



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Brilho Superficial em Raio-x de Aglomerados de
Galáxias, Opacidade Cósmica e Limites no
Parâmetro de Densidade de Matéria**

Kamilla Veronika Rodrigues de Andrade Silva

CAMPINA GRANDE

- Julho - 2018 -

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Brilho Superficial em Raio-x de Aglomerados de
Galáxias, Opacidade Cósmica e Limites no
Parâmetro de Densidade de Matéria**

Kamilla Veronika Rodrigues de Andrade Silva

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Campina Grande, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Física.

Área de Concentração: Cosmologia.

Orientador: Prof. Dr. Rodrigo Fernandes de Lira Holanda.

CAMPINA GRANDE

- Julho de 2018 -

S586b

Silva, Kamilla Veronika Rodrigues de Andrade.

Brilho superficial em raio-X de aglomerados de galáxias, opacidade cósmica e limites no parâmetro de densidade de matéria / Kamilla Veronika Rodrigues de Andrade Silva. – Campina Grande, 2018.

71 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2018.

"Orientação: Prof. Dr. Rodrigo Fernandes de Lima Holanda".

Referências.

1. Cosmologia. 2. Opacidade Cósmica. 3. Fração de Massa de Gás.
4. Cluster de Galáxia. I. Holanda, Rodrigo Fernandes de Lima. II. Título.

CDU 523.11(043)

BRILHO SUPERFICIAL EM RAIO-X DE AGLOMERADOS DE
GALÁXIAS, OPACIDADE CÓSMICA E LIMITES NO
PARÂMETRO DE DENSIDADE DE MATÉRIA

KