}}}}{1 + \sqrt{R_{eq}}} \right], \quad (1.35)$$

onde rec se refere à recombinação, eq à equipartição e $z_{eq} = \frac{\Omega_M}{\Omega_R}$. Usando dados da CMB, o horizonte sonoro encontrado é $s = 146.8 \pm 1.8 Mpc$ (Komatsu et al., 2008).

Como discutido em Eisenstein et al. (2005), essa escala de aglomeramento preferencial é uma excelente régua padrão estatística da cosmologia atual. A partir da escala de aglomeramento dada em um determinado *redshift*, podemos estimar os parâmetros cosmológicos através da distância de diametro angular (DDA). A escala de BAO, como é usualmente conhecida, pode ser medida em vários *redshifts*, portanto, expressa-se essa escala em função de uma distância híbrida:

$$D_V = \left[(1+z)^2 D_A^2 \frac{cz}{H(z)} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (1.36)$$

Para os testes cosmológicos, foi proposto que se medisse um outro parâmetro R_z , que é a razão entre a distância do *redshift* medido até a distância do *redshift* da recombinação:

$$R_z = \frac{D_V(z)}{D_V(1089)} = \frac{D_V(z)}{13700} Mpc, \quad (1.37)$$

e

$$R_{0.35} = \frac{D_V(0.35)}{D_V(1089)} = 0.0979 \pm 0.0036. \quad (1.38)$$

Para eliminar a dependência com muitos parâmetros cosmológicos, para z da ordem de 0.35 usa-se o parâmetro $A(z)$, pois a curvatura do universo e a densidade de energia escura não são tão importantes nessa época (Eisenstein et al., 2005):

$$A(0.35) \equiv D_V(0.35) \frac{\sqrt{\Omega_M H_0^2}}{0.35c} = 0.469 \pm 0.017, \quad (1.39)$$

onde c é a velocidade da luz.

A partir da equação acima nota-se que as medidas de BAO fornecem vínculos muito fortes sobre a densidade de matéria Ω_M , além de fornecer uma análise independente de

H_0 , pois o parâmetro $A \propto \frac{1}{E(z)}$. Com base no resultado acima, o parâmetro de densidade de matéria foi estimado como sendo (Eisenstein et al., 2005):

$$\Omega_M = 0.273 + 0.123(1 + \omega) + 0.137\Omega_k \pm 0.025, \quad (1.40)$$

onde ω é o parâmetro da equação de estado da energia escura. A distância $D_V(0.35)$ também foi estimada como (Eisenstein et al., 2005):

$$D_V(0.35) = 1370 \pm 64 \text{Mpc}. \quad (1.41)$$

Combinando os dados de BAO com os dados da CMB os autores obtiveram como melhor ajuste $w = -1$, sendo esse o seu valor efetivo entre $z = 0$ e $z < 0.35$. Para o parâmetro de curvatura o valor obtido foi $\Omega_k = -0.010 \pm 0.009$.

Os dados obtidos de BAO claramente favorecem o modelo padrão, mas medidas definitivas dessa escala são esperadas a partir de grandes *surveys* como BOSS (Percival, W. J. and Reid, B. A. and et al., 2010) e o JPAS (Benítez, N. and et al., 2009) que pretendem em um futuro próximo fornecer fortes vínculos sobre Ω_k e Ω_Λ , através de medidas do BAO radial (Percival, W. J. and Reid, B. A. and et al., 2010; Benítez, N. and et al., 2009)

1.3.5 Supernovas Tipo Ia (SN-Ia)

Até a década de 1990, acreditava-se a melhor descrição do universo fosse dada pelo modelo Einstein-de Sitter, onde as componentes energéticas do universo eram apenas matéria e radiação com curvatura plana. Em 1998, uma nova característica do universo foi descoberta, e mudou totalmente os rumos da cosmologia na época. A descoberta da expansão acelerada do universo trouxe uma nova componente ao modelo padrão: a energia escura, um fluido com pressão negativa, responsável pelo presente estado acelerado do universo.

Antes de 1998 já haviam modelos que consideravam uma expansão acelerada, mas foi com as SN-Ia que esse modelo teve maior visibilidade. Através de melhorias nos métodos de calibração da magnitude absoluta (M) das SN-Ia, usando as suas curvas de luz, permitiram que essas se tornassem uma *vela-padrão*. As SN-Ia são consideradas *velas-padrão*, pois sua magnitude aparente é constante. Em 1996 o grupo *Cálan-Tololo Supernovae Survey* (Hamuy et al., 1996) mediu 18 SN-Ia com $z < 0.1$ e usando medidas independentes de H_0 obteve uma boa calibração para a magnitude aparente desses eventos, hoje os dados

de Amanullah et al. (2010) fornecem $M \approx 19.3$ no pico da curva de luz. Análises mais definitivas sobre a aceleração da expansão foram feitas por dois grupos independentemente: o *Supernova Cosmology Project* e o *High-z Supernova Search*.

O grupo *Supernova Cosmology Project* estudou 42 supernovas cujos *redshifts* estavam entre 0.18 e 0.83, utilizando também as 18 as supernovas com $z < 0.1$ do *Cálan-Tololo Supernovae Survey*. Os resultado obtidos mostraram que um universo com $\Omega_\Lambda = 0$ está excluído com confiança estatística de 99% independentemente geometria espacial adotada. Para o modelo plano, o melhor ajuste obtido foi $\Omega_M = 0.28$. Esse resultado implica em um parâmetro de desaceleração $q_0 = -0.58$. Esse fato indica também que atualmente o universo está passando por uma fase de expansão acelerada, os resultado obtidos foram apresentados por Perlmutter e et al. (1999), veja figura 1.7.

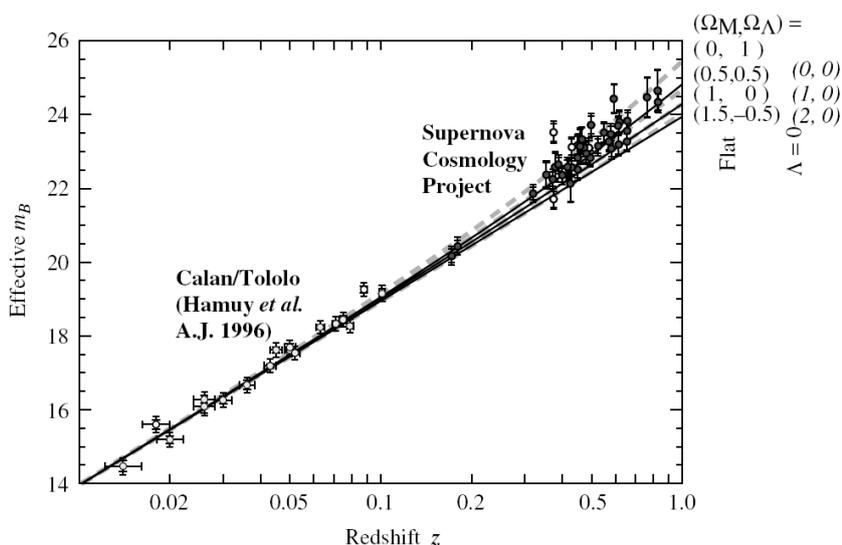


Figura 1.7: Evidência da aceleração da expansão obtida pelo *Supernova Cosmology Project* Perlmutter e et al. (1999).

O grupo *High-z Supernova Search* trabalhou com 16 supernovas cujos *redshifts* estavam entre 0.16 e 0.97. Dentre essas duas do catálogo do *Supernova Cosmology Project* e mais 34 supernovas em baixos redshifts além das 18 supernovas do *Cálan-Tololo Supernovae Survey*. Os resultados obtidos também foram em favor da aceleração da expansão. Modelos com $\Omega_\Lambda = 0$ foram excluídos com confiança estatística de 99,7% independentemente da geometria espacial adotada. O melhor ajuste para o universo plano foi $\Omega_M = 0.28$ e adotando $\Omega_M > 0$ o grupo chegou a conclusão de que $q_0 < 0$ com confiança estatística de

95%. Esses resultados foram publicados por Riess et al. (1998) , veja figura 1.8.

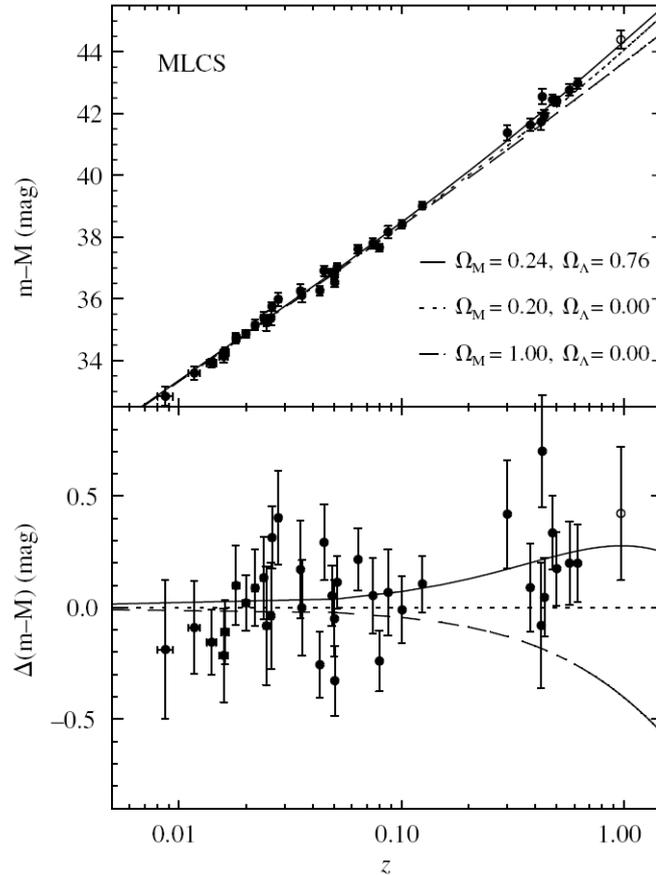


Figura 1.8: Evidência da aceleração da expansão obtida pelo *High-z Supernova Search* Riess et al. (1998).

Nos últimos anos os catálogos de SN-Ia tem crescido muito, um número muito maior de supernovas foi detectado e o intervalo de *redshift* também foi aumentado, em 2009 a amostra do *Constitution* (Hicken et al., 2009) continha 397 supernovas com $0.25 < z < 1.8$. Neste trabalho utilizamos a amostra do *Union2* (Amanullah et al., 2010) contendo 557 SN-Ia com z até 1.5. Com isso o diagrama de Hubble pode ser construído com maior precisão, desse modo corroborando a expansão acelerada do universo, veja figura 1.9

1.3.6 O modelo Λ CDM

Além das evidências fornecidas por SN-Ia, existe uma série de estudos que indicam que de fato a energia escura é necessária para explicar o panorama atual da cosmologia. As observações do espectro de potências da CMB (Komatsu et al., 2008), estruturas em larga

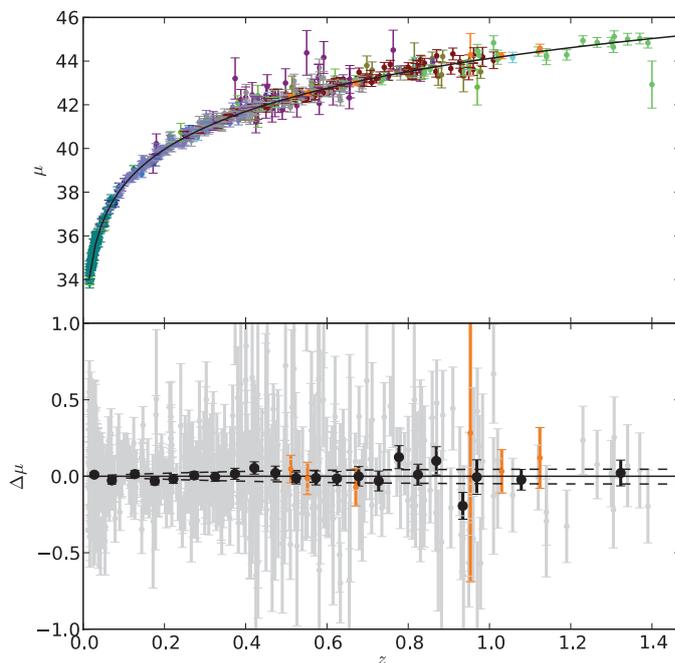


Figura 1.9: Diagrama de Hubble, construído com 557 SN-Ia, Amanullah et al. (2010).

escala (Tegmark et al., 2004; Cole et al., 2005), observações em raios-X de aglomerados de galáxias (Lima et al., 2003), objetos velhos em altos *redshifts* (Krauss, 1997; Alcaniz e Lima, 1999), tamanho angular de fontes de rádio compactas (Gurvits et al., 1999; Lima e Alcaniz, 2002; Jackson, 2004), radio-galáxias (Daly e Guerra, 2002) e *gamma ray bursts* (Schaefer, 2007; Busti et al., 2012) indicam que de fato a energia escura existe, (figura 1.10).

O modelo Λ CDM é conhecido como *Modelo de Concordância Cósmica*, pois esse modelo se adapta muito bem às últimas observações e testes cosmológicos. Os modelos com energia escura possuem algumas variações como, modelos de Quintessência, decaimento do vácuo ou matéria-X, no entanto todos esses modelos assumem que a energia escura está associada à um campo quântico. É conhecido que existem uma série de modelos que tentam reduzir o setor escuro do universo, por exemplo, modelos com criação de matéria escura (Lima et al., 2010), além de outros que propõe uma gravidade modificada, como os modelos $f(R)$ e ainda uma série de tentativas de explicar a energia escura com base em fluidos exóticos, como o gás de Chaplygin. No entanto o modelo padrão é o modelo de constante cosmológica e esse será o foco desse trabalho.

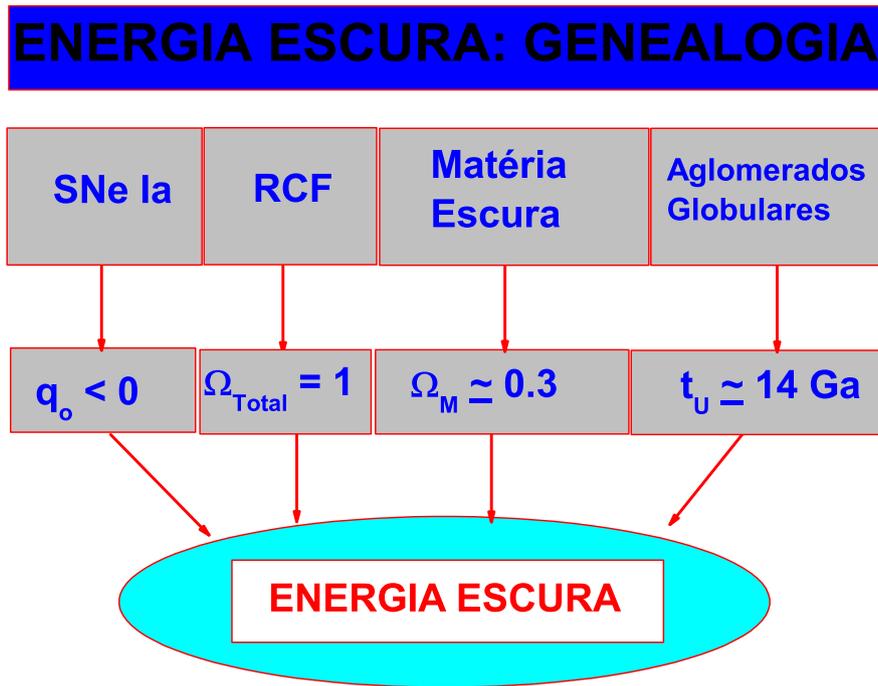


Figura 1.10: Genealogia da energia escura (Lima, 2004).

A constante cosmológica Λ é a solução mais simples e mais antiga, tendo sido proposta por Einstein para tornar o universo estático. Desde então Λ foi rejeitada e reassumida muitas vezes durante a história da cosmologia (Weinberg, 1989). Contudo a importância da constante cosmológica tem sido alvo de grande debate na literatura (North, 1965; Calvão et al., 1992; Lima e Maia, 1994b; Waga, 1993; Sahni e Starobinsky, 2000; Lima, 2004). O último “reaparecimento” da constante cosmológica se deu em 1998 com os dados de SN-Ia e desde então, as principais observações indicam que o modelo da concordância cósmica (Λ CDM) é o o modelo que melhor descreve o universo.

No modelo Λ CDM o universo é assumido como sendo homogêneo e isotrópico, pelo menos em larga escala e é constituído por aproximadamente 27% de matéria, sendo 23% de CDM e 4% de bárions, além de uma constante cosmológica que representa um potencial constante repulsivo. Esse potencial provoca a expansão acelerada hoje, e representa cerca de 73% do conteúdo energético do universo. Com base na evolução das densidades, dadas pelas equações 1.18, 1.19 e 1.20, podemos perceber que o universo deve ter passado por três fases distintas, a era da radiação, onde a densidade de energia dos fótons era dominante, depois o universo passou pela era da matéria e hoje se encontra na era da energia escura,

veja a figura 1.11.

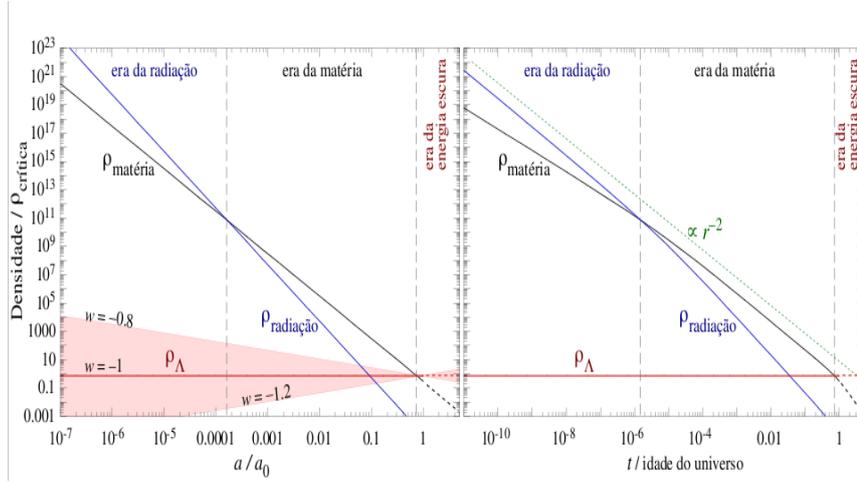


Figura 1.11: Evolução das densidades de energia e eras cosmológicas (Lima Neto, 2012).

A combinação da análise feita por SN-Ia, CMB e BAO é a maior indicação de que o modelo Λ CDM representa muito bem as características do universo. Cada uma das análises fornece uma informação complementar. Naturalmente, percebe-se que os dados de SN-Ia são degenerados em relação à curvatura do universo, os dados de BAO não fornecem bons vínculos para a densidade de energia escura e os dados de CMB não restringem a densidade de matéria. Mas quando essas análises são feitas de forma conjunta, a degenerescência é quebrada e o espaço de parâmetros é muito restringido. As figuras 1.12 e 1.13 mostram esse efeito. Quando combinamos os dados de vários testes cosmológicos, como feito pelo *Supernova Cosmology Project* (Amanullah et al., 2010), ótimos vínculos são obtidos (ver a tabela 1.1):

Como dito anteriormente a constante cosmológica é associada a uma densidade de energia e à uma pressão, que podem ser escritas como:

$$\rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{8\pi G}, \quad (1.42)$$

e

$$p_{\Lambda} = -\frac{\Lambda}{8\pi G}, \quad (1.43)$$

portanto pode ser entendida como um fluido perfeito que obedece à uma equação de estado que é escrita como $p_{\Lambda} = w\rho_{\Lambda}$, onde $w = -1$.

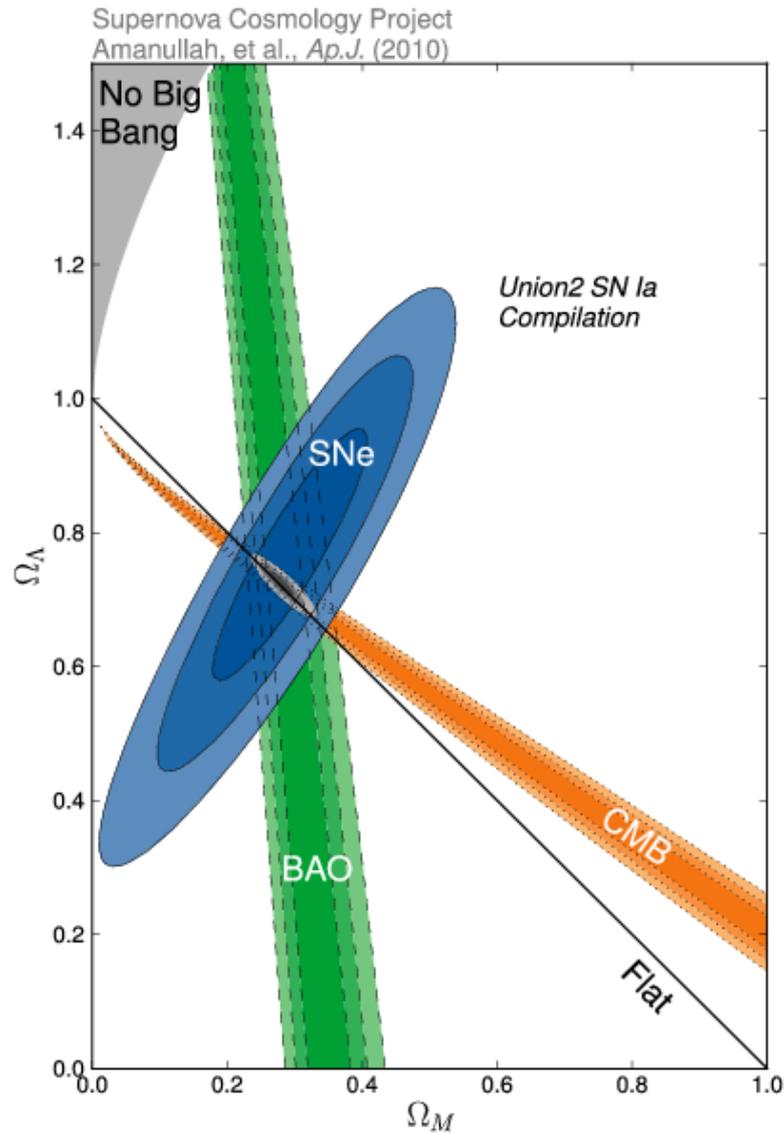


Figura 1.12: Combinação dos dados de CMB, BAO e SN-Ia para Ω_M e Ω_Λ (Amanullah et al., 2010).

A teoria quântica de campos (TQC) fornece uma interpretação para o termo Λ , de modo que se tenha uma explicação física para essa componente e não apenas uma razão fenomenológica. Pode-se entender a constante cosmológica associando-a às flutuações quânticas do estado do vácuo. As flutuações de vácuo quântico produzem uma certa quantidade de energia mínima como comprovado pelo Efeito Casimir (Casimir, 1948; Sparnaay, 1958).

As flutuações desses campos quânticos se deve à relação de incerteza, essas flutuações ocorrem em torno do valor zero enquanto que os valores médios são nulos. Pela invariância de Lorentz o tensor energia-momento desses campos é escrito como $(T_{vac})^{\mu\nu} = \frac{\Lambda g^{\mu\nu}}{8\pi G}$. Isso se reflete em uma equação de estado do tipo $p_{vac} = -\rho_{vac}$, que é igual à equação de estado de

uma constante cosmológica, sendo assim Λ é bem representada pelas flutuações de campos quânticos.

Um importante teste para o modelo é comparar os valores estimados e medidos da densidade de energia dessas flutuações quânticas. Como discutido anteriormente os dados de CMB e BAO apontam para um universo plano, portanto, a densidade total de energia deve ser aproximadamente igual à densidade de energia crítica. Desse modo a densidade de energia da constante cosmológica deve ser da ordem de (Weinberg, 1989):

$$\rho_\Lambda < \rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 10^{-29} \frac{g}{cm^3}, \quad (1.44)$$

este é um limite superior para ρ_Λ .

Por outro lado, a TQC trata o vácuo quântico como um conjunto infinito de osciladores harmônicos quânticos independentes, onde cada um deles contribui para a energia total com suas próprias oscilações de ponto zero. Essas oscilações possuem um modo de vibração que tem frequência ω e contribuem, cada uma com um fator de $\frac{1}{2}\hbar\omega$ para a energia total, (Zel'dovich, 1968). Supondo um campo escalar de massa m , podemos calcular a contribuição de todas as energias de ponto zero. Estima-se essa energia como a soma da energia de todos os modos do campo, desde um modo normal até um número de onda k , que é dado pelo limite de massa do campo escalar (Weinberg, 1972).

$$\langle \rho_{vac} \rangle = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^M k^3 dk = \frac{M^4}{16\pi^2}, \quad (1.45)$$

quando assumidos $M \gg m$ e $\hbar \equiv 1$.

A escala de M delimitará até onde o formalismo da TRG pode ser assumido como aceitável. Pode-se assumir essa escala como sendo a escala da massa de Plank, com isso a densidade de energia que deveria ser observada hoje é da ordem de $\langle \rho_{vac} \rangle = 10^{92} \frac{g}{cm^3}$, ou seja, muito superior ao limite definido anteriormente. De fato essa é a maior discrepância entre previsão teórica e observação em toda a física, cerca de 120 ordens de grandeza! Mesmo assumindo outras escalas para M , como a escala da Cromodinâmica Quântica a diferença permanece superior à 40 ordens de grandeza.

O problema apresentado acima é conhecido como *O Problema da Constante Cosmológica* (PCC). Este é o maior problema do modelo cosmológico padrão, mesmo sem perspectiva de solução alguns modelos fenomenológicos vem sendo propostos com finalidade

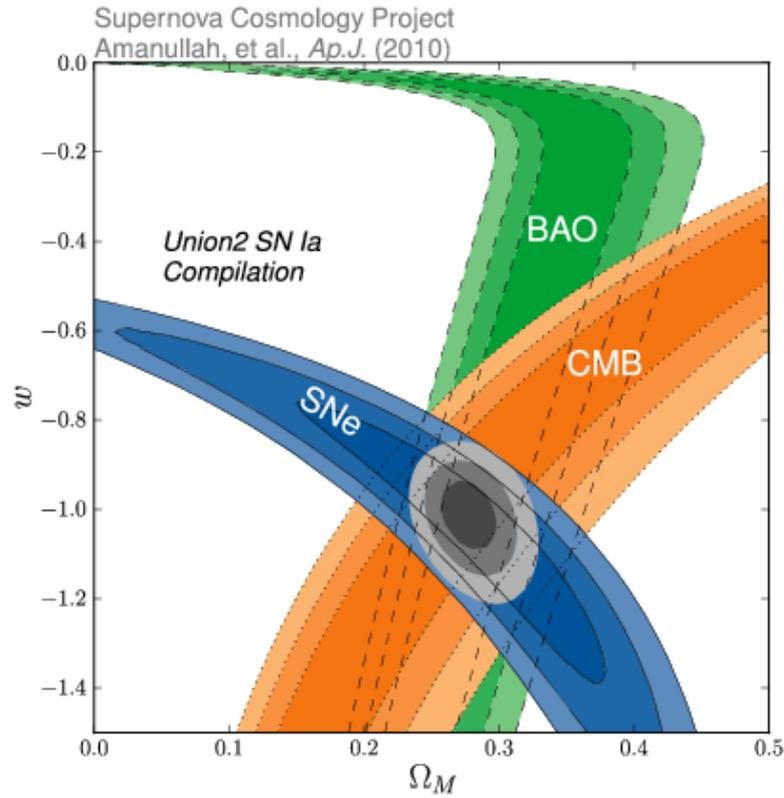


Figura 1.13: Combinação dos dados de CMB, BAO e SN-Ia para Ω_M e w (Amanullah et al., 2010).

de aliviar essa enorme discrepância entre teoria e observação. Neste trabalho abordamos o modelo fenomenológico mais simples criado para resolver esse problema. Esse modelo é conhecido como XCDM e supõe que o termo cosmológico (matéria-X) pode variar em função do tempo cosmológico.

1.3.7 O Modelo XCDM

Essa é uma variação do modelo Λ CDM, assumindo que o universo é composto por matéria escura fria, CDM, e por uma matéria-X, que é tratada como um fluido perfeito. A equação de estado do fluido cosmológico “X” é escrita como $p_x = w(z)\rho_x$, onde $w < -\frac{1}{3}$. Tais valores de $w(z)$ são assumidos com a finalidade de produzir um estágio atual de expansão acelerada do universo, note que quando $w = -1$ o modelo Λ CDM é retomado. Esse modelo é muito discutido atualmente na literatura e tem sido alvo de inúmeros testes (Kowalski et al., 2008; Amanullah et al., 2010), pois permite que exista ou não, evolução do fluido cosmológico. Esse modelo alternativo para cosmologias aceleradas foi proposto primeiramente por Turner e White (1997).

Pode-se esperar que o parâmetro da equação de estado dependa do *redshift*, ou seja, $w = w(z)$. Neste caso, algumas parametrizações fenomenológicas foram propostas. A partir da equação 1.15, a densidade de energia da matéria-X pode ser calculada como:

$$\rho_x(z) = \rho_{x0} \exp \left(\int_0^z \frac{1 + w(z')}{1 + z'} dz' \right). \quad (1.46)$$

Algumas parametrizações foram propostas na literatura, as duas mais relevantes são apresentadas a seguir.

A primeira é uma expansão linear sobre o *redshift*, z , proposta por Huterer e Turner (2001) e por Weller e Albrecht (2002) como:

$$w(z) = w_0 + w_1 z, \quad (1.47)$$

onde $w_1 = \frac{dw(z)}{dz}$. Desse modo, a densidade de energia pode ser escrita como:

$$\rho_x(z) = \rho_{x0} (1 + z)^{3(1+\omega_0-\omega_1)} \exp 3\omega_1 z. \quad (1.48)$$

Devido ao fato de que essa equação diverge para altos *redshifts*, uma segunda parametrização importante foi proposta por Chevallier e Polarski (2001) e Linder (2003) a fim de resolver esse problema, que é escrita como:

$$w(z) = w_0 + w_a \frac{z}{1 + z}, \quad (1.49)$$

onde a densidade de energia é escrita como:

$$\rho_X(z) = \rho_{X0} (1 + z)^{3(1+w_0+w_a)} e^{-\frac{3w_a z}{1+z}}, \quad (1.50)$$

Nesse caso em altos *redshifts* o parâmetro w tende para $w = w_0 + w_a$, resolvendo o problema uma vez que, esses valores são estimados através de testes estatísticos. Outras parametrizações foram propostas, um resumo dessas foi feito por Johri (2004).

Ainda é conveniente assumir que não existe evolução de w , mas é importante lembrar que se $w \neq -1$ a densidade de energia do fluido cosmológico responsável pela aceleração da expansão não é constante. Nesse caso existem dois intervalos de maior interesse e discussão na literatura, o primeiro compreende que $-\frac{1}{3} < w \leq -1$, que é conhecido como modelo Λ CDM padrão. O segundo intervalo fornece $w < -1$ sendo conhecido por XCDM

extendido ou energia fantasma (*phantom energy*). Esse modelo, proposto por Caldwell (2002), prevê a existência de um “*Big Rip*”, ou seja, uma singularidade em um tempo finito, devido ao crescimento da densidade de energia da matéria-X.

Os últimos testes desses modelos foram feitos a partir da combinação dos dados de SN-Ia, BAO e CMB por Amanullah et al. (2010), eles são apresentados na tabela abaixo (1.1) e na figura 1.14. Como esperado os dados fornecem fortes evidências de que $w \approx -1$ e que de fato o modelo padrão, Λ CDM, é uma ótima interpretação para o universo observado.

Tabela 1.1 - Resultados para o modelo Λ CDM da amostra do Union2, Amanullah et al. (2010)

	Ω_M	$\Omega_M(sys)$	Ω_k	$\Omega_k(sys)$	w	$w(ssy)$
SNe	$0.270^{+0.021}_{-0.021}$	$0.274^{+0.040}_{-0.037}$	0 (fixo)	0 (fixo)	-1 (fixo)	-1 (fixo)
SNe+BAO+ H_0	$0.309^{+0.032}_{-0.032}$	$0.316^{+0.036}_{-0.035}$	0 (fixo)	0 (fixo)	$-1.114^{+0.098}_{-0.112}$	$-1.154^{+0.131}_{-0.150}$
SNe+CMB	$0.268^{+0.019}_{-0.017}$	$0.269^{+0.023}_{-0.022}$	0 (fixo)	0 (fixo)	$-0.997^{+0.050}_{-0.055}$	$-0.999^{+0.074}_{-0.079}$
SNe+BAO+CMB	$0.277^{+0.014}_{-0.014}$	$0.279^{+0.017}_{-0.016}$	0 (fixo)	0 (fixo)	$-1.009^{+0.050}_{-0.054}$	$-0.997^{+0.077}_{-0.082}$
SNe+BAO+CMB	$0.278^{+0.014}_{-0.014}$	$0.281^{+0.018}_{-0.016}$	$-0.004^{+0.006}_{-0.006}$	$-0.004^{+0.006}_{-0.007}$	-1 (fixo)	-1 (fixo)
SNe+BAO+CMB	$0.281^{+0.016}_{-0.015}$	$0.281^{+0.018}_{-0.016}$	$-0.005^{+0.007}_{-0.007}$	$-0.006^{+0.008}_{-0.007}$	$-1.026^{+0.055}_{-0.059}$	$-1.035^{+0.093}_{-0.097}$

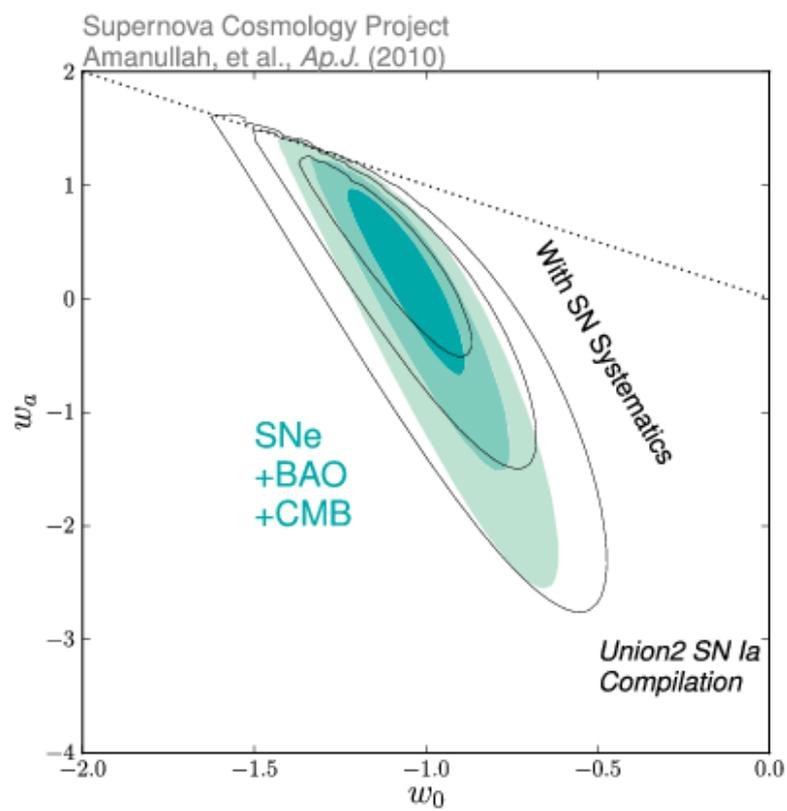


Figura 1.14: Vínculos sobre as parametrizações da matéria-X (Amanullah et al., 2010).

A Escada de Distância Cósmica

A maior dificuldade em medir distâncias é exatamente o fato de não podermos adotar o mesmo método, ou seja, utilizar o mesmo conjunto de indicadores para escalas cada vez maiores, por isso neste capítulo apresentamos a escada de distância cósmica.

Para que medir distâncias cada vez maiores é necessário que exista uma calibração dos dados por métodos locais. Primeiramente discutimos os estimadores primários de distâncias. Esses métodos são baseados na geometria plana e na calibração da luminosidade absoluta de alguns objetos usando métodos cinemáticos ou uma série de indicadores locais.

Embora possam ser inferidos diretamente, os indicadores primários acessam apenas objetos em *redshifts* muito baixos, da ordem de 10^{-2} , onde os efeitos de expansão e curvatura espacial são desprezíveis. O próximo degrau dessa escada cósmica é representado pelos indicadores secundários de distância. Esses indicadores se encontram até $z \approx 2$ e suas distâncias são inferidas a partir das luminosidades absolutas. A luminosidade absoluta desses objetos é calibrada utilizando os indicadores primários ou com o próprio indicador calibrado em baixos *redshifts*. Para acessar aos parâmetros da dinâmica cosmológica, precisamos medir distâncias cada vez maiores. Tais medidas levam em consideração os efeitos da expansão e da curvatura do universo. Por fim apresentamos um candidato a ser classificado como *régua-padrão*, as rádio fontes compactas (RFC). Tais objetos são medidos até $z \approx 4$ e podem ser calibrados a partir dos indicadores secundários de distâncias.

2.1 Indicadores Primários de Distância

As medidas de distâncias feitas através desses indicadores primários são obtidas por métodos cinemáticos ou pelo *módulo de distância* de objetos locais. O principal método

cinemático é a medida da paralaxe trigonométrica. O *módulo de distância* é obtido através da calibração da luminosidade absoluta de determinados objetos, utilizando as medidas primárias de paralaxe. Nesta seção seguiremos a abordagem apresentada por Weinberg (1972, 2008).

2.1.1 Paralaxe Trigonométrica

O movimento anual da Terra em torno do Sol, provoca um efeito de movimento aparente das estrelas locais em relação às estrelas de fundo, que permanecem praticamente imutáveis. O ângulo desse deslocamento pode ser medido e através disso podemos calcular a distância até a estrela. A partir de medidas precisas desse ângulo paralático, e utilizando uma relação geométrica simples, podemos estimar a distância como:

$$d = \frac{UA}{p}, \quad (2.1)$$

onde UA é chamada *unidade astronômica* ($UA = 1.496 \cdot 10^8 \text{ km}$) e corresponde à distância média entre a Terra e o Sol. O ângulo da paralaxe, p é geralmente medido em segundos de arco. Definimos que a distância correspondente à paralaxe de $1''$ é igual a um *parsec* (1 pc), que corresponde à $3.0856 \cdot 10^{13} \text{ km}$ ou aproximadamente 3.26 anos-luz (veja figura 2.1).

Os efeitos de extinção atmosférica e de *seeing*¹ prejudicam muito as medidas de paralaxe trigonométrica. Desse modo ângulos menores que $0.003''$ são muito difíceis de se medir, isso faz com que as distâncias medidas por paralaxe trigonométrica estejam limitadas até 30 pc . Um avanço significativo foi alcançado com o lançamento do satélite Hiparcos. Cerca de 120 mil estrelas tiveram suas paralaxes medidas com erro não superior à 10%, sendo que algumas dessas estrelas estão a distâncias maiores que 100 pc .

2.1.2 Luminosidade Aparente

Conhecendo a luminosidade absoluta de um objeto e medindo o seu fluxo, que é chamado também de luminosidade aparente l , podemos inferir a distância até ele através da relação:

¹ *seeing* é um efeito provocado pelo vento, tal efeito provoca um “borrão” na imagem.

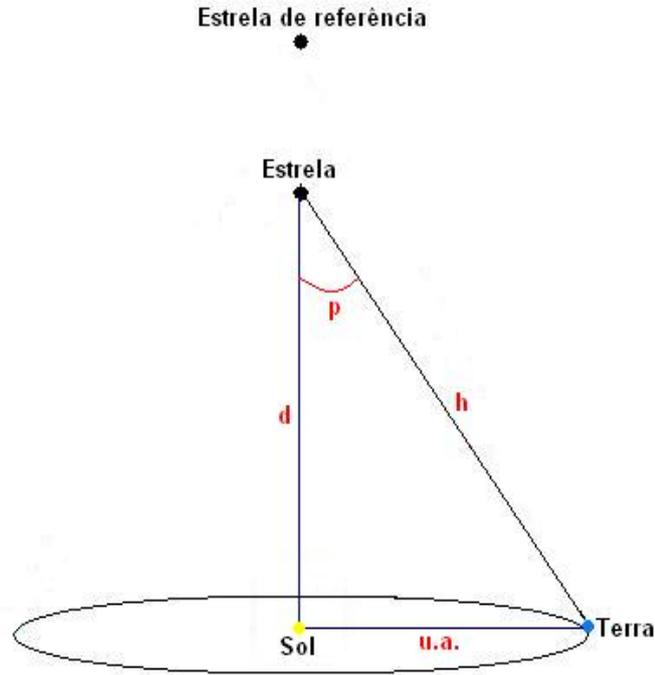


Figura 2.1: Determinação da distância pelo método de paralaxe trigonométrica

$$l = \frac{L}{4\pi d^2}, \quad (2.2)$$

onde L é a luminosidade absoluta do objeto e d é a distância.

Devido a fatores históricos, em astronomia utilizamos o sistema de magnitudes para relacionar as luminosidades aparente e absoluta. A magnitude bolométrica aparente m é a magnitude total, observada em todos os comprimentos de onda. m é definida a partir da medida do fluxo de um objeto pela relação:

$$l = 10^{-\frac{2m}{5}} \times 2.52 \cdot 10^{-5} \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\text{s}}. \quad (2.3)$$

A magnitude absoluta M é definida como sendo a magnitude aparente que o objeto teria a uma distância de 10 pc . A relação entre luminosidade e magnitude absoluta é dada por:

$$L = 10^{-\frac{2M}{5}} \times 3.02 \cdot 10^{35} \quad \frac{\text{erg}}{\text{s}}. \quad (2.4)$$

A partir dessas relações podemos conhecer a distância até determinado objeto:

$$d = 10^{1 + \frac{m-M}{5}} \text{ pc}, \quad (2.5)$$

$m - M = \mu$ que é o *módulo de distância*. Usualmente utiliza-se as medidas diretas de μ para explicitar a distância até os objetos:

$$\mu = m - M = -5 + 5 \log d \quad (\text{pc}). \quad (2.6)$$

Existe uma série de estrelas que possuem parâmetros observáveis que podem ser relacionados com suas magnitudes absolutas. As estrelas que estão na sequência principal do diagrama H-R (Hertzprung-Russel), estão em uma fase de queima de hidrogênio em seu núcleo. As estrelas que estão nessa faixa obedecem uma relação entre a cor e sua luminosidade absoluta, que depende da massa da estrela. Uma vez que medimos a cor e estimamos a massa da estrela, podemos calibrar essa relação. A calibração também pode ser feita utilizando paralaxe trigonométrica. O satélite Hiparcos, utilizando as medidas de paralaxe trigonométrica de estrela na sequência principal, melhorou significativamente essa relação. Com essas calibrações podemos medir distância de até 10^5 pc a partir do módulo de distância μ de estrelas na sequência principal.

Estrelas variáveis fornecem uma boa relação entre algum parâmetro observável e sua magnitude absoluta. Existem dois principais tipos de estrelas variáveis: Estrelas tipo RR Lyrae e as variáveis cefeidas. Essas estrelas possuem uma relação entre seu período e sua magnitude absoluta. As estrelas RR Lyrae possuem um período de 0.2 a 0.8 dias, utilizando métodos cinemáticos foi possível a calibração desses objetos e observou-se que sua magnitude absoluta é aproximadamente constante. Identificando esses objetos e medindo sua magnitude aparente, m , podemos estimar sua distância. A partir desse indicadores mede-se distâncias de até $3 \cdot 10^5 \text{ pc}$.

As estrelas variáveis cefeidas tem esse nome devido à primeira estrela desse tipo que foi detectada, a δ *Cephei*. Essas estrelas tem períodos entre 2 e 45 dias e são muito luminosas. Em 1912 Henrieta Leavitt descobriu que essas estrelas apresentam uma correlação entre o seu período e sua luminosidade. A partir da calibração da distância até estrelas cefeidas locais, feitas por paralaxe trigonométrica, conseguiu-se uma boa calibração para essa relação.

Isso permitiu que Hubble, em 1923, determinasse a distância até a galáxia M31 (Andrômeda)

e conseqüentemente mostrasse que esse objeto não fazia parte da nossa galáxia, dando origem a chamada astronomia extragaláctica. Como no caso das estrelas RR Lyrae, medindo a magnitude aparente e conhecendo a magnitude absoluta através da calibração pela relação período-luminosidade, podemos estimar a distância até a estrela a partir de μ . As distâncias medidas com paralaxe trigonométrica são da ordem de $3 \cdot 10^7$ pc. Para medir distâncias ainda maiores e, portanto, estimar os parâmetros cosmológicos, precisamos dos indicadores secundários de distância.

2.2 Indicadores Secundários de Distância

Os indicadores secundários de distância estão em *redshifts* mais altos. Objetos que estão em $z > 0.5$ já refletem os efeitos da expansão e da curvatura do espaço nas medidas de distância. Como estamos tratando de distâncias muito maiores precisamos de objetos que sejam muito mais luminosos. Os indicadores secundários de distâncias são galáxias ou SN-Ia, que são tão luminosas quanto o núcleo de uma galáxia inteira. Com o lançamento do *Hubble Space Telescope* (HST), medidas precisas de variáveis cefeidas foram feitas até cerca de 30 Mpc e isso permitiu que esses indicadores secundários fossem calibrados. Na literatura existem vários objetos que estão sendo propostos como indicadores secundários de distância, mas nesta seção vamos nos concentrar nos indicadores que estão melhor estabelecidos.

2.2.1 A Relação de Tully–Fisher

A massa de galáxias espirais está relacionada com a sua luminosidade absoluta. Isto significa que se tivermos um modo de estimar a massa de uma galáxia, podemos encontrar sua luminosidade absoluta e conseqüentemente a distância a partir da equação (2.6). Considerando a medida do alargamento das linhas de absorção de 21 cm, devido à rotação da galáxia, podemos estimar qual a sua velocidade máxima de rotação. A medida da velocidade máxima de rotação está correlacionada com a medida da massa dessa galáxia. Portanto, existe uma correlação entre a massa total da galáxia e sua luminosidade. Essa relação é conhecida como *relação Tully-Fisher* (Tully e Fisher, 1977). O observável desse indicador é o alargamento da linha de 21 cm. A relação entre a luminosidade absoluta e o alargamento da linha espectral é dado por (Combes et al., 2002):

$$L = k\Delta V^\alpha, \quad (2.7)$$

onde k é uma constante de proporcionalidade e $\alpha \approx 4$. Com isso podemos medir a luminosidade absoluta, ou seja, a magnitude absoluta e através da medida da magnitude aparente podemos estimar o *módulo de distância* μ .

2.2.2 A Relação de Faber–Jackson

Essa relação foi obtida empiricamente por Faber e Jackson (1976) e fornece uma relação direta entre dispersão de velocidades de galáxias elípticas e sua luminosidade absoluta. Essa relação pode ser explicada teoricamente a partir do teorema do virial, que relaciona a velocidade quadrática média σ com a massa da galáxia. Mais uma vez a massa total da galáxia está correlacionada com sua luminosidade absoluta, portanto uma relação entre σ e L pode ser escrita como (Combes et al., 2002):

$$L = k\sigma^4, \quad (2.8)$$

onde k é uma constante de proporcionalidade. Novamente medindo m e também σ podemos inferir a distância a partir do μ .

2.2.3 O Plano Fundamental

Tendo em vista que a relação de Faber-Jackson leva em consideração que a relação massa-luminosidade depende também do brilho superficial da galáxia e conseqüentemente da sua área. Esse método, proposto por Dressler et al. (1987) ajusta melhor a luminosidade absoluta levando em consideração o brilho superficial $\langle SB \rangle$. Nesse caso a relação Faber-Jackson pode ser escrita como (Djorgovski e Davis, 1987):

$$L \approx \sigma^{3.45} \cdot \langle SB \rangle^{-0.86}. \quad (2.9)$$

Mais uma vez medindo m , σ e agora também o brilho superficial, podemos calcular a distância através do μ .

2.2.4 Supernovas Tipo Ia

Supernovas do tipo Ia (SN-Ia) são eventos extremamente brilhantes, ocorrendo quando anãs-brancas, em sistemas binários, acretam massa até chegar próximo do limite de Chandrasekhar ($\approx 1.4M_{\odot}$). Esse limite é a maior massa que uma estrela sustentada pela pressão de elétrons degenerados pode suportar (Hoyle e Fowler, 1960). Quando esse limite de massa é atingido a estrela se torna instável, sua temperatura e densidade aumentam a ponto do sistema queimar carbono e oxigênio em níquel. Isso faz com que ocorra uma explosão que tem brilho equivalente ao núcleo da galáxia hospedeira.

Como todas as SN-Ia tem massas parecidas quando explodem, a luminosidade absoluta desses objetos deve ser muito parecida. Recentemente as pesquisas indicam que as pequenas variações estão relacionadas com o pico da curva de luz e o tempo de decaimento da SN-Ia (Phillips, 1993). Desse modo, pode-se obter uma calibração para a magnitude absoluta M . Como M é aproximadamente constante, as SN-Ia são conhecidas como *velas-padrão* e como esses objetos podem ser medidos em altos *redshifts* eles tem um papel importante na determinação dos parâmetros cosmológicos, como descrito no capítulo anterior. Neste trabalho utilizaremos SN-Ia medidas até o *redshift* $z \approx 1.5$.

2.3 Distâncias em Cosmologia

Quando medimos distâncias em altos *redshifts* devemos levar em consideração a curvatura do espaço-tempo e os efeitos da expansão do universo bem como o seu conteúdo material. Nesses casos a medida de distância varia de acordo com o método de observação, isto é, as medidas de distâncias em cosmologia não são invariantes. Existem dois principais métodos de medidas de distâncias em cosmologia, a distância de luminosidade (D_L) e a distância de diâmetro angular (D_A).

Para facilitar a compreensão dos métodos definimos uma distância comóvel (D_C) como sendo a distância entre dois objetos que não varia com o tempo, desde que esses dois objetos estejam se movendo no fluxo de Hubble. Em outras palavras, a distância comóvel é a distância percorrida por um fóton que é emitido por um desses objetos e detectado no segundo objeto dividido pela razão do fator de escala do universo no instante de emissão do fóton e no instante de detecção, isto é, a distância comóvel é a distância própria, que

é a distância que seria medida entre os objetos se congelássemos a expansão, multiplicada por $(1 + z)$.

Quando medimos a distância comóvel entre nós e um objeto distante devemos computar o efeito da expansão desde o início, isso significa que a distância comóvel é dada por uma integral desde $z = 0$ até o *redshift* do objeto. Podemos então escrever as equações para as distâncias comóveis levando em consideração a curvatura do espaço, Weinberg (1972, 2008):

$$\begin{cases} D_C = \frac{1}{H_0} \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \sin[\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}] & \text{para } \Omega_k < 0, \\ D_C = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} & \text{para } \Omega_k = 0, \\ D_C = \frac{1}{H_0} \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh[\sqrt{\Omega_k} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}] & \text{para } \Omega_k > 0. \end{cases} \quad (2.10)$$

A partir das equações de Friedmann-Lemaître (1.13) e (1.14) podemos escrever a função $E(z)$ para o modelo Λ CDM como (Peebles, 1993; Weinberg, 2008):

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}. \quad (2.11)$$

Agora podemos definir as distâncias de luminosidade e de diâmetro angular a partir de um invariante, a distância comóvel. Ainda podemos definir a distância de Hubble, ela é importante para estudarmos o comportamento adimensional das curvas de distâncias de luminosidade e de diâmetro angular, (Hogg, 1999):

$$D_H = \frac{1}{H_0}. \quad (2.12)$$

2.3.1 Distância de Luminosidade

A distância de luminosidade é definida pela relação entre o fluxo bolométrico, ou luminosidade aparente (l), e a luminosidade absoluta (L) de um determinado objeto. Essa relação foi descrita na equação 2.2, quando isolamos a distância (d) obtemos a definição de distância de luminosidade, (Weinberg, 1972):

$$D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi l}}. \quad (2.13)$$

Teoricamente, podemos escrever a distância de luminosidade a partir da distância

comóvel, desse modo levando em consideração o conteúdo material e a curvatura espacial do universo (Weinberg, 1972; Hogg, 1999):

$$D_L = (1 + z)D_C. \quad (2.14)$$

A figura (2.2) mostra o comportamento das curvas de distância de luminosidade para 3 modelos de universo do tipo Λ CDM.

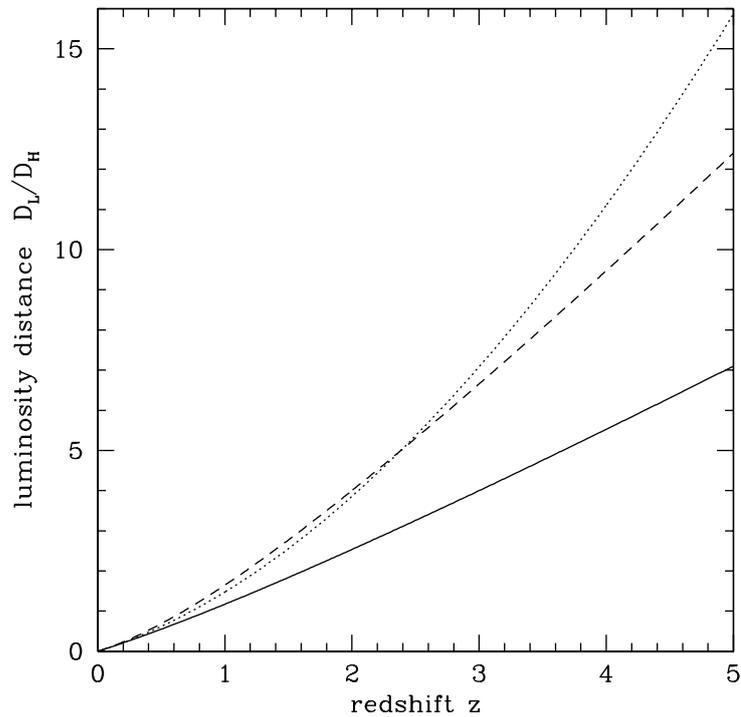


Figura 2.2: Distância de luminosidade adimensional ($\frac{D_L}{D_H}$). Cada uma das curvas representa um modelo de universo, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ curva sólida; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.05, 0)$ curva pontilhada; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.2, 0.8)$ curva tracejada (Hogg, 1999).

Desse modo vemos a importância das velas padrão, uma vez medida a luminosidade aparente de um objeto que tenha sua luminosidade absoluta calibrada, podemos estimar os parâmetros cosmológicos a partir da medida da distância de luminosidade.

2.3.2 Distância de Diâmetro Angular

Considere um objeto com tamanho intrínseco ou próprio, D e que esteja em um dado *redshift* z . Quando observado da Terra esse objeto terá um tamanho angular θ . Desse

modo definimos a distância de diâmetro angular D_A por analogia a geometria euclideana, considerando o tempo que os fótons levam para chegar até o observador (Weinberg, 1972):

$$D_A = \frac{D}{\theta}, \quad (2.15)$$

Como no caso da distância de luminosidade, podemos escrever a distância de diâmetro angular a partir dos parâmetros cosmológicos. A definição vem da distância comóvel, (Hogg, 1999; Weinberg, 1972)

$$D_A = \frac{D_C}{(1+z)}. \quad (2.16)$$

Quando comparamos a equação acima com a equação (2.14), vemos que ambas estão relacionadas por:

$$\frac{D_L}{D_A} = (1+z)^2, \quad (2.17)$$

onde vemos que para $z \ll 1$ as distâncias são equivalentes, conforme o esperado. Essa relação é conhecida como relação de *dualidade das distâncias*.

A distância de diâmetro angular depende da observação de fontes que tenham o mesmo comprimento intrínseco, ou seja, réguas padrão. Estudos têm sido realizados utilizando fontes de rádio compactas, considerando que tais fontes não devem sofrer evolução (Kellermann, 1993; Lima e Alcaniz, 2002), ou considerando que o tamanho evolua como uma lei de potência do tipo $D = D_0(1+z)^\alpha$ (Buchalter et al., 1998b; Gurvits et al., 1999).

A figura (2.3) mostra o comportamento das curvas de distância de diâmetro angular para três modelos de Universo. Nota-se uma característica importante dessas curvas, quando $z \rightarrow \infty$ a distância não cresce indefinidamente. De fato vemos que existe um decréscimo na distância de diâmetro angular ou um aumento no tamanho angular em $z \approx 1$, fazendo com que objetos mais distantes apareçam com um tamanho angular maior, ou seja, esses objetos estão a uma distância de diâmetro angular menor embora estejam de fato mais longe do observador. Esse efeito é uma consequência direta da expansão do universo e da velocidade finita da luz.

Medir o tamanho de objetos a distâncias cosmológicas é um problema de longa data e sua solução contém dois principais aspectos: (i) uma aplicação para definir as propriedades físicas da fonte ou sua calibração, e (ii) utilizá-los em testes cosmológicos. Os testes mais

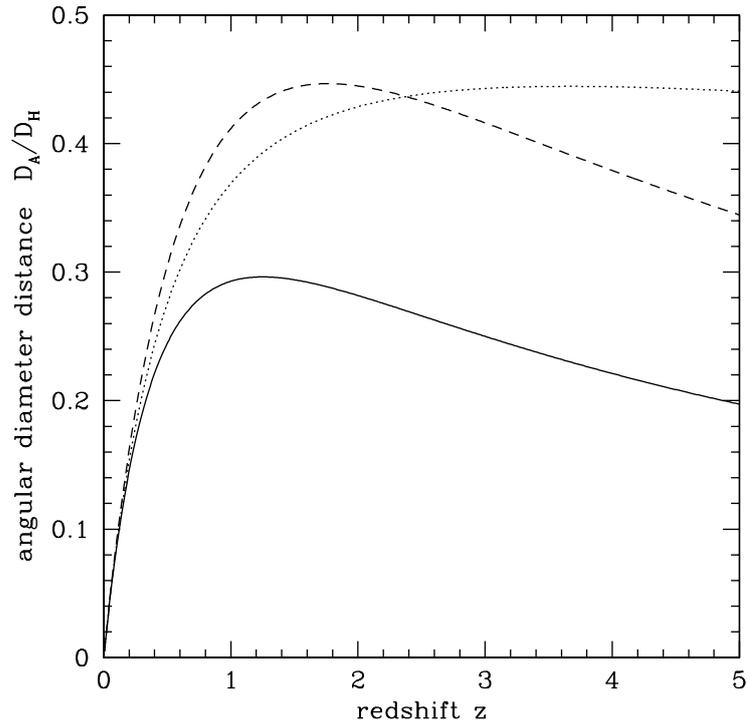


Figura 2.3: Distância de diâmetro angular adimensional ($\frac{D_A}{D_H}$). Cada uma das curvas representa um modelo de universo, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ curva sólida; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.05, 0)$ curva pontilhada; $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.2, 0.8)$ curva tracejada. (Hogg, 1999).

diretos para determinar os parâmetros cosmológicos, algumas vezes referidos como testes geométricos, estão associados à uma “régua padrão” ou a uma “vela padrão”, que é o caso das SN-Ia.

Por outro lado, o recente progresso na técnica de interferometria (Very Long Baseline Interferometry, VLBI) promete um avanço na busca por uma “régua padrão”. As RFC são boas candidatas a “régua padrão” e nesse trabalho mostramos que usando uma calibração dada a partir de SN-Ia, uma “vela padrão” que estende a escada de distancia cósmica até $z \approx 1.8$, podemos ampliar ainda mais a escada de distância cósmica. Usando o método proposto aqui construímos a escada de distância cósmica até $z \approx 4$ dependente apenas da calibração das SN-Ia, ou seja, em primeira aproximação é um método independente de modelo cosmológico.

Rádio Fontes Compactas como uma Régua Padrão

Neste capítulo apresentamos uma análise das rádio fontes compactas (RFC) como uma régua padrão, seguido de um estudo da relação “tamanho angular - *redshift*” ($\theta(z)$) e propomos também um método para calibração das RFC a partir das medidas de SN-Ia.

Várias tentativas de estabelecer um régua padrão tem sido propostas na literatura. Dentre estas incluímos as medidas do tamanho angular de galáxias em comprimentos de onda na região do óptico, fontes de rádio com estruturas na escala de kpc, fontes de rádio compactas e mais recentemente, as oscilações acústicas dos bárions (BAO). No entanto, com exceção de BAO, que pode fornecer uma régua de caráter estatístico (Eisenstein et al., 2005; Padmanabhan et al., 2012), os resultados até agora obtidos tem sido inconclusivos.

Imagens na faixa do óptico possuem grandes incertezas em altos *redshifts* devido a efeitos como extinção e *seeing*, dificuldades em determinar exatamente o término da galáxia, além dos possíveis efeitos de evolução mostram que essas fontes não se comportam como uma boa régua padrão (Paolillo et al., 2001). A distância entre os lóbulos de fontes de rádio com escala de kpc podem ser medidas com grande precisão e o comportamento da relação $\theta(z)$ está de acordo com os modelos de FLRW. No entanto possíveis efeitos de seleção e evolução não deixam claro a efetividade dessas fontes como uma régua padrão (Buchalter et al., 1998a).

Alguns estudos realizados ao longo dos anos 1990 (Kellermann, 1993; Gurvits, 1994; Jackson e Dodgson, 1996; Gurvits et al., 1999) chamaram atenção para as RFC como uma possível régua padrão. O comportamento da relação $\theta(z)$ de acordo com os modelos FLRW, a restrita faixa de distribuição do tamanho angular (θ), a grande distribuição em *redshift* (até ≈ 4.7) e a possibilidade de serem fontes livres de efeitos de evolução sugerem

que as RFC podem constituir uma régua padrão (Jackson, 2008). Contudo uma calibração de seu tamanho próprio não foi estabelecida até o presente.

3.1 Rádio Fontes Compactas (RFC)

As RFC são definidas como sendo rádio jatos compactos associados a um AGN, sigla em inglês para galáxias de núcleo ativo (*Galaxy Active Nuclei*) ou a um quasar, *Quasi stellar object* (QSO). Tais fontes são tipicamente menores que 100 pc (Gurvits et al., 1999). As RFC não são de fato uma fonte padrão, contudo esperamos que os efeitos de evolução sejam pequenos a ponto de podermos desprezá-los em uma análise estatística.

Segundo Gurvits (2003), os efeitos de evolução que afetam fontes de rádio com estruturas de kpc associadas a AGNs não se aplicam para as RFC devido ao seu tamanho e localização. Essas fontes são muito menores e estão localizadas na parte central da galáxia hospedeira, por isso devem sofrer pouco ou quase nenhuma influência do ambiente. Além disso, acredita-se que a idade característica dessas fontes varia entre $10^2 - 10^4$ anos, ou seja, muito menor do que o tempo característico de evolução da galáxia hospedeira ou do universo (Gurvits et al., 1999).

Além disso, emissões de rádio na escala de milissegundo de arco (mas), do inglês *milliarcsecond*, tem origem na região central que é dominada pelo potencial gravitacional, e desse modo deveriam ser caracterizadas por um número limitado de parâmetros. Tais parâmetros podem ser a massa do buraco negro central, a taxa de acreção de matéria, o momento angular e a intensidade do campo magnético (Gurvits et al., 1999).

Tendo em vista a proposta de que as RFC sejam uma régua padrão, seu tamanho linear não deve apresentar uma dispersão muito grande e efeitos de evolução com a luminosidade da fonte e com o *redshift* também devem ser pequenos. Para testar essas dependências uma expressão fenomenológica foi proposta por Gurvits (1994):

$$l = l_0 \left(\frac{L}{L_0} \right)^\beta (1+z)^n, \quad (3.1)$$

onde l é o tamanho linear real da fonte, l_0 e L_0 são uma normalização para o tamanho linear e a luminosidade, β e n são constantes que representam respectivamente a evolução do tamanho linear com a luminosidade (L) e com o *redshift* (z).

Krauss e Schramm (1993) e Stelmach (1994) apontam que se desconsiderarmos os efeitos de evolução, usando a relação entre o tamanho angular e o *redshift* podemos impor importantes vínculos sobre os parâmetros cosmológicos. Na próxima seção apresentamos alguns resultados obtidos considerando e também desprezando os efeitos de evolução. Como será visto não existe muita distinção entre os dois casos.

3.2 A Relação $\theta(z)$ para as Rádio Fontes Compactas

A relação $\theta(z)$ para RFC pode ser utilizada como um teste cosmológico e a partir das curvas obtidas podemos inferir os parâmetros de interesse físico. Uma vez conhecido o valor do tamanho angular e o *redshift* de uma fonte, quando conhecemos seu tamanho linear, podemos estimar a distância de diâmetro angular até esse objeto. A partir das equações para DDA descritas no capítulo anterior, podemos conhecer os melhores valores para os parâmetros cosmológicos. Ao longo da década de 1990 os cosmólogos procuravam exaustivamente determinar o valor do parâmetro de desaceleração (q_0), isto explica porque os principais estudos nessa época são em função deste parâmetro.

O primeiro estudo da relação $\theta(z)$ utilizando RFC foi feito por Kellermann (1993). Ele utilizou medidas de θ a partir dos mapas de contorno de 79 quasares e AGNs, observados com a técnica de interferometria com linha de base extremamente grande ou VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*) em 5 GHz e com luminosidade maior que $10^{24} \frac{W}{Hz}$ ($q_0 = \frac{1}{2}$) em uma faixa de *redshift* entre 0.057 e 3. Sua análise mostrou que as RFC favoreciam modelos com curvatura plana e compostos apenas por matéria ($q_0 = \frac{1}{2}$). Além disso, a grande contribuição desse trabalho foi mostrar que a relação $\theta(z)$ está de acordo com os modelos de FLRW (ver figura 3.1).

Em 1994, Gurvits utilizou as medidas de θ a partir das franjas de visibilidade do catálogo de VLBI de Preston et al. (1985) para 337 RFC. Estimando valores para possíveis dependências com a luminosidade e com a frequência de emissão, suas análises indicaram que vivemos em um universo com $q_0 < \frac{1}{2}$. Bremer et al. (1998) também estudou as RFC compiladas do catálogo de *Caltech-Jordell Bank VLBI CFJ* (Pearson et al., 1998) e chamou atenção para possíveis dependências entre o tamanho físico da fonte e sua luminosidade. Devido a dificuldades em definir o valor do tamanho angular das fontes essa análise não pode dizer muito sobre o valor de q_0 . Jackson e Dodgson (1996) ainda mostraram que

apesar dos dados favorecerem modelos do tipo CDM (*Cold Dark Matter*) plano ($\Omega_T = 1$), modelos com $\Omega_T < 1$ também eram permitidos.

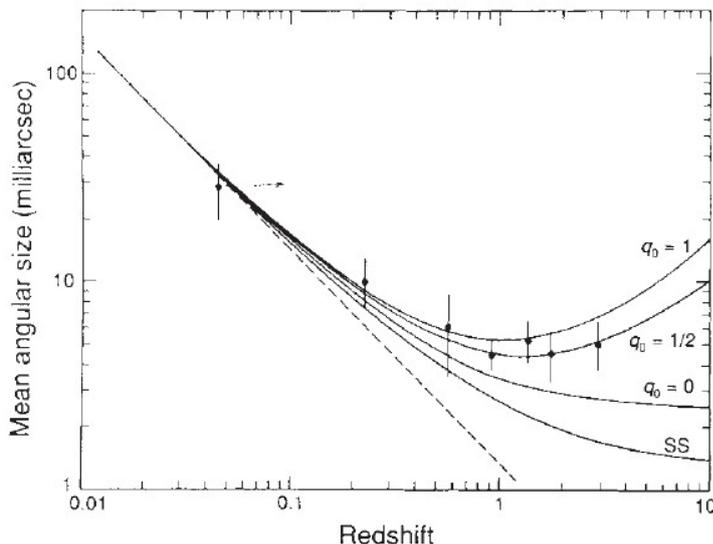


Figura 3.1: Relação $\theta(z)$ para RFC (Kellermann, 1993), a reta tracejada representa o espaço euclidiano, enquanto as curvas representam o espaço de FLRW.

Vemos que o cenário nos anos 1990 é bastante controverso, mas o trabalho de Gurvits et al. (1999) fornece uma visão mais completa da possibilidade das RFC oferecerem uma régua padrão. Para isto foi utilizada uma nova lista de RFC, contendo 330 objetos obtida através de VLBI em 5 GHz e com resolução em torno de 1.5 *mas*. A análise foi efetuada a partir da relação $\theta(z)$. Determinou-se os melhores valores para o tamanho linear da fonte, ou seja, o valor da régua padrão e o melhor valor para o parâmetro de desaceleração q_0 com $\Omega_\Lambda = 0$. Além disso testou-se uma possível evolução do tamanho físico das fontes com o *redshift* e com a sua luminosidade usando um modelo de regressão proposto por Gurvits (1994).

No trabalho acima citado, os autores analisaram as correlações entre o tamanho angular e a luminosidade e também entre o tamanho angular e o índice espectral das fontes. Para a relação $L(\theta)$ nenhuma evidência clara de dependência foi encontrada, enquanto para o índice espectral os autores identificaram uma possível dependência linear. Para deixar a amostra livre desses possíveis efeitos foi utilizada uma sub-amostra onde as fontes tem luminosidade $Lh^2 \geq 10^{26} \frac{W}{Hz}$ ($q_0 = 0.5$) e índice espectral $-0.38 \leq \alpha \leq 0.18$. Na sub-amostra em questão restaram 145 fontes que foram divididas em 12 bins contento 12-13

objetos em cada um. Essa sub-amostra ainda foi limitada em tamanho angular de modo que a dispersão foi limitada sobre o intervalo, $0.7 \text{ mas} \leq \theta \leq 9 \text{ mas}$.

Os resultados obtidos apontam para um universo com q_0 entre 0 e $\frac{1}{2}$, isso significa uma preferência por modelos de universo abertos ($\Omega_T < 1$).

Os melhores valores encontrados para a relação $\theta(z)$ (figura 3.2) foram: para o valor da régua padrão obtiveram $lh = 23.8 \pm 17 pc$, onde h é a parametrização adimensional para o valor de H_0 , enquanto para evolução do tamanho físico com a luminosidade $\beta = 0.37 \pm 0.27$. Para a evolução do tamanho físico com o *redshift* $n = -0.58 \pm 1.0$ e finalmente, para o parâmetro de desaceleração, $q_0 = 0.33 \pm 0.11$. Quando a análise é realizada sem considerar qualquer forma de evolução, os valores obtidos para o tamanho físico e para o parâmetro de desaceleração, são $lh = 23.8 pc$ e $q_0 = 0.21 \pm 0.3$ respectivamente.

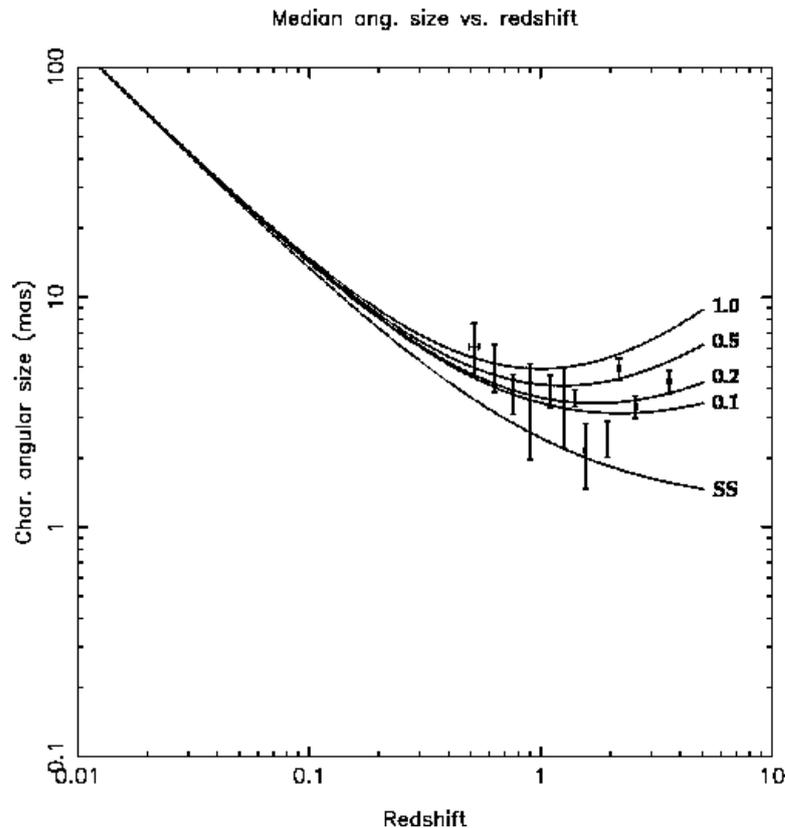


Figura 3.2: Relação $\theta(z)$ para RFC (Gurvits et al., 1999)

Mais recentemente outros trabalhos foram realizados com o objetivo de aprimorar os estudos de Kellermann (1993); Gurvits (1994); Gurvits et al. (1999), ignorando possíveis efeitos de evolução Lima e Alcaniz (2000a,b, 2002); Jackson (2004) e Jackson (2008) argu-

mentam que as RFC são boas candidatas à régua padrão.

Os primeiros estudos que consideram o comportamento da relação $\theta(z)$ de RFC em modelos com energia escura aparecem no fim da década de 1990 (Lima e Alcaniz, 2000a,b). Nesses primeiros estudos os autores discutem a influência de uma componente escura, ou “quintessência”, na relação $\theta(z)$. É dada particular ênfase no estudo do *redshift* crítico, isto é, o valor de *redshift* onde uma fonte extragaláctica possui seu valor mínimo em θ .

Posteriormente, Lima e Alcaniz (2002) aplicam o primeiro teste dos dados de RFC para modelos com energia escura. Os autores utilizaram as mesmas 145 fontes da análise de Gurvits et al. (1999) associadas à alguns valores fixos de tamanho linear entre $20h^{-1} - 30h^{-1}$ pc. Os modelos testados são dominados por matéria não relativística e por uma componente de energia escura cuja equação de estado é: $p_x = \omega\rho_x$ ($-1 \leq \omega < 0$). Para esse intervalo no tamanho linear os resultados obtidos foram: $\Omega_M \leq 0.62 - 0.17$ e $\omega \leq -0.2 - -0.65$ (1σ) respectivamente, ver figura (3.3). Como um resultado geral os autores apresentam o mínimo χ^2 para os valores do tamanho linear, $l = 22.6h^{-1}$, e da densidade de matéria, $\Omega_M = 0.2$ para o modelo Λ CDM plano ($\omega = -1$).

Como é visto na figura (3.3), os modelos com energia escura também ajustam bem os dados, no entanto o espaço de parâmetros é fortemente dependente do tamanho linear assumido. Portanto, métodos independentes para a calibração do tamanho linear das fontes são muito importantes uma vez que podem além de melhorar os testes cosmológicos ajudar a inferir parâmetros físicos desses objetos (Gurvits, 1994).

Nos trabalhos citados anteriormente Jackson testou os modelos Λ CDM e XCDM para as 337 RFC da amostra utilizada por Gurvits (1994). Jackson (2004) mostrou que as fontes com $z < 0.5$ devem sofrer um efeito de evolução com o *redshift* e portanto em suas análises utilizou apenas fontes cujo $z \geq 0.5$, um total de 252 fontes com $0.541 \leq z \leq 3.787$ divididas em seis bins com 42 objetos cada. O autor utilizou o teste estatístico de χ^2 para três parâmetros livres e obtem como melhor ajuste $\Omega_M = 0.29$, $\Omega_\Lambda = 0.37$ e para o tamanho linear da fonte $l = 5.7$ pc. Para um modelo plano com apenas 2 parâmetros livres o autor encontra os melhores ajustes como $\Omega_M = 0.24$ e $l = 6.2$ pc, veja a figura (3.4). A diferença nos melhores ajustes para o tamanho linear das fontes ocorre devido à dispersão no tamanho angular. Na amostra utilizada por Jackson, o tamanho angular máximo é ≈ 1.5 mas, tendo uma variação de tamanho angular de ≈ 2 mas, enquanto que

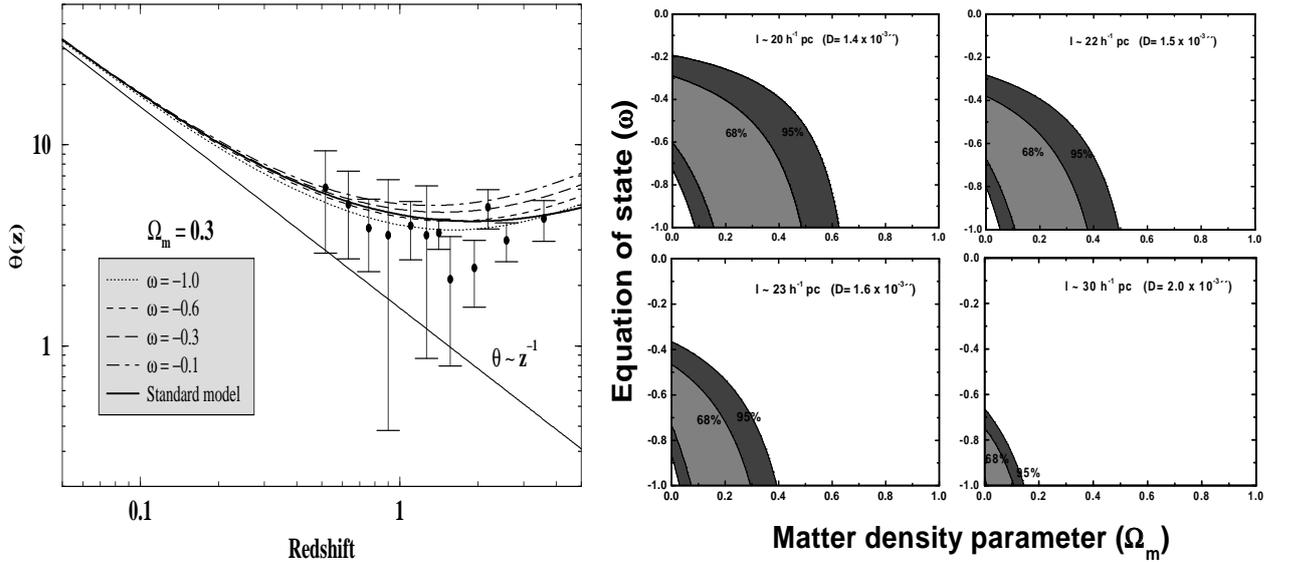


Figura 3.3: Na esquerda, a relação $\theta(z)$ para modelos com energia escura para as 145 fontes de (Gurvits et al., 1999) divididas em 12 *bins* e com $l = 22.64h^{-1} pc$ (Lima e Alcaniz, 2002). Na direita o espaço de parâmetros obtido através do teste χ^2 para a mesma amostra com diferentes valores de l , o tamanho linear. As regiões de confiança representam 1σ e 2σ para modelos com energia escura e de curvatura plana (Lima e Alcaniz, 2002)

no estudo de Gurvits et al. (1999) a variação do tamanho angular é de $\approx 9 mas$.

Em 2004, Jackson obteve resultados também interessantes, contudo, é importante observar que o autor utilizou um valor fixo para a constante de Hubble, (H_0), que não foi definido no trabalho. Além disso, a pequena dispersão em θ pode sugerir efeitos de seleção. No entanto, Jackson (2004) classificou tais objetos como fontes de rádio ultra-compactas, mostrando que podem se tratar de uma sub-classe de RFC.

Posteriormente outro trabalho, (Jackson, 2008), foi realizado levando em consideração a dispersão nos possíveis valores de H_0 . Neste trabalho o autor também chama atenção para a evolução do tamanho linear das fontes com o *redshift* para as fontes com $z < 0.5$. Utilizando 128 RFC com tamanho angular $0.6 mas \leq \theta \leq 7 mas$ e $0.5 \leq z \leq 3.5$ o autor utiliza o teste estatístico de χ^2 para o modelo Λ CDM plano com dois parâmetros livres e combinando os dados com a análise de BAO obteve como melhor ajuste: $\Omega_M = 0.236$ e $d = 2.94h^{-1}pc$ (figura 3.5).

Resumindo, podemos dizer que os estudos das RFC como régua padrão ainda são inconclusivos. Os vínculos obtidos até agora são fracos e fortemente dependentes do tamanho linear das fontes. O maior problema dos estudos descritos anteriormente é justamente o

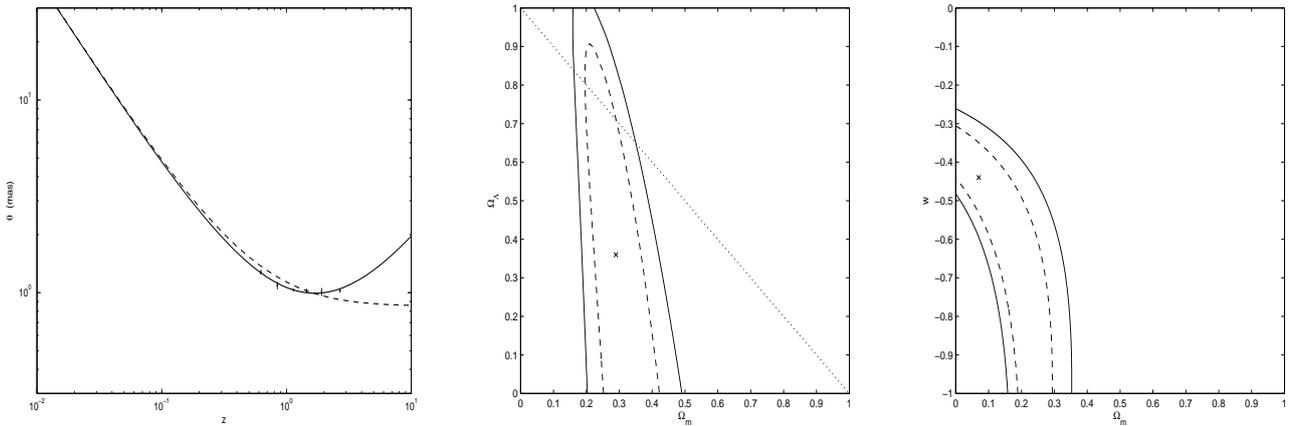


Figura 3.4: Na figura da direita é apresentado a relação “ $\theta-z$ ” para as RFC, na figura central é apresentado o espaço de parâmetros para o modelo Λ CDM com curvatura livre e na figura da esquerda o espaço de parâmetros para o modelo XCDM. Todas as figuras foram retiradas de Jackson (2004).

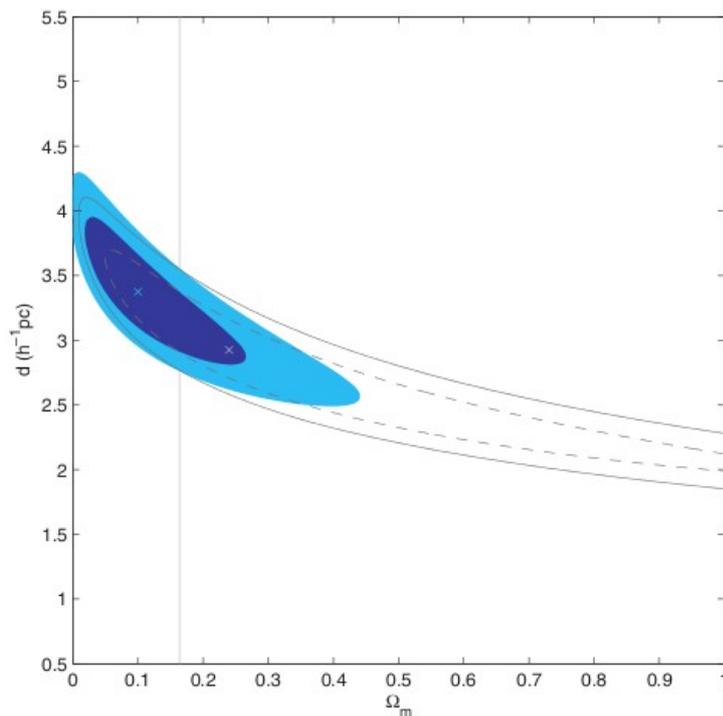


Figura 3.5: Espaço de parâmetros para modelos Λ CDM plano. Análise combinada com dados de BAO Jackson (2008). A quantidade d representa o tamanho linear de fato.

fato de não se conhecer o tamanho linear das fontes, por isso ainda não podemos dizer se as RFC são de fato uma régua padrão. Em todos os casos os autores assumem que existe um tamanho único para essa régua padrão e que esse valor explica a grande dispersão

do tamanho angular das RFC. O fato de ter que estimar esse valor juntamente com os parâmetros cosmológicos, ou supor um valor prévio, enfraquece o significado das análises.

O que propomos nessa dissertação é uma estratégia diferente e ainda não utilizada para as RFC. Tal abordagem foi utilizada na literatura apenas para o caso de *clusters* (Holanda et al., 2010, 2011, 2012). A ideia básica é calibrar o tamanho linear das fontes de rádio, a partir de SN-Ia. Para isso utilizaremos as possíveis coincidências de *redshift* das SN-Ia e RFC. Em seguida, podemos estimar o valor do tamanho linear das fontes até *redshift* $z \approx 1.5$ e, finalmente calibrar toda a amostra. Desse modo, podemos dizer se essas fontes se comportam como uma régua padrão de tamanho único, ou se existe mais de um tamanho preferencial. Como será visto, a partir desse método diminuimos o número de parâmetros a serem estimados nos testes cosmológicos.

Em nossa análise utilizamos as 330 RFC do catálogo de Gurvits et al. (1999). Com base nos resultados apresentados por Jackson (2004, 2008) decidimos realizar nossa análise final apenas com fontes em $z \geq 0.5$ e desse modo desconsiderar qualquer hipótese de evolução do tamanho físico dessas fontes.

3.3 Calibração a partir das SN-Ia

Tendo em vista que as SN-Ia são consideradas excelentes velas-padrão (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999), podemos construir a curva de distância de diâmetro angular associado à essas fontes supondo apenas que a dualidade das distâncias cósmicas é satisfeita (Etherington, 1933; Peebles, 1993; Weinberg, 2008; Holanda et al., 2010, 2011, 2012):

$$\frac{D_L}{D_A} = (1 + z)^2. \quad (3.2)$$

De fato, conhecendo o módulo de distância (μ) da SN-Ia podemos inferir sua distância de luminosidade (D_L). Utilizando os dados de SN-Ia de Amanullah et al. (2010) temos o valor do módulo de distância para 557 SN-Ia até *redshift* $z = 1.4$, ou seja, a curva de distâncias pode ser construída até esse ponto sem a necessidade de supor um modelo cosmológico. O que propomos é usar a informação dada por SN-Ia para calibrar o tamanho linear (l) das RFC até $z = 1.4$ e, posteriormente, aplicar essa calibração para o restante

da amostra, até $z = 4.7$.

Aplicando esse método nossa análise será independente de modelo cosmológico. Para isso vamos associar um módulo de distância a cada RFC a partir do seu *redshift* fazendo uma interpolação entre as 190 RFC que tem $0.051 \leq z \leq 1.4$ e as 557 SN-Ia de Amanullah et al. (2010). Conhecendo o módulo de distância associado à RFC e utilizando o tamanho angular aparente medido, podemos facilmente calcular o valor do tamanho linear através da relação (Weinberg, 1972):

$$l = D_A \theta(z) = \frac{D_L}{(1+z)^2} \theta(z), \quad (3.3)$$

onde D_L pode ser escrito em termos do módulo de distância μ como:

$$D_L = 10^{1+\frac{\mu}{5}} \text{ pc}. \quad (3.4)$$

Para encontrar a melhor interpolação seguimos duas abordagens. Primeiramente foi feita uma interpolação linear e, em seguida, aplicamos também uma interpolação quadrática (polinômio de grau 2), utilizando a função `interpolate.interp1d` da biblioteca `pylab` do `Python`. Os resultados obtidos são apresentados nas figuras (3.6) e (3.7). Vemos que a interpolação linear oferece um resultado melhor, ou seja, com menor espalhamento. Portanto, nesta dissertação, adotamos o método da interpolação linear.

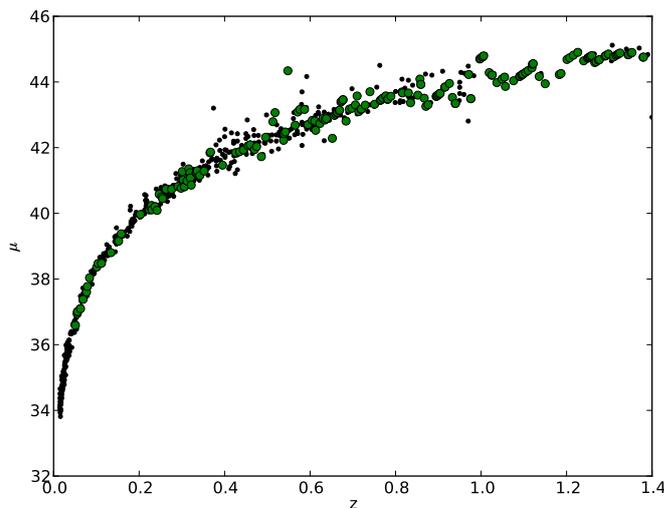


Figura 3.6: Curva do módulo de distância contra *redshift* para as RFC (verde) interpoladas por uma função linear com as SN-Ia (preto)

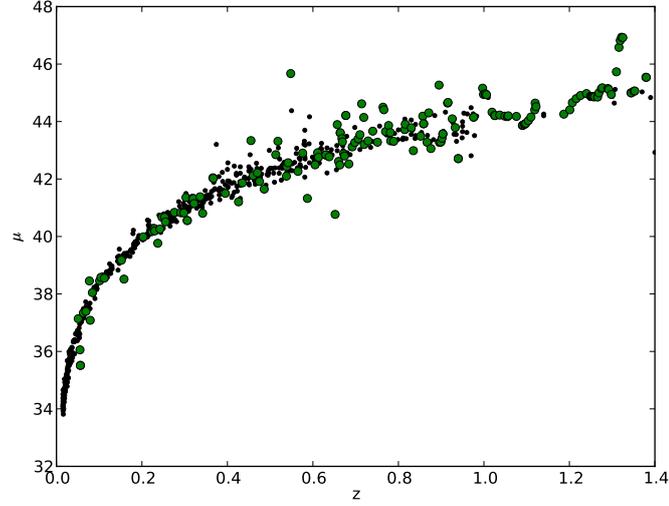


Figura 3.7: Curva do módulo de distância contra *redshift* para as RFC (verde) interpoladas por uma função quadrática com as SN-Ia (preto)

Nesse método de interpolação fazemos com que a RFC a ser interpolada esteja sempre entre duas SN-Ia, desse modo os erros associados ao μ de cada RFC, σ_μ , foram propagados das SN-Ia vizinhas como:

$$\sigma_\mu = \sqrt{\sigma_0 + \sigma_1}, \quad (3.5)$$

onde σ_0 e σ_1 representam os erros propagados de cada SN-Ia respectivamente:

$$\sigma_0 = \left[1 - \frac{(z_q - z_0)}{(z_1 - z_0)} \right]^2 (\sigma_{\mu 0})^2, \quad (3.6)$$

$$\sigma_1 = \left[\frac{(z_q - z_1)}{(z_1 - z_0)} \right]^2 (\sigma_{\mu 1})^2, \quad (3.7)$$

onde o sub-índice q representa a RFC e os sub-índices 0 e 1 as SN-Ia.

Com a interpolação de μ , o tamanho linear das RFC pode ser obtido através da equação (3.3).

Analisaremos agora o comportamento do tamanho linear das RFC. As figuras (3.8) e (3.10) mostram alguns efeitos a serem considerados. Primeiramente analisamos a dependência de l com o *redshift*, onde vemos que para essa amostra de RFC existe uma grande dispersão em l . Como estamos buscando um régua padrão é claro que não podemos trabalhar com toda essa amostra, precisamos selecionar uma sub-amostra. Como dito

anteriormente Gurvits et al. (1999) aplica algumas seleções em outros parâmetros das RFC de modo que isso acaba se refletindo como um corte em θ . Em nossa análise consideraremos um corte direto em θ , utilizando apenas as fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$.

Vemos na figura (3.8) que as fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$ (verde) são RFC com tamanho máximo de $\approx 50 \text{ pc}$ e que essas fontes representam uma amostra mais compacta. É claro também que essa faixa tem uma boa distribuição em *redshift* e que a grande maioria das RFC se concentram nessa faixa, como mostra a figura (3.9). Além disso percebe-se que os erros nas medidas de l para essa faixa são muito menores do que para o resto da amostra, sugerindo que essas RFC se adaptam melhor à idéia de régua padrão. Também é possível notar um pequeno efeito de evolução com z para as fontes com $z < 0.5$ como previsto por Jackson (2004, 2008).

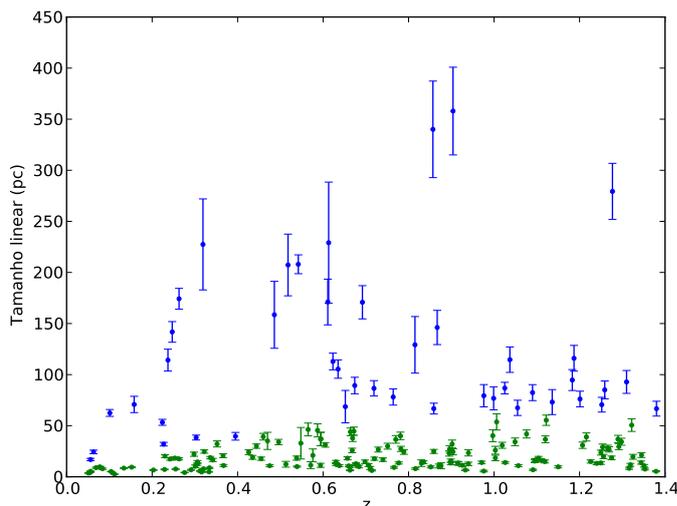


Figura 3.8: Dependência $l(z)$ para as 190 RFC interpoladas com SN-Ia. Pontos verdes são as fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$

Na figura (3.10) mostramos a dependência de l com z apenas para as fontes com $l \lesssim 50 \text{ pc}$ e $\theta \leq 7 \text{ mas}$. A principal informação que tiramos deste figura é que de fato existe uma evolução de l com z para as RFC com $z < 0.5$ e que para as fontes com $z > 0.5$ parece não existir nenhuma dependência ou efeito de evolução do tamanho linear com o *redshift*.

A partir desse resultado, inicialmente aplicamos duas seleções em nossa amostra:

- (i) utilizaremos apenas RFC com $\theta \leq 7 \text{ mas}$
- (ii) consideraremos apenas RFC com $z > 0.5$.

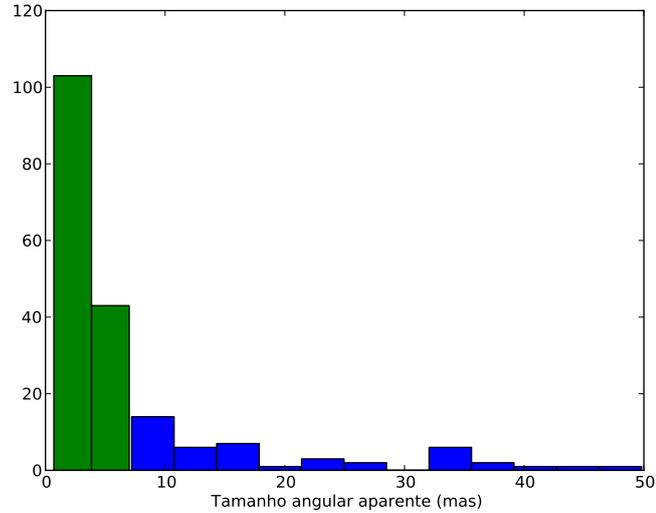


Figura 3.9: Histograma das 190 RFC interpoladas com as SN-Ia. Em verde as fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$.

Desse modo deixando a amostra mais livre possível de efeitos de evolução.

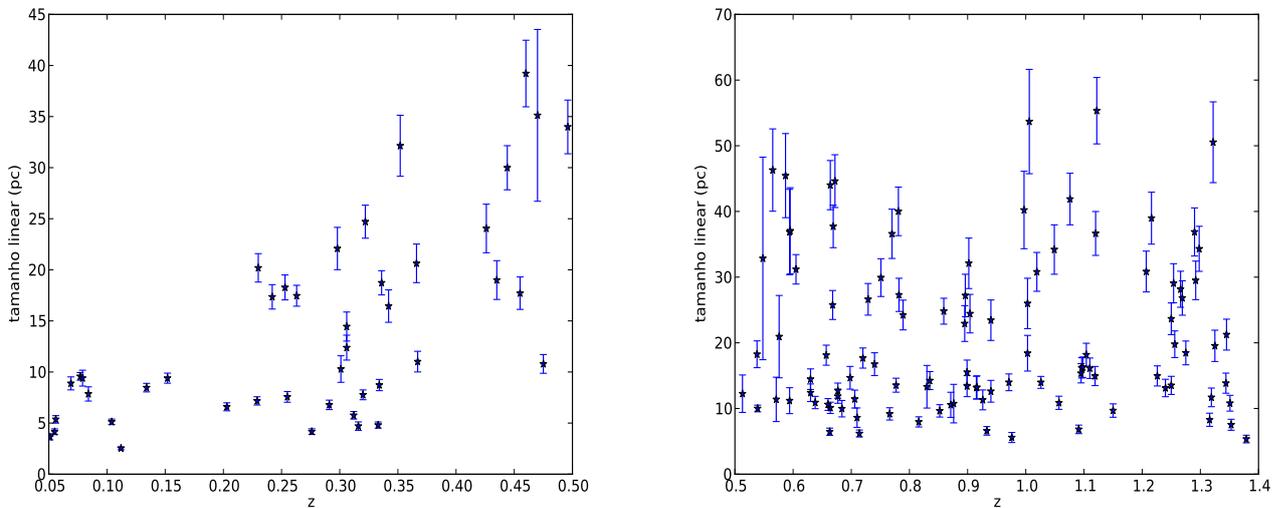


Figura 3.10: Na esquerda, a dependência de l com z para as 43 RFC interpoladas com SN-Ia que tem $z < 0.5$. Na direita a dependência de l com z para as 103 RFC interpoladas com SN-Ia e com $z > 0.5$.

A amostra reduzida que utilizamos neste estudo compreende 202 das 330 fontes utilizadas por Gurvits et al. (1999). Do total de 202 fontes, 103 foram interpoladas com SN-Ia, pois tem *redshift* sobre o intervalo $0.5 < z \leq 1.5$. Como dito anteriormente, no trabalho de Gurvits et al. (1999), os autores mostram que pode existir um efeito de seleção com o índice espectral das RFC. No entanto, aplicamos os testes cosmológicos levando

em consideração esse efeito e não obtivemos resultados muito diferentes, de modo que esse efeito não será considerado em nossa análise.

3.4 Duas classes de RFC

Após selecionar o tamanho angular limite e o *redshift* das fontes, discutimos nesta subseção a possibilidade de existência de 2 classes de RFC.

Quando estudamos a dependência do tamanho linear com o *redshift*, figura (3.10), apesar do espalhamento, percebemos que parece existir uma divisão entre dois tamanhos lineares preferenciais. É possível notar que existe uma suave separação entre RFC maiores e menores que 20 pc. Além disso podemos perceber essa divisão quando observamos a ordem dos erros em l . Note que para cada uma das distribuições em l a ordem dos erros permanece aproximadamente constante. Vemos também que para cada uma dessas distribuições parece não existir efeito de evolução do tamanho linear com o *redshift* para as RFC com $z > 0.5$.

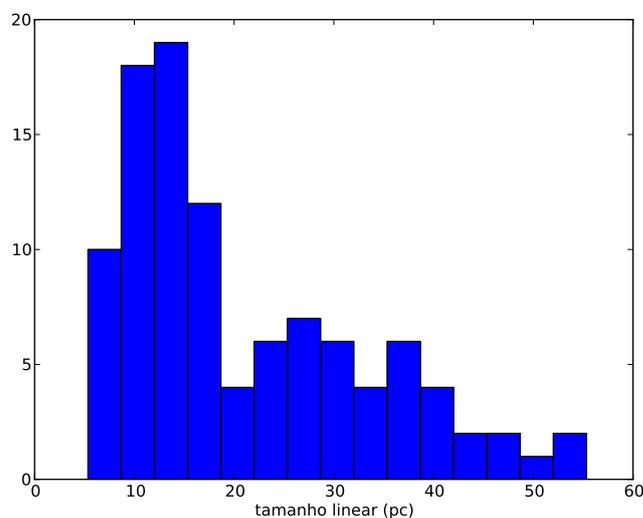


Figura 3.11: Histograma de l para as 103 fontes com $\theta \leq 7$ mas e $0.5 < z < 1.4$ (15 bins).

Naturalmente, se existisse apenas uma classe de RFC, o comprimento l não deveria depender do *redshift* e estatisticamente deveríamos observar apenas um pico em sua distribuição. Portanto, se existem mesmo duas ou mais distribuições preferenciais em l , elas devem aparecer como picos em um histograma e também na distribuição estatística asso-

ciada.

A figura (3.11) sugere a existência de duas classes de tamanhos lineares em torno de $10 pc$ e $30 pc$. Para verificarmos que isso não é apenas um efeito visual do histograma e para conhecer a ordem de tamanho para cada classe verificamos se os pontos centrais de cada um dos 15 bins do histograma ajustam melhor uma ou duas gaussianas.

Na figura (3.12) mostramos as distribuições para o tamanho físico linear. Vemos que as duas distribuições são aproximadamente gaussianas, uma em torno de $l_1 \approx 30 pc$ e outra em torno de $l_2 \approx 12 pc$. Quando tentamos ajustar apenas uma gaussiana, ou seja, apenas um tamanho linear médio aos dados, obtemos que o valor central é $-3 pc$. Esse último resultado não faz sentido físico portanto, assumimos a existência de duas distribuições preferenciais de tamanho linear para as RFC. De agora em diante, adotaremos a existência de 2 classes de RFC conforme sugerido nas figuras 3.12 e 3.11.

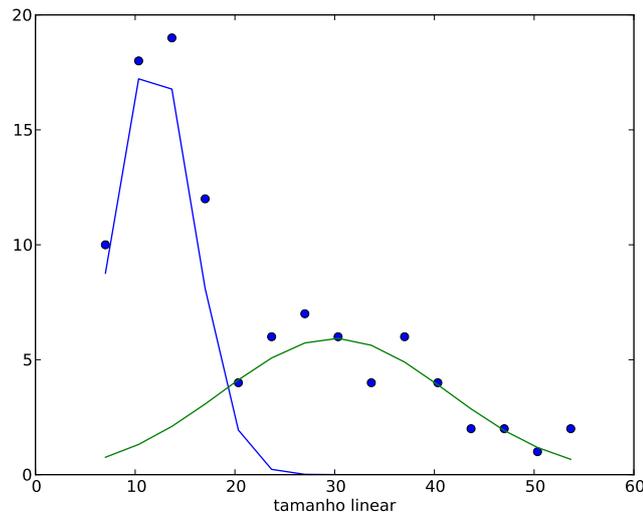


Figura 3.12: Ajuste de duas gaussianas para o histograma em l . Vemos as duas classes, *Classe I* com valor central $l_1 \approx 30 pc$ e a *Classe II* com valor central $l_2 \approx 12 pc$.

As figuras acima mostraram claramente que existem duas distribuições preferenciais de tamanho linear. Isso nos traz dificuldades para calibrar o restante da amostra que se encontra em *redshifts* mais altos, para os quais ainda não existe eventos de supernovas. O maior problema a partir de agora é encontrar um meio de definir a qual classe cada uma das fontes com $z > 1.5$ pertence.

3.4.1 Influência de l_1 e l_2 em $\theta(z)$

Para calibrar as RFC com *redshifts* mais altos, precisamos analisar a influência de 2 comprimentos lineares sobre os tamanhos angulares. Note que a existência de RFC com 2 classes de comprimentos característicos (l_1 e l_2), distribuídos uniformemente em *redshifts* implica em uma distribuição bimodal em seus tamanhos angulares observados. A princípio, podemos dizer que nossa amostra está distribuída uniformemente em *redshifts*. Portanto quando analisamos a distribuição angular de RFC com tamanhos lineares l_1 e l_2 , dentro de uma faixa Δz de *redshift*, devemos observar uma distribuição bimodal em torno de 2 tamanhos angulares, θ_1 e θ_2 . Por isso, devemos analisar se existem duas distribuições típicas de tamanho angular desses objetos, o que pode ser verificado através do estudo da distribuição em $\theta(z)$.

Vemos na figura (3.13) que parece existir uma divisão entre as RFC com θ maior e menor que 3 *mas*. Percebemos que levando em conta todas as fontes, a distribuição de θ não pode ser explicada dentro do modelo Λ CDM plano assumindo que exista apenas um tamanho linear médio para as RFC. As curvas apresentadas nessa figura representam os limites do o modelo Λ CDM plano para os dois valores centrais estimados através das gaussianas ajustadas na figura (3.12).

Considerando que exista essa divisão de classes, ela também deve se manifestar quando fazemos um histograma de θ , isto é, neste histograma deve aparecer duas distribuições aproximadamente gaussianas.

Na figura (3.14) podemos identificar a existência das duas distribuições preferenciais em θ . No entanto, essa figura não é independente do *redshift* de modo que vemos essa distribuição sem ter certeza que é real, pois podemos ter um efeito de seleção. As RFC que aparecem em uma classe podem não pertencer à essa classe na realidade, pois podem ter um tamanho linear pequeno e aparecer angularmente maior por estar muito próximo do observador assim como as fontes que aparecem pequenas podem ser de fato grandes mas por estarem muito distantes parecem menores angularmente. Se esse efeito de seleção não existe e a distribuição em duas classes de tamanhos lineares é real, a forma desse histograma deve permanecer a mesma para todo *redshift*, ou seja, se existe uma divisão entre as RFC maiores e menores que 3 *mas* essa “quebra” característica em $\theta \approx 3$ *mas* deve se manter constante em todo intervalo de *redshift*.

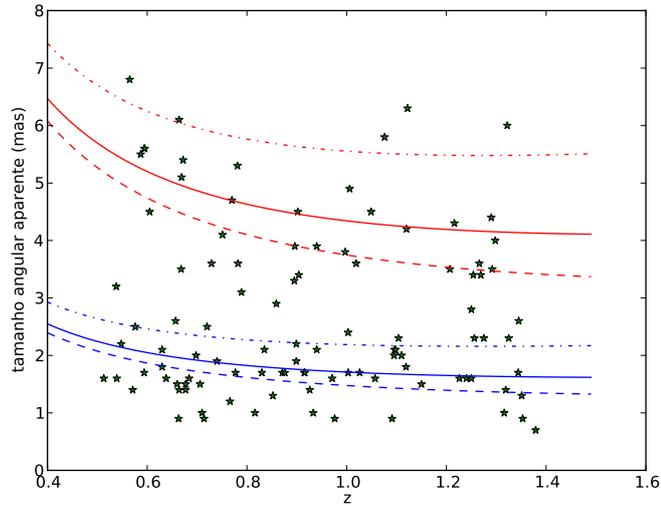


Figura 3.13: Distribuição angular da amostra de RCF em função do *redshift*, fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$. As curvas vermelhas representam um tamanho linear de $l = 30 \text{ pc}$ e as curvas azuis um tamanho linear de $l = 12 \text{ pc}$. Todas as curvas são para o modelo Λ CDM plano, a curva contínua representa o modelo padrão ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$), a curva tracejada representa o modelo com pouca matéria ($\Omega_M = 0.1, \Omega_\Lambda = 0.9$) e a curva tracejada-pontilhada representa o modelo com muita matéria ($\Omega_M = 0.9, \Omega_\Lambda = 0.1$).

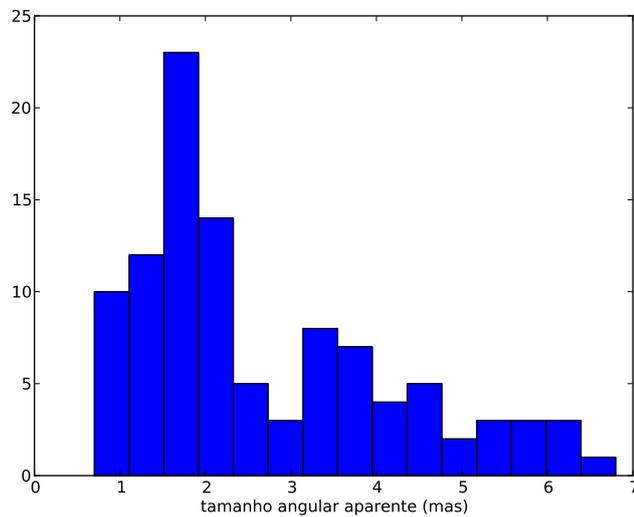


Figura 3.14: Histograma de θ para as 103 fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$ e $0.5 < z < 1.5$ (15 bins).

Para tentar investigar este efeito de seleção, dividimos a amostra em 4 faixas de *redshift*: de 0.5 até 0.7 (27 fontes), 0.7 até 0.9 (24 fontes), 0.9 até 1.2 (29 fontes) e de 1.2 até 1.4 (23 fontes). O resultado é mostrado nas figuras (3.15-3.18). Vemos que de fato a

distribuição em duas classes se mantém com a divisão em $\theta \approx 3 \text{ mas}$ com exceção de (3.15) que mostra a “quebra” em um valor maior de θ e que a distribuição ds fontes pode ser considerada uniforme em *redshift*. O efeito que vemos em (3.15) é esperado uma vez que o comportamento da curva de distância de diâmetro angular para essa faixa de *redshift* é que a divisão entre as classes ocorra para um valor maior de θ . Esse efeito pode ser visto claramente na figura (3.13).

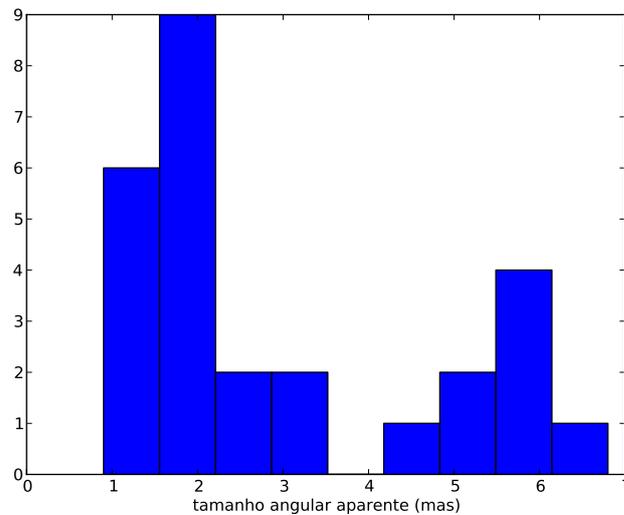


Figura 3.15: Histograma de θ para as 27 fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$ e $0.5 < z < 0.7$ (9 bins).

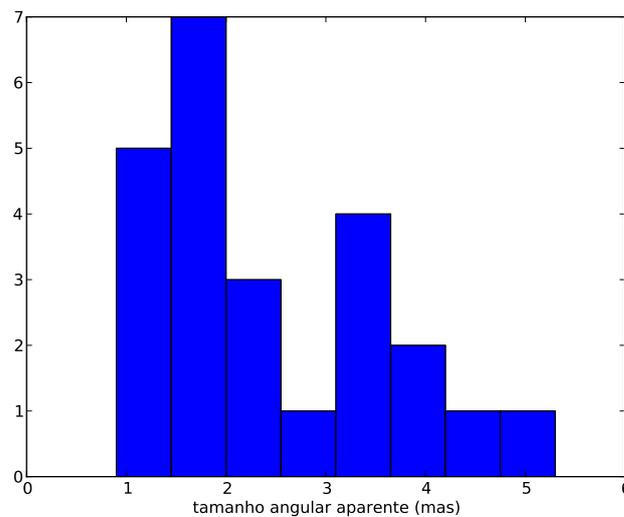


Figura 3.16: Histograma de θ para as 24 fontes com $\theta \leq 7 \text{ mas}$ e $0.7 < z < 0.9$ (8 bins).

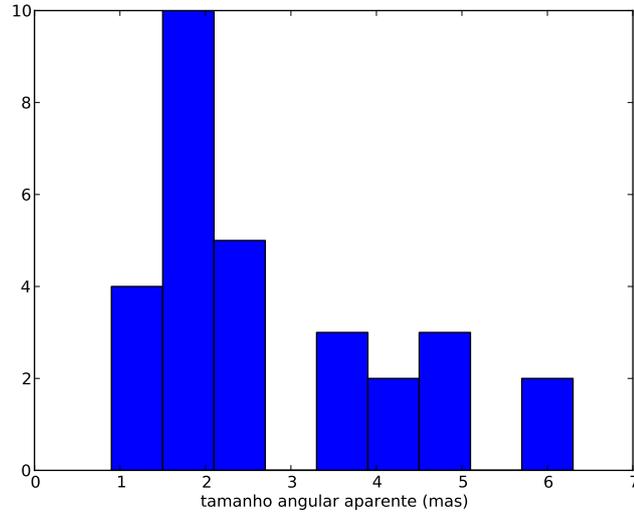


Figura 3.17: Histograma de θ para as 29 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $0.9 < z < 1.2$ (9 bins).

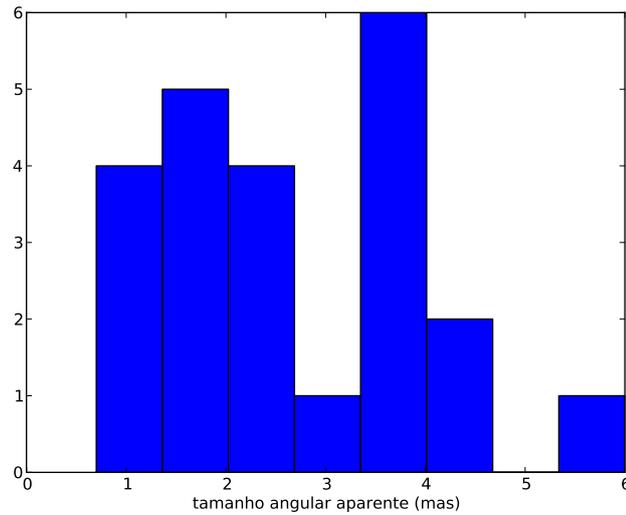


Figura 3.18: Histograma de θ para as 23 fontes com $\theta \leq 7 mas$ e $1.2 < z < 1.5$ (8 bins).

3.4.2 Amostra Completa: Definição das Classes

Quando comparamos os valores de l e θ das RFC, percebemos que as fontes que ajustam a gaussiana verde na figura 3.12 são, em sua grande maioria, as fontes com $3 mas \leq \theta \leq 7 mas$, caracterizando a *Classe I* cujo tamanho linear é da ordem de $30 pc$. As fontes que ajustam a gaussiana azul corresponde, em grande maioria, à fontes com $\theta < 3 mas$, caracterizando a *Classe II* com tamanho linear da ordem de $12 pc$.

Desse modo classificamos as RFC em duas classes, chamamos *Classe I* as fontes com $3\text{ mas} < \theta \leq 7\text{ mas}$ e *Classe II* as fontes com $0.7\text{ mas} \leq \theta \leq 3\text{ mas}$. A divisão entre as classes foi feita a partir de θ porque desse modo a divisão não depende da calibração, ou seja, não depende de nenhuma informação adicional, a não ser da própria distribuição dos tamanhos angulares. Assim, podemos aplica-la para as RFC com $z > 1.5$.

Como vimos acima, a divisão entre as classes é estatisticamente consistente, por isso vamos considerar que existem duas distribuições preferenciais, cada uma com um tamanho linear médio. Está será nossa hipótese de trabalho.

A divisão das classes será feita a partir de θ e a calibração de cada classe será definida após essa divisão. O tamanho preferencial de cada classe é calculado como a média do tamanho linear de cada classe e o erro associado é calculado como a média dos erros de cada fonte. Excluimos as fontes cujo os erros eram grandes, desse modo as classes são calibradas com 89 RFC, todas com o erro associado $\sigma_\mu < 0.3$.

A calibração da *Classe I* compreende 34 RFC com $3\text{ mas} < \theta \leq 7\text{ mas}$, seu tamanho linear foi calibrado como sendo $l_1 = 33.69 \pm 3.65\text{ pc}$. A calibração da *Classe II* contém 55 RFC com $0.7\text{ mas} \leq \theta \leq 3\text{ mas}$, seu tamanho linear foi calibrado como sendo $l_2 = 13.07 \pm 1.32\text{ pc}$.

Quando dividimos toda a sub-amostra utilizada (202 RFC) em duas classes e *binamos* os dados podemos analisar o comportamento de $\theta(z)$ até *redshift* $z \approx 4$.

Na figura (3.19) apresentamos as duas classes de RFC, divididas em 15 *bins* (*Classe I*) e em 20 *bins* (*Classe II*). É fácil perceber que, dentro do modelo Λ CDM plano, as duas classes são necessárias para explicar a dispersão no tamanho angular, θ . As curvas representam os limites para o modelo Λ CDM plano, vemos que os dados são muito bem ajustados e que as curvas para diferentes tamanhos lineares, ou seja, para as duas classes não se sobrepõe, corroborando nossas hipóteses de não evolução do tamanho linear com o *redshift* e de existência de dois tamanhos lineares preferenciais.

No próximo capítulo utilizamos essa calibração em toda a amostra de RFC para realizar testes de modelos cosmológicos a partir da relação $\theta(z)$. Pretendemos estender a escada de distância cósmica a partir dessa calibração até $z = 3.7$ de modo independente de modelo cosmológico. Além disso discutimos o teste de χ^2 para os modelos Λ CDM, Λ CDM plano e XCMD plano. Como será visto, obtemos valores razoáveis para os parâmetros cosmológicos

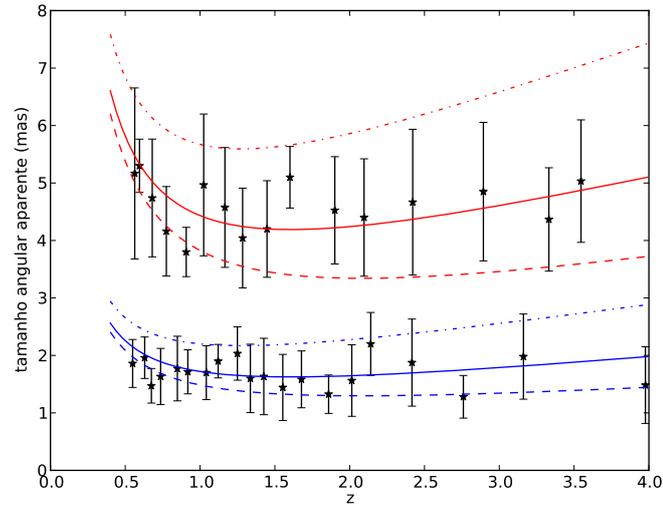


Figura 3.19: Relação $\theta(z)$ para toda a amostra separada em duas classes. As curvas vermelhas representam a *Classe I* ($l_1 = 33.69pc$), as curvas azuis a *Classe II* ($l_2 = 13.07pc$). Todas as curvas são para o modelo Λ CDM plano, a curva contínua representa o modelo padrão ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$), a curva tracejada representa o modelo com pouca matéria ($\Omega_M = 0.1, \Omega_\Lambda = 0.9$) e a curva traceja-pontilhada representa o modelo com muita matéria ($\Omega_M = 0.9, \Omega_\Lambda = 0.1$). Os erros são dados pela dispersão de cada *bin*.

em cada caso.

Testes Cosmológicos

Neste capítulo discutiremos como as duas classes de RFC vinculam os parâmetros cosmológicos dos modelos Λ CDM e XCDM. Primeiramente exploramos a calibração em duas classes para RFC utilizando um *prior* gaussiano sobre o tamanho linear da fonte l e sobre H_0 . Como veremos, os resultados são coerentes com o modelo padrão, isto é, modelo com energia escura e baixa densidade de matéria não-relativística (CDM + bárions). Quando combinamos o resultado obtido da análise das RFC com BAO e CMB o melhor ajuste encontrado é para um universo com curvatura plana e com densidade de matéria mais baixa do que o modelo padrão sugere. No entanto ambos os resultados são compatíveis em 2σ .

4.1 O Teste χ^2 Bayesiano

Para estimar os melhores valores para os parâmetros cosmológicos, inicialmente utilizamos um teste estatístico de χ^2 para a relação $\theta(z)$ das duas classes de RFC. Posteriormente, os mesmos dados são utilizados em uma análise conjunta envolvendo BAO e CMB.

A probabilidade dos parâmetros, supondo que os erros dos dados observados (θ_{obs}) são gaussianos é dada por:

$$P(\Omega_M, \Omega_\Lambda, lH_0 | \theta_{obs}) = \frac{P(\theta_{obs} | \Omega_M, \Omega_\Lambda, lH_0) \times P(lH_0)}{P(\theta_{obs})}, \quad (4.1)$$

onde o produto lH_0 é um parâmetro indesejável, quando calculamos a probabilidade posterior devemos marginalizá-la sobre lH_0 . $P(\theta_{obs} | \Omega_M, \Omega_\Lambda, lH_0)$ é chamada de *likelihood*,

$P(lH_0)$ é o *prior* sobre lH_0 e $P(\theta_{obs})$ é uma constante chamada evidência. Podemos escrever a *likelihood* como:

$$P(\theta_{obs}|\Omega_M, \Omega_\Lambda, lH_0) \propto \exp\left(\frac{-\chi^2}{2}\right), \quad (4.2)$$

onde o valor do χ^2 é obtido através de:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[\theta_{obs}^i - \theta(z_i, \Omega_M, \Omega_\Lambda, lh_0)]^2}{\sigma_{\theta_{obs}^i}^2}. \quad (4.3)$$

Assumindo um *prior* gaussiano sobre lH_0 , isto é, assumimos que a distribuição do tamanho linear e de H_0 é gaussiana, testamos lh_0 até valores superiores à 3σ através de:

$$P(lH_0) = \frac{(lH_0 - lh_0)^2}{\sigma_{lH_0}^2}, \quad (4.4)$$

os erros para esse parâmetro foram propagados para cada classes através de:

$$\sigma_{lH_0} = \left[\frac{\partial(lH_0)}{\partial l} \right]^2 \times \sigma_l^2 + \left[\frac{\partial(lH_0)}{\partial H_0} \right]^2 \times \sigma_{H_0}^2. \quad (4.5)$$

Como não estamos interessados nos valores de l e H_0 marginalizamos o valor da probabilidade posterior para cada classe sobre esses parâmetros, desse modo a probabilidade posterior é dada por:

$$P(\Omega_M, \Omega_\Lambda|\theta_{obs}) = \int \exp\left(\frac{-\chi^2}{2}\right) \times \exp\left(\frac{-(lH_0 - lh_0)^2}{2\sigma_{lH_0}^2}\right) dlH_0, \quad (4.6)$$

onde para a *Classe I* $lH_0 = 2486.3 \pm 267.1 \frac{km}{s} \frac{1}{10^6}$ e para *Classe II* $lH_0 = 964.5 \pm 102.3 \frac{km}{s} \frac{1}{10^6}$.

Logo, o valor do χ^2 marginalizado é dado por:

$$\chi^2 = -2 \ln P(\Omega_M, \Omega_\Lambda|\theta_{obs}). \quad (4.7)$$

Os dados observados, θ_{obs} , são as medidas do tamanho angular de cada uma das classes de RFC divididos em 36 *bins*, 16 *bins* para a *Classe I* e 20 *bins* para a *Classe II*. A *binagem* se faz necessária pois o catálogo das RFC utilizadas (Gurvits et al., 1999) não fornece os erros para as medidas de θ_{obs} . Além disso, estamos assumindo que exista uma distribuição preferencial de dois tamanhos lineares, isso implica também em uma distribuição bimodal no tamanho angular, portanto, a binagem dos dados fornece os dois tamanhos médios

preferências na distribuição do tamanho angular das RFC. Sendo assim a *binagem* foi feita em intervalos de *redshift* e os erros ($\sigma_{\theta_{obs}}$) são dados pela dispersão de cada *bin*.

O teste de χ^2 consiste em determinar qual o conjunto de parâmetros que maximiza a probabilidade posterior, ou seja, o conjunto de parâmetros que minimiza o χ^2 . Neste caso, utilizamos este teste para comparar os valores do tamanho angular da RFC previsto por um modelo, θ_t com os dados observados, θ_{obs} . Para o modelo Λ CDM o valor de θ_t é dado por:

$$\theta_t = \frac{lH_0(1+z)}{d}, \quad (4.8)$$

onde d é dado por:

$$\begin{cases} d = \frac{c}{\sqrt{|\Omega_k|}} \sin[\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}] & \text{para } \Omega_k < 0, \\ d = c \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} & \text{para } \Omega_k = 0, \\ d = \frac{c}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh[\sqrt{\Omega_k} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}] & \text{para } \Omega_k > 0, \end{cases} \quad (4.9)$$

como $\Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$, das equações de Friedmann obtemos que $E(z)$ é:

$$E(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}. \quad (4.10)$$

Para o modelo XCDM plano temos que $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$. Neste modelo estamos interessados em estimar os valores de Ω_M e ω , o parâmetro da equação de estado da energia escura. Portanto o valor de θ_t é obtido através de:

$$\theta_t = \frac{lH_0(1+z)}{c \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}}, \quad (4.11)$$

onde $E(z)$ é escrito como:

$$E(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + (1 - \Omega_M)(1+z)^{3(1+\omega)}}. \quad (4.12)$$

Desse modo calculamos o valor do χ^2 para cada classe. A análise final é dada pela combinação das duas classes, isto é, quando determinamos o espaço de parâmetros que melhor se ajusta aos dados, consideramos um valor de χ_{RFC}^2 que é dado por:

$$\chi_{RFC}^2 = \chi_{classe I}^2 + \chi_{classe II}^2. \quad (4.13)$$

4.2 Vínculos Cosmológicos

4.2.1 Modelo Λ CDM

Os vínculos sobre os valores de Ω_M e Ω_Λ para o modelos Λ CDM obtidos para as duas classes de RFC combinadas, através do teste χ^2 , são apresentados na figura (4.1).

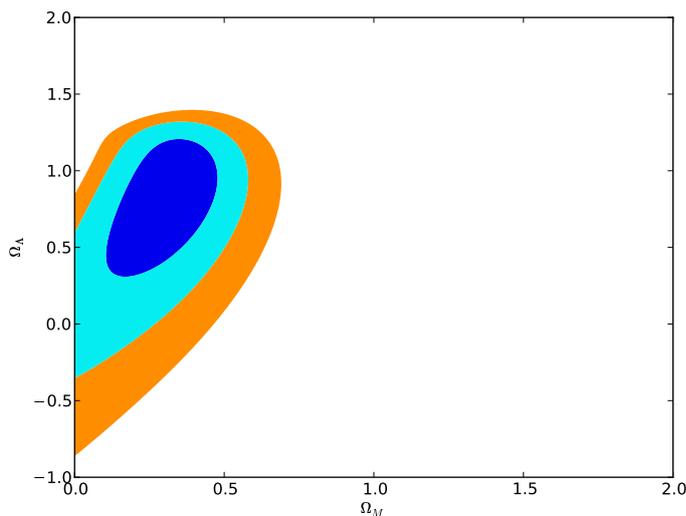


Figura 4.1: Espaço de parâmetros obtidos para modelo Λ CDM com curvatura arbitrária. Os contornos (azul escuro, azul e laranja) representam 1σ , 2σ e 3σ , respectivamente.

Vemos que os vínculos obtidos para as RFC são compatíveis com os vínculos obtidos apenas com SN-Ia (figura 1.12). O valor de Ω_M é melhor vinculado pelos dados, mas o valor de Ω_Λ possui certa degenerescência. Os melhores valores obtidos para cada parâmetro foram: $\Omega_M = 0.34^{+0.11}_{-0.14}$ (1σ), $\Omega_\Lambda = 0.87^{+0.25}_{-0.37}$ (1σ). Apresentamos em seguida a probabilidade posterior para cada parâmetro (figura 4.2). Note que os dados de RFC apontam para um universo com $\Omega_k > 1$, assim como os dados de SN-Ia de Amanullah et al. (2010). Vemos que os valores estimados desses parâmetros são consistentes com testes independentes. Quando fixamos a curvatura ($\Omega_k = 0$) obtemos que $\Omega_M = 0.26^{+0.06}_{-0.06}$ (1σ), $\Omega_\Lambda = 0.74^{+0.06}_{-0.06}$ (1σ).

Na figura (4.3) vemos que as duas classes aparecem bem segregadas e que modelos com energia escura são compatíveis com os dados observados. A curva vermelha representa o modelo Λ CDM plano e a curva azul é o melhor modelo obtido por nós ($\Omega_M = 0.34$; $\Omega_\Lambda = 0.87$). Note que a relação $\theta(z)$ para as duas classes de RFC apresenta uma dispersão muito

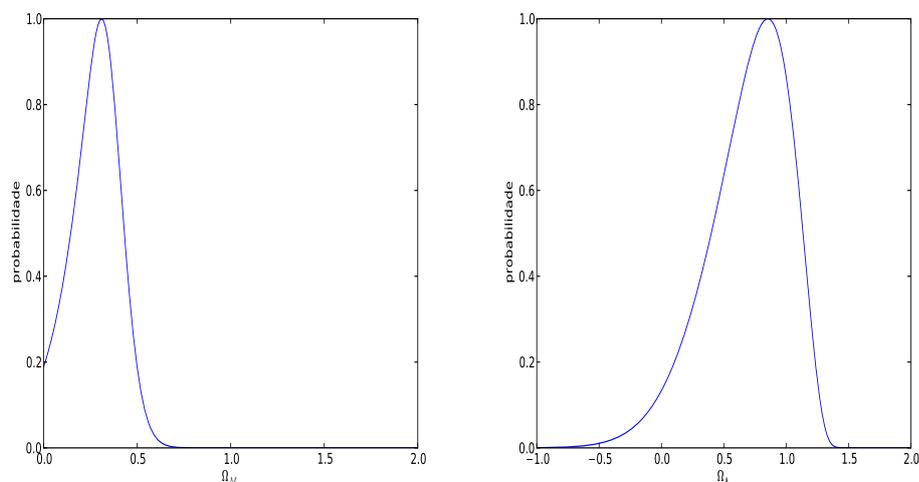


Figura 4.2: Probabilidade posterior para o modelo Λ CDM. Na figura da direita apresentamos a probabilidade posterior para Ω_Λ e na figura da esquerda para Ω_M .

menor e permite um número menor de modelos do que as análises anteriores de Kellermann (1993); Gurvits et al. (1999); Lima e Alcaniz (2002) e Jackson (2008).

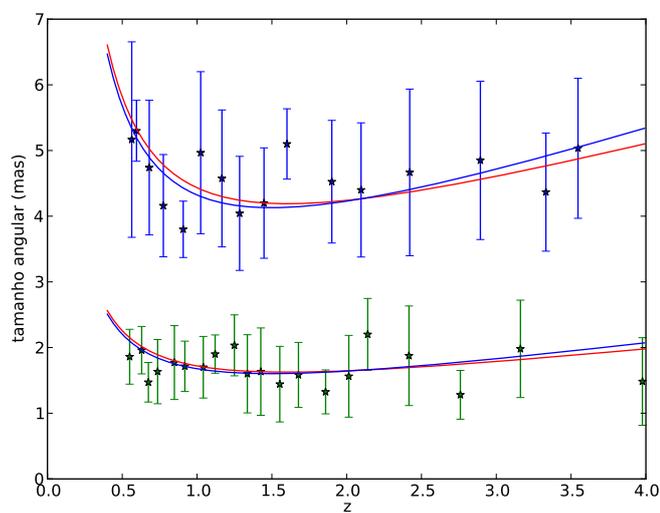


Figura 4.3: Relação $\theta(z)$ no modelo Λ CDM para as duas classes de RFC. A curva azul representa nosso melhor ajuste ($\Omega_M = 0.34, \Omega_\Lambda = 0.87$), a curva vermelha o modelo Λ CDM plano ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$). Os pontos azuis representam a *Classe I* e os pontos verdes a *Classe II*

4.2.2 Modelo XCDM

Testamos também o modelo XCDM plano, os vínculos obtidos são apresentados na figura (4.4). Vemos que o parâmetro Ω_M é melhor vinculado, no entanto o valor de ω , que representa a evolução da densidade de energia escura, não apresenta bons vínculos. Isso se deve ao fato de que os erros sobre θ , nas fontes com maiores *redshifts* são muito grandes, produzindo uma enorme degenerescência sobre o valor de ω .

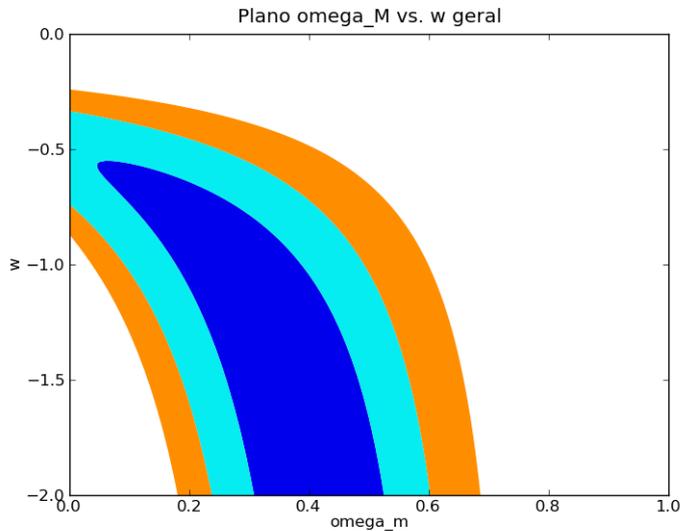


Figura 4.4: Espaço de parâmetros obtidos para modelo XCDM plano. As regiões representam 1σ , 2σ e 3σ , respectivamente.

4.2.3 Análise conjunta com BAO e CMB

A fim de quebrar a degenerescência, é importante considerarmos uma análise conjunta dos dados de RFC, BAO e CMB. É conhecido que a análise individual de cada um desses dados aponta para um determinado conjunto de parâmetros. Portanto, mesmo sabendo que o modelo de concordância cósmica (Λ CDM plano) é consistente com todos os dados observacionais existentes na literatura, é interessante considerar modelos mais gerais.

Seguindo a mesma análise de Amanullah et al. (2010) para as SN-Ia, combinamos os dados de RFC com BAO e CMB. Para isso utilizamos informação de BAO e de CMB que são independentes de H_0 . Desse modo, para obter o valor do χ^2_{total} apenas somamos os valores do χ^2 das RFC normalizados sobre H_0 e os valores de χ^2_{BAO} e χ^2_{CMB} .

Para obter o χ^2_{BAO} utilizamos o parâmetro observável $A(z)$, definido pela equação (1.39):

$$\chi^2_{BAO} = \frac{[A(z)_t - A(z)_{obs}]^2}{\sigma_{A(z)}^2}. \quad (4.14)$$

O parâmetro $A(z)$ pode ser escrito em função dos parâmetros cosmológicos:

$$A(z) = \frac{\sqrt{\Omega_M}}{[\Omega_M(1+z)^3 + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{\frac{1}{3}}} \left(\frac{D(z)}{z} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (4.15)$$

onde D é dado por:

$$\begin{cases} D(z) = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \sin[\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}] & \text{para } \Omega_k < 0, \\ D(z) = \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} & \text{para } \Omega_k = 0, \\ D(z) = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \sinh[\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}] & \text{para } \Omega_k > 0. \end{cases} \quad (4.16)$$

Em nossa análise utilizamos a medida de $A(z)$ em $z = 0.35$, fornecida por Eisenstein et al. (2005). Desse modo o valor do χ^2_{BAO} é dado por:

$$\chi^2_{BAO} = \frac{[A(0.35) - 0.469]^2}{(0.017)^2}. \quad (4.17)$$

Para obter o valor do χ^2_{CMB} utilizamos a medida da distância de diâmetro angular até a última superfície de espalhamento:

$$R(z) = \sqrt{\Omega_M} D(z). \quad (4.18)$$

O valor do *redshift* da superfície de último espalhamento depende do valor de H_0 , mas para deixar a análise independente desse parâmetro adotamos que esse valor é $z_{rec} = 1089$ (Komatsu et al., 2011). Utilizando os dados fornecidos por Davis et al. (2007), calculamos o valor de χ^2_{CMB} como:

$$\chi^2_{CMB} = \frac{[R(1089) - 1.71]^2}{(0.03)^2} \quad (4.19)$$

Sendo assim o valor do χ^2_{total} dado pela combinação dos resultados de RFC, BAO e CMB é escrito como:

$$\chi^2_{total} = \chi^2_{RFC} + \chi^2_{BAO} + \chi^2_{CMB} \quad (4.20)$$

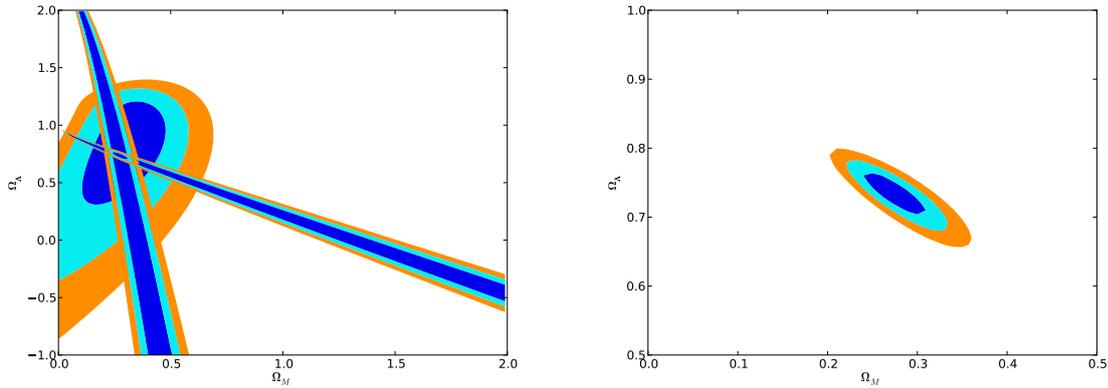


Figura 4.5: Na esquerda o espaço de parâmetros obtidos para modelo Λ CDM, estão sobrepostos os espaços de parâmetros obtidos por RFC, BAO e CMB. As regiões representam 1σ , 2σ e 3σ . Na direita apenas o espaço de parâmetros resultante da combinação dos dados.

Os vínculos sobre os valores de Ω_M e Ω_Λ obtidos através dessa combinação são apresentados na figura (4.5). Vemos que o espaço de parâmetros é muito restringido, o que mostra que a análise conjunta do dados de RFC com BAO e CMB restringe os parâmetros cosmológicos tanto quanto a análise de Amanullah et al. (2010) ($\Omega_M = 0.278 \pm 0.014$ e $\Omega_\Lambda = 0.726 \pm 0.014$ (1σ)), contudo a grande região que representa 1σ de confiança estatística para as RFC não introduz uma melhora significativa no ajuste dos dados, mas corrobora o modelo padrão.

Para o modelo Λ CDM com curvatura arbitrária os melhores valores obtidos são $\Omega_M = 0.27_{-0.02}^{+0.03}$ e $\Omega_\Lambda = 0.74_{-0.02}^{+0.03}$ (1σ). Os dados indicam $\Omega_k \approx 0.01$, assim como a análise de Amanullah et al. (2010).

Na figura (4.6) é apresentada a probabilidade posterior para Ω_M e Ω_Λ . Quando analisamos a relação $\theta(z)$, na figura (4.7), vemos que o melhor modelo obtido ajusta muito bem os dados observacionais.

Também testamos o modelo XCDM com a análise combinada dos dados, os resultados obtidos estão apresentados na figura (4.8). Os melhores valores obtidos foram $\Omega_M = 0.27_{-0.03}^{+0.04}$ (1σ) e $\omega = -0.96_{-0.18}^{+0.15}$ (1σ). Vemos que do mesmo modo o espaço de parâmetros foi muito restringido como em Amanullah et al. (2010) (ver figura 1.13). Vemos que nesse modelo os dados de RFC influenciam diretamente no resultado final, melhorando o ajuste dos parâmetros cosmológicos do modelo XCDM plano.

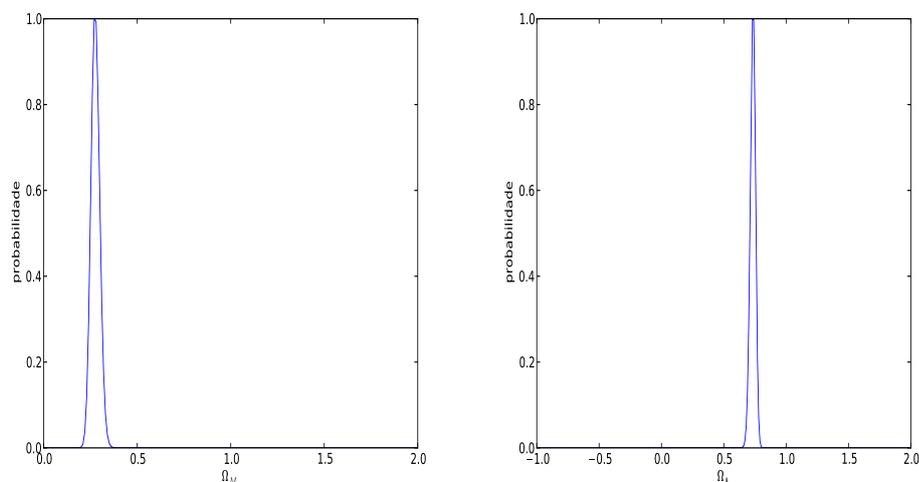


Figura 4.6: Probabilidade posterior da análise conjunta de RFC, BAO e CMB para o modelo Λ CDM. Na figura da direita apresentamos a probabilidade posterior para Ω_Λ e na figura da esquerda para Ω_M para o modelo Λ CDM.

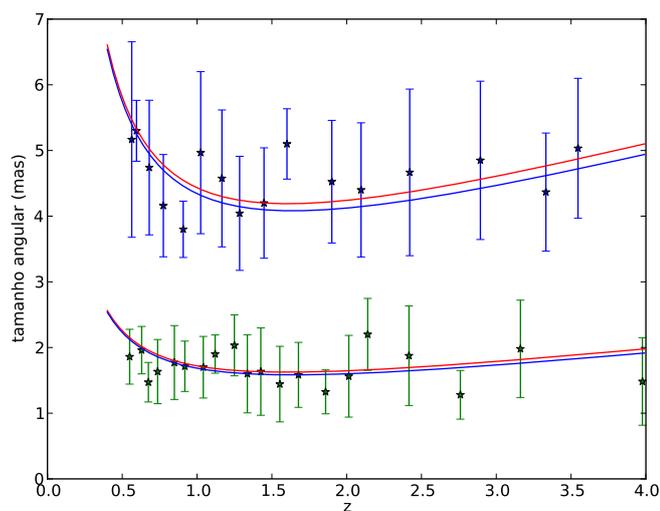


Figura 4.7: Relação $\theta(z)$ para o melhor ajuste combinando RFC, BAO e CMB para o modelo Λ CDM. As duas classes de RFC estão apresentadas, a curva azul representa nosso melhor ajuste ($\Omega_M = 0.27, \Omega_\Lambda = 0.74$), a curva vermelha o modelo Λ CDM plano ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$). Os pontos azuis representam a *Classe I* e os pontos verdes a *Classe II*

Na figura (4.9) estão apresentadas as *likelihoods* para Ω_M e ω . Vemos que os resultados são parecidos com os obtidos através da combinação de SN-Ia, BAO e CMB (Amanullah et al., 2010), $\Omega_M = 0.281^{+0.016}_{-0.015}$ (1σ) e $\omega = -1.026^{+0.055}_{-0.059}$ (1σ). Consolidando as RFC como

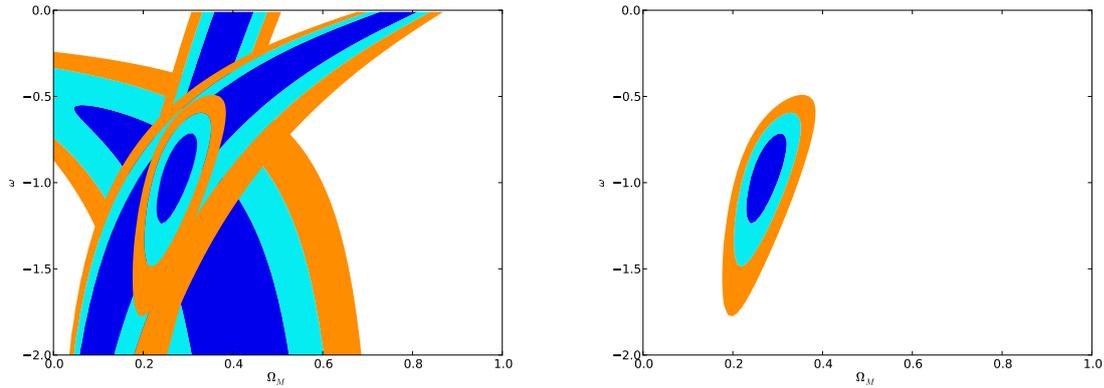


Figura 4.8: Na esquerda o espaço de parâmetros obtidos para modelo XCDM plano, estão sobrepostos os espaços de parâmetros obtidos por RFC, BAO e CMB. As regiões representam 1σ , 2σ e 3σ . Na direita apenas o espaço de parâmetros resultante da combinação dos dados.

bons indicadores de distância em cosmologia.

Quando analisamos a relação $\theta(z)$, na figura (4.10), vemos que o melhor modelo obtido também ajusta muito bem os dados observacionais, corroborando a ideia da divisão entre classes de tamanhos angulares, uma vez que conseguimos ótimos ajustes para os dois principais modelos existentes na literatura hoje.

Finalmente na tabela (4.1) apresentamos um resumo de nossos resultados.

Tabela 4.1 - Resultados para o modelo Λ CDM e XCMD da amostra de RFC analisada nesta dissertação.

	Ω_M	Ω_Λ	ω
RFC (Λ CDM)	$0.34^{+0.11}_{-0.14}$	$0.87^{+0.25}_{-0.37}$	-1 (fixo)
RFC (Λ CDM plano)	$0.26^{+0.06}_{-0.06}$	$0.74^{+0.06}_{-0.06}$	-1 (fixo)
RFC+BAO+CMB (Λ CDM)	$0.27^{+0.03}_{-0.02}$	$0.74^{+0.03}_{-0.02}$	-1 (fixo)
RFC+BAO+CMB (XCDM plano)	$0.27^{+0.04}_{-0.03}$	$0.73^{+0.04}_{-0.03}$	$-0.96^{+0.15}_{-0.18}$

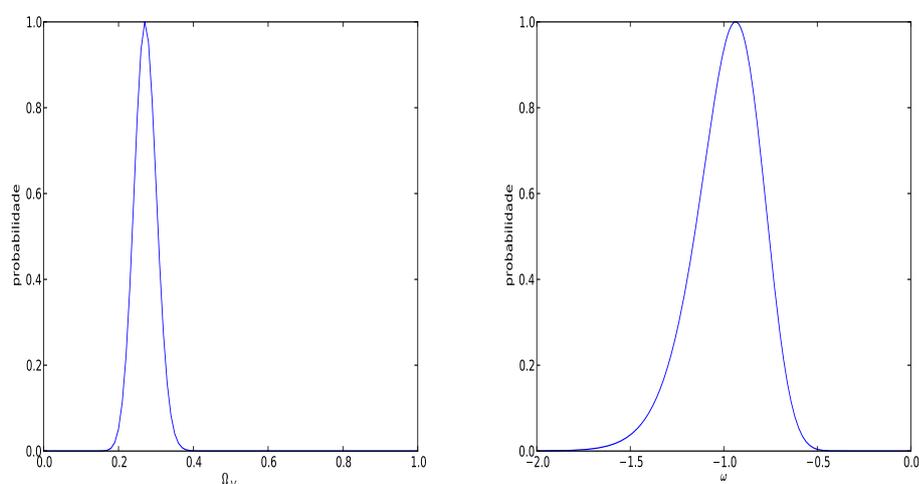


Figura 4.9: Probabilidade posterior da análise conjunta de RFC, BAO e CMB para o modelo XCDM plano. Na figura da direita apresentamos a probabilidade posterior para Ω_Λ e na figura da esquerda para ω .

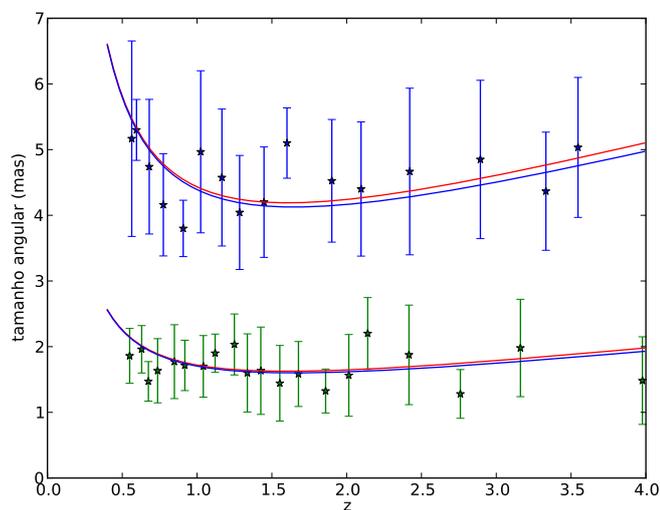


Figura 4.10: Relação $\theta(z)$ para o melhor ajuste combinando RFC, BAO e CMB para o modelo XCDM plano. As duas classes de RFC são apresentadas, a curva azul representa nosso melhor ajuste ($\Omega_M = 0.27, \omega = -0.96$), a curva vermelha o modelo XCDM plano ($\Omega_M = 0.3, \omega = -1$). Os pontos azuis representam a *Classe I* e os pontos verdes a *Classe II*.

Conclusão e Perspectivas

Nos últimos anos, os dados observacionais indicaram que o universo está passando por uma fase de expansão acelerada. O mecanismo responsável por esse estágio é ainda desconhecido, e sua compreensão é considerada um problema central na cosmologia moderna. No contexto da relatividade geral, a maneira mais simples de explicar essa aceleração da expansão em baixos *redshifts* é supor a existência de uma componente cuja principal característica é ter pressão negativa. Existem outras possibilidades na literatura mas, nesta dissertação, nos concentramos apenas nos modelos com essa componente extra (energia escura).

A compreensão do mecanismo que provoca essa aceleração na expansão está associado com o estudo da dinâmica cósmica, que por sua vez é dependente da composição do universo. Podemos acessar a dinâmica do universo através da determinação das distâncias cósmicas, uma vez que as definições de distâncias dependem do valor de H_0 e dos parâmetros cosmológicos, descrevendo a composição do universo. É nesse contexto que foi inserida essa dissertação. Procuramos estimar os parâmetros cosmológicos a partir das medidas da distância de diâmetro angular (DDA) de rádio fontes compactas (RFC), e desse modo compreender melhor a dinâmica do universo.

Como foi discutido, é importante conhecer réguas ou velas padrão a fim de medir distâncias sem que haja uma dependência *a priori* com algum modelo cosmológico. As SN-Ia são famosas por serem uma excelente vela-padrão e por fornecerem a curva de distância de luminosidade até *redshift* $z \approx 1.8$ sem depender de modelo cosmológico. Nesse trabalho estudamos a possibilidade da existência de uma régua-padrão, as RFC. A determinação de uma régua-padrão pode apresentar um avanço no estudo da dinâmica cósmica pois, como

no caso das RFC, é possível estender a escada de distância cósmica de modo independente de modelo cosmológico até altos *redshifts* ($z \gtrsim 3$). Dessa maneira proporcionando acesso a dinâmica de um universo mais primitivo.

Como discutido anteriormente, as RFC não constituem uma régua-padrão, pois não são objetos que tem apenas um tamanho linear, mas são objetos padronizáveis, isto é, são objetos cujo tamanho linear pode ser acessado através de um outro método em uma escala de distância menor (SN-Ia) e classificado conforme sua distribuição. Nesse trabalho, estimamos a distribuição do tamanho linear dessas fontes e mostramos que existe pelo menos 2 classes de RFC, ou seja, que para uma dada amostra de tamanhos angulares existem pelo menos 2 tamanhos lineares caracterizando essas fontes. Dessa maneira cada uma das classes de RFC se comportam como uma régua-padrão.

No primeiro capítulo apresentamos o modelo cosmológico padrão. Descrevemos a base teórica do modelo, a métrica do espaço-tempo homogêneo e isotrópico em expansão, a dinâmica do universo e por fim apresentamos os principais vínculos e métodos observacionais que levam ao modelo atualmente mais aceito, o chamado modelo de concordância cósmica.

No segundo capítulo, discutimos a escada de distância cósmica, apresentando em detalhe os indicadores primários e secundários de distâncias. As definições das distâncias relevantes para a cosmologia foram introduzidas quando consideramos o efeito da expansão do espaço. Por fim discutimos o importante papel de uma régua-padrão.

No terceiro capítulo apresentamos estudos que procuram estabelecer as RFC como régua-padrão. As RFC devem se comportar como régua-padrão pois sofre pequena influência do ambiente devido ao seu tempo de vida curto e por serem fontes com tamanho físico linear muito pequeno (Gurvits et al., 1999).

É importante lembrar que as primeiras análises consideraram a evolução das fontes com o *redshift* ou com a luminosidade (Kellermann, 1993; Gurvits et al., 1999). Tais estudos concluíram que testes cosmológicos a partir da relação $\theta(z)$ indicam um universo composto apenas por matéria, independente da consideração dos efeitos de evolução. Após os resultados das SN-Ia (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999), modelos com energia escura são testados desconsiderando efeitos de evolução para fontes com $z > 0.5$ (Jackson, 2004, 2008). No entanto em todas as análises apresentadas na literatura, o tamanho linear

das RFC sempre foi tratado como um parâmetro de ajuste.

Nesse contexto, primeiro resultado original do nosso trabalho é justamente utilizar dados de (SN-Ia) em *redshifts* mais baixos para calibrar o tamanho físico linear das RFC. Além disso, mostramos que não podemos considerar todas as RFC como um único objeto padrão, ou seja, as RFC estão divididas em 2 classes de tamanhos lineares distintos, cuja maior consequência é uma separação de diâmetros angulares.

Para a amostra de Gurvits et al. (1999) encontramos que a *Classe I* compreende RFC com $3mas < \theta \leq 7mas$ cujo tamanho linear médio calibrado é $l_1 = 33.69 \pm 3.65 pc$, enquanto a *Classe II* está associada com RFC tendo $0.7mas < \theta \leq 3mas$ e cujo tamanho linear médio calibrado é $l_2 = 13.07 \pm 1.32 pc$. Este foi o principal resultado do capítulo 3.

No quarto capítulo, apresentamos os testes de χ^2 para a relação $\theta(z)$ das RFC com a finalidade de estimar os melhores valores para Ω_M e Ω_Λ . Utilizando a calibração feita no capítulo 3 e um *prior* gaussiano sobre o valor de H_0 testamos o modelo Λ CDM com curvatura arbitrária, onde os melhores valores obtidos foram $\Omega_M = 0.34_{-0.14}^{+0.11}$ (1σ) e $\Omega_\Lambda = 0.87_{-0.37}^{+0.25}$ (1σ). Testamos também o modelo XCDM mas, nesse caso o espaço de parâmetros aparece bastante degenerado aos valores possíveis de ω .

Mostramos também que em uma análise conjunta envolvendo RFC, BAO (Eisenstein et al., 2005) e CMB (Komatsu et al., 2011) a degenerescência sobre Ω_M e Ω_Λ é quebrada e os dois parâmetros são bem vinculados, semelhante ao que ocorre com SN-Ia, BAO e CMB (Amanullah et al., 2010). Na análise conjunta o melhor ajuste reflete um universo aproximadamente plano, com $\Omega_M = 0.27_{-0.02}^{+0.03}$ (1σ) e $\Omega_\Lambda = 0.74_{-0.02}^{+0.03}$ (1σ). Constatamos também que uma possível dependência das RFC com seu índice espectral, originalmente apontada por Gurvits et al. (1999), não tem efeito relevante sobre esse tipo de teste pois, resultados semelhantes foram obtidos quando excluimos as fontes com a dependência considerada.

Por fim concluímos que as RFC são fontes calibráveis e se comportam como régua-padrão quando consideramos uma divisão entre classes. Este método de calibração é estatisticamente mais robusto do que as análises da literatura, uma vez que quando realizamos os testes cosmológicos precisamos ajustar apenas os valores de Ω_M e Ω_Λ . Além disso, nosso método, tal como ocorre com SN-Ia, é também independente de modelo cosmológico. A principal contribuição científica dessa dissertação é identificar as duas classes de RFC e um método de calibração que permite resultados significativos pois claramente

detecta o presente estágio acelerado do universo. Além disso, quando combinado com BAO e CMB, amplia a escada de distância cósmica de $z \approx 1.5$ para até $z \approx 4$.

Como perspectivas futuras para este estudo, acreditamos ser importante investigar a dependência do tamanho físico linear com o *redshift* para as RFC com $z < \frac{1}{2}$. Do ponto de vista observacional deve-se também fazer uma análise mais detalhada sobre a possível evolução das RFC com *redshift* e luminosidade. A partir da calibração do tamanho linear devemos estudar com mais detalhe a física desses objetos, que ainda não é bem compreendida. Portanto, além de ser uma questão importante no estudo de quasares e AGNs, vai possibilitar testar outros modelos cosmológicos com mais precisão.

No futuro, tal como ocorre com SN-Ia, será possível utilizar as RFC em abordagens cinemáticas para a determinação de q_0 . Tal estudo é importante pois podemos acessar o presente estado acelerado do universo sem que seja dependente da validade da relatividade geral ou do conteúdo energético-material do universo (Cunha e Lima, 2008; Guimarães et al., 2009).

É importante ressaltar que com maiores e mais precisos catálogos de RFC feitos a partir da técnica de VLBI (Frey et al., 2010), certamente nossa análise se tornará mais robusta. Um aumento de quantidade e da qualidade dos dados referentes as RFC permitirá um grande avanço no estudo da dinâmica do universo, pois as RFC permitem acessar um universo mais jovem.

Finalmente acreditamos que a utilização das RFC como objetos padrão pode se revelar um grande avanço para a cosmologia sendo uma importante ferramenta para vincular parâmetros cosmológicos em altos redshifts, uma vez que RFC muito distantes estão sendo encontradas com base em medidas em alta resolução (Frey et al., 2011).

Referências Bibliográficas

- Alcaniz J. S., Lima J. A. S., New Limits on Ω_Λ and Ω_M from Old Galaxies at High Redshift, *ApJ*, 1999, vol. 521, p. L87
- Alpher R. A., Bethe H., Gamow G., The Origin of Chemical Elements, *Physical Review*, 1948, vol. 73, p. 803
- Alpher R. A., Herman R., Gamow G. A., Thermonuclear Reactions in the Expanding Universe, *Physical Review*, 1948, vol. 74, p. 1198
- Amanullah R., Lidman C., Rubin D., et al. Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0.511 < z < 1.12$ and the Union2 Compilation, *ApJ*, 2010, vol. 716, p. 712
- Bassett B., Hlozek R., , 2010 Baryon acoustic oscillations. p. 246
- Begeman K. G., Broeils A. H., Sanders R. H., Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics, *MNRAS*, 1991, vol. 249, p. 523
- Benítez, N. and et al. Measuring Baryon Acoustic Oscillations Along the Line of Sight with Photometric Redshifts: The PAU Survey, *ApJ*, 2009, vol. 691, p. 241
- Bento M. C., Bertolami O., Sen A. A., Generalized Chaplygin gas, accelerated expansion, and dark-energy-matter unification, *Phys. Rev. D*, 2002, vol. 66, p. 043507
- Bilić N., Tupper G. B., Viollier R. D., Unification of dark matter and dark energy: the inhomogeneous Chaplygin gas, *Physics Letters B*, 2002, vol. 535, p. 17

- Borges H. A., Carneiro S., Fabris J. C., Pigozzo C., Evolution of density perturbations in decaying vacuum cosmology, *Phys. Rev. D*, 2008, vol. 77, p. 043513
- Bremer M. N., Jackson N., Perez-Fournon I., eds., 1998 *Observational cosmology with the new radio surveys* vol. 226 of *Astrophysics and Space Science Library*
- Buchalter A., Helfand D. J., Becker R. H., White R. L., Constraining Ω_0 with the Angular Size–Redshift Relation of Double-lobed Quasars in the FIRST Survey, *ApJ*, 1998a, vol. 494, p. 503
- Buchalter A., Helfand D. J., Becker R. H., White R. L., Constraining Ω_0 with the Angular Size–Redshift Relation of Double-lobed Quasars in the FIRST Survey, *ApJ*, 1998b, vol. 494, p. 503
- Busti V. C., Santos R. C., Lima J. A. S., Constraining the dark energy and smoothness parameter with type Ia supernovae and gamma-ray bursts, *Phys. Rev. D*, 2012, vol. 85, p. 103503
- Caldwell R. R., A phantom menace? Cosmological consequences of a dark energy component with super-negative equation of state, *Physics Letters B*, 2002, vol. 545, p. 23
- Calvão M. O., Waga I., Lima J. A. S., On the thermodynamics of matter creation in cosmology., *Physics Letters A*, 1992, vol. 162, p. 223
- Carvalho F. C., Alcaniz J. S., Lima J. A. S., Silva R., Scalar-Field-Dominated Cosmology with a Transient Acceleration Phase, *Physical Review Letters*, 2006, vol. 97, p. 081301
- Carvalho F. C., Alcaniz J. S., Lima J. A. S., Silva R., CMB and LSS constraints on a single-field model of inflation, *Europhysics Letters*, 2008, vol. 83, p. 29001
- Casimir H., On the Attraction Between Two Perfectly Conducting Plates, *Indag.Math.*, 1948, vol. 10, p. 261
- Chevallier M., Polarski D., Accelerating Universes with Scaling Dark Matter, *International Journal of Modern Physics D*, 2001, vol. 10, p. 213
- Clowe D., Bradac M., Gonzalez A. H., et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter, *ApJ*, 2006, vol. 648, p. L109

- Cole S., Percival W. J., Peacock J. A., Norberg P., et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: power-spectrum analysis of the final data set and cosmological implications, *MNRAS*, 2005, vol. 362, p. 505
- Colless M., First results from the 2dF Galaxy Redshift Survey. In *Large-Scale Structure in the Universe*, 1999, p. 105
- Combes F., Boisse P., Mazure A., Blanchard A., Seymour M., *Galaxies and cosmology*. *Galaxies and cosmology* (2nd ed.). by F. Combes et al. (M. Seymour, Trans.). New York: Springer, 2002., 2002
- Copi C. J., Schramm D. N., Turner M. S., Big-Bang Nucleosynthesis and the Baryon Density of the Universe, *Science*, 1995, vol. 267, p. 192
- Cunha J. V., Lima J. A. S., Transition redshift: new kinematic constraints from supernovae, *MNRAS*, 2008, vol. 390, p. 210
- Daly R. A., Guerra E. J., Quintessence, Cosmology, and Fanaroff-Riley Type IIb Radio Galaxies, *AJ*, 2002, vol. 124, p. 1831
- Davis T. M., Mörtzell et al. Scrutinizing Exotic Cosmological Models Using ESSENCE Supernova Data Combined with Other Cosmological Probes, *ApJ*, 2007, vol. 666, p. 716
- de Sitter W., Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences. Third paper, *MNRAS*, 1917, vol. 78, p. 3
- Dicke R. H., Peebles P. J. E., Roll P. G., et al. Cosmic Black-Body Radiation., *ApJ*, 1965, vol. 142, p. 414
- Djorgovski S., Davis M., Fundamental properties of elliptical galaxies, *ApJ*, 1987, vol. 313, p. 59
- Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., Davies R. L., Faber S. M., Terlevich R., Wegner G., Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. I - A new distance estimator, *ApJ*, 1987, vol. 313, p. 42
- Eisenstein D., White M., Theoretical uncertainty in baryon oscillations, *Phys. Rev. D*, 2004, vol. 70, p. 103523

- Eisenstein D. J., Zehavi I., Hogg D. W., et al. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies, *ApJ*, 2005, vol. 633, p. 560
- Etherington I. M. H., On the Definition of Distance in General Relativity., *Philosophical Magazine*, 1933, vol. 15, p. 761
- Faber S. M., Jackson R. E., Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies, *ApJ*, 1976, vol. 204, p. 668
- Forman W., Jones C., X-Ray-Imaging Observations of Clusters of Galaxies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1982, vol. 20, p. 547
- Freedman W. L., Madore B. F., Scowcroft V., Burns C., Monson A., Persson S. E., Seibert M., Rigby J., Carnegie Hubble Program: A Mid-infrared Calibration of the Hubble Constant, *ApJ*, 2012, vol. 758, p. 24
- Frey S., Paragi Z., Gurvits L. I., Gabányi K. É., Cseh D., The most distant radio quasars at the highest resolution, *ArXiv e-prints*, 2011
- Frey S., Paragi Z., Gurvits L. I., Cseh D., Gabányi K. É., High-resolution images of five radio quasars at early cosmological epochs, *A&A*, 2010, vol. 524, p. A83
- Friedmann A., Über die Krümmung des Raumes, *Zeitschrift für Physik*, 1922, vol. 10, p. 377
- Friedmann A., Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes, *Zeitschrift für Physik*, 1924, vol. 21, p. 326
- Guimarães A. C. C., Cunha J. V., Lima J. A. S., Bayesian analysis and constraints on kinematic models from union SNIa, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2009, vol. 10, p. 10
- Gurvits L. I., Apparent milliarcsecond sizes of active galactic nuclei and the geometry of the universe, *ApJ*, 1994, vol. 425, p. 442
- Gurvits L. I., Milliarcsecond Radio Structures in AGN as Cosmological Probes. In *Radio Astronomy at the Fringe*, vol. 300 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2003, p. 285

-
- Gurvits L. I., Kellermann K. I., Frey S., The “angular size - redshift” relation for compact radio structures in quasars and radio galaxies, *A&A*, 1999, vol. 342, p. 378
- Hamuy M., Phillips M. M., Suntzeff N. B., Schommer R. A., Maza J., Aviles R., The Hubble Diagram of the Calan/Tololo Type IA Supernovae and the Value of H_0 , *AJ*, 1996, vol. 112, p. 2398
- Hicken M., Wood-Vasey W. M., et al. Improved Dark Energy Constraints from ≈ 100 New CfA Supernova Type Ia Light Curves, *ApJ*, 2009, vol. 700, p. 1097
- Hogg D. W., Distance measures in cosmology, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1999
- Holanda R. F. L., Limá J. A. S., Cunha J. V., Accessing the Acceleration of the Universe with Sunyaev-Zeldovich and X-Ray Data from Galaxy Clusters. In Twelfth Marcel Grossmann Meeting on General Relativity , 2012, p. 1308
- Holanda R. F. L., Lima J. A. S., Ribeiro M. B., Testing the Distance-Duality Relation with Galaxy Clusters and Type Ia Supernovae, *ApJ*, 2010, vol. 722, p. L233
- Holanda R. F. L., Lima J. A. S., Ribeiro M. B., Cosmic distance duality relation and the shape of galaxy clusters, *A&A*, 2011, vol. 528, p. L14
- Hoyle F., Fowler W. A., Nucleosynthesis in Supernovae., *ApJ*, 1960, vol. 132, p. 565
- Hu W., Dodelson S., Cosmic Microwave Background Anisotropies, *ARA&A*, 2002, vol. 40, p. 171
- Hubble E., A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae, *Proceedings of the National Academy of Science*, 1929, vol. 15, p. 168
- Huterer D., Turner M. S., Probing dark energy: Methods and strategies, *Phys. Rev. D*, 2001, vol. 64, p. 123527
- Jackson J. C., Tight cosmological constraints from the angular-size/redshift relation for ultra-compact radio sources, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2004, vol. 11, p. 7
- Jackson J. C., Is there a standard measuring rod in the Universe?, *MNRAS*, 2008, vol. 390, p. L1

- Jackson J. C., Dodgson M., On universes with outsides and angular-size/redshift diagram for milliarcsecond radio-sources, *MNRAS*, 1996, vol. 278, p. 603
- Johri V. B., Parametrization of Dark Energy Equation of State, astro-ph/0409161, 2004
- Kamenshchik A., Moschella U., Pasquier V., An alternative to quintessence, *Physics Letters B*, 2001, vol. 511, p. 265
- Kellermann K. I., The cosmological deceleration parameter estimated from the angular-size/redshift relation for compact radio sources, *Nature*, 1993, vol. 361, p. 134
- Komatsu E., Dunkley J., et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation, ArXiv e-prints, 2008
- Komatsu E., Smith K. M., et al. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation, *ApJS*, 2011, vol. 192, p. 18
- Kowalski M., Rubin D., Aldering G., et al. Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets, *ApJ*, 2008, vol. 686, p. 749
- Krauss L. M., Old Galaxies at High Redshift and the Cosmological Constant, *ApJ*, 1997, vol. 480, p. 466
- Krauss L. M., Schramm D. N., Angular diameters as a probe of a cosmological constant and Omega, *ApJ*, 1993, vol. 405, p. L43
- Lemaître G., Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 1927, vol. 47, p. 49
- Lima J. A., Cunha J. V., Alcaniz J. S., Constraining the dark energy with galaxy cluster x-ray data, *Phys. Rev. D*, 2003, vol. 68, p. 023510
- Lima J. A. S., Alternative Dark Energy Models: An Overview, *Brazilian Journal of Physics*, 2004, vol. 34, p. 194
- Lima J. A. S., Alcaniz J. S., Angular size in “quintessence” cosmology, *A&A*, 2000a, vol. 357, p. 393

- Lima J. A. S., Alcaniz J. S., LETTER: On the Minimal Angular Size in Open, Λ CDM, and Scalar Field Cosmologies, *General Relativity and Gravitation*, 2000b, vol. 32, p. 1851
- Lima J. A. S., Alcaniz J. S., Dark Energy and the Angular Size-Redshift Diagram for Milliarcsecond Radio Sources, *ApJ*, 2002, vol. 566, p. 15
- Lima J. A. S., Basilakos S., Sola J., Expansion History with Decaying Vacuum: A Complete Cosmological Scenario, *ArXiv e-prints*, 2012
- Lima J. A. S., Jesus J. F., Oliveira F. A., CDM accelerating cosmology as an alternative to Λ CDM model, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2010, vol. 11, p. 27
- Lima J. A. S., Maia J. M. F., Deflation with Decaying Vacuum Energy Density. In *Gravitation: the Spacetime Structure*, SILARG VIII , 1994a, p. 478
- Lima J. A. S., Maia J. M. F., Deflationary cosmology with decaying vacuum energy density, *Phys. Rev. D*, 1994b, vol. 49, p. 5597
- Lima Neto G. B., *Astronomia Extragaláctica*. Notas de aula, 2012, 246
- Linder E. V., Exploring the Expansion History of the Universe, *Physical Review Letters*, 2003, vol. 90, p. 091301
- Maia J. M., Lima J. A., Scalar field description of decaying- Λ cosmologies, *Phys. Rev. D*, 2002, vol. 65, p. 083513
- North J. D., *The measure of the universe. A history of modern cosmology*. Edicao. Cidade: Editora, 1965, 10
- Ozer M., Taha M. O., A possible solution to the main cosmological problems., *Physics Letters B*, 1986, vol. 171, p. 363
- Ozer M., Taha M. O., A model of the universe free of cosmological problems., *Nuclear Physics B*, 1987, vol. 287, p. 776
- Padmanabhan N., Xu X., Eisenstein D. J., Scalzo R., Cuesta A. J., Mehta K. T., Kazin E., A 2% Distance to $z=0.35$ by Reconstructing Baryon Acoustic Oscillations - I : Methods and Application to the Sloan Digital Sky Survey, *ArXiv e-prints*, 2012

- Paolillo M., Andreon S., Longo G., Puddu E., Gal R. R., Scaramella R., Djorgovski S. G., de Carvalho R., Luminosity function of clusters of galaxies, *A&A*, 2001, vol. 367, p. 59
- Peacock J. A., *Cosmological Physics*. Edicao. Cidade: Editora, 1999, 10
- Peacock J. A., Studying Large-scale Structure with the 2dF Galaxy Redshift Survey. In *A New Era in Cosmology*, vol. 283 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2002, p. 19
- Pearson T. J., Browne I. W. A., Henstock D. R., Polatidis A. G., Readhead A. C. S., Taylor G. B., Thakkar D. D., Vermeulen R. C., Wilkinson P. N., Xu W., The Caltech-Jodrell Bank VLBI Surveys. In *IAU Colloq. 164: Radio Emission from Galactic and Extragalactic Compact Sources*, vol. 144 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1998, p. 17
- Peebles P. J. E., Primordial Helium Abundance and the Primordial Fireball. II, *ApJ*, 1966, vol. 146, p. 542
- Peebles P. J. E., *Principles of physical cosmology*. Princeton Series in Physics, Princeton, NJ: Princeton University Press, —c1993, 1993
- Penzias A. A., Wilson R. W., A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s., *ApJ*, 1965, vol. 142, p. 419
- Percival, W. J. and Reid, B. A. and et al. Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample, *MNRAS*, 2010, vol. 401, p. 2148
- Perlmutter S., et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae, *ApJ*, 1999, vol. 517, p. 565
- Phillips M. M., The absolute magnitudes of Type IA supernovae, *ApJ*, 1993, vol. 413, p. L105
- Preston R. A., Morabito D. D., Williams J. G., Faulkner J., Jauncey D. L., Nicolson G., A VLBI survey at 2.29 GHz, *AJ*, 1985, vol. 90, p. 1599
- Ratra B., Peebles P. J. E., Cosmological consequences of a rolling homogeneous scalar field, *Phys. Rev. D*, 1988, vol. 37, p. 3406

-
- Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P., et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant, *AJ*, 1998, vol. 116, p. 1009
- Riess A. G., Macri L., et al. A 3% Solution: Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3, *ApJ*, 2011, vol. 730, p. 119
- Rubin V. C., Ford J. W. K., Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions, *ApJ*, 1970, vol. 159, p. 379
- Sahni V., Starobinsky A., The Case for a Positive Cosmological Λ -Term, *International Journal of Modern Physics D*, 2000, vol. 9, p. 373
- Schaefer B. E., The Hubble Diagram to Redshift greater than 6 from 69 Gamma-Ray Bursts, *ApJ*, 2007, vol. 660, p. 16
- Smith S., The Mass of the Virgo Cluster, *ApJ*, 1936, vol. 83, p. 23
- Smoot G. F., Bennett C. L., et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps, *ApJ*, 1992, vol. 396, p. L1
- Sparnaay M. J., Measurements of attractive forces between flat plates, *Physica*, 1958, vol. 24, p. 751
- Steigman G., Primordial Nucleosynthesis For The New Millennium, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2000
- Steigman G., Primordial Nucleosynthesis: Successes and Challenges, *International Journal of Modern Physics E*, 2006, vol. 15, p. 1
- Stelmach J., VLBI data for compact radio sources versus exotic forms of matter in the universe, *ApJ*, 1994, vol. 428, p. 61
- Tegmark M., Blanton M. R., Strauss M. A., Hoyle F., et al. The Three-Dimensional Power Spectrum of Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey, *ApJ*, 2004, vol. 606, p. 702
- Tucker W., Blanco P., Rappoport S., et al. 1E 0657-56: A Contender for the Hottest Known Cluster of Galaxies, *ApJ*, 1998, vol. 496, p. L5

- Tully R. B., Fisher J. R., A new method of determining distances to galaxies, *A&A*, 1977, vol. 54, p. 661
- Turner M. S., White M., CDM models with a smooth component, *Phys. Rev. D*, 1997, vol. 56, p. R4439
- Waga I., Decaying vacuum flat cosmological models - Expressions for some observable quantities and their properties, *ApJ*, 1993, vol. 414, p. 436
- Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F., On the Synthesis of Elements at Very High Temperatures, *ApJ*, 1967, vol. 148, p. 3
- Walker A. G., On Milne's theory of world structure, *Proc. Lond. Math. Soc.*, 1936, vol. 42, p. 90
- Weinberg S., *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*. John Wiley & Sons, 1972
- Weinberg S., The cosmological constant problem, *Reviews of Modern Physics*, 1989, vol. 61, p. 1
- Weinberg S., *Cosmology*. Oxford University Press, 2008
- Weller J., Albrecht A., Future supernovae observations as a probe of dark energy, *Phys. Rev. D*, 2002, vol. 65, p. 103512
- White D. A., Fabian A. C., Einstein Observatory evidence for the widespread baryon overdensity in clusters of galaxies, *MNRAS*, 1995, vol. 273, p. 72
- White S. D. M., Navarro J. F., Evrard A. E., Frenk C. S., The baryon content of galaxy clusters: a challenge to cosmological orthodoxy, *Nature*, 1993, vol. 366, p. 429
- Zel'dovich Y. B., Special Issue: the Cosmological Constant and the Theory of Elementary Particles, *Soviet Physics Uspekhi*, 1968, vol. 11, p. 381
- Zwicky F., Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, *Helvetica Physica Acta*, 1933, vol. 6, p. 110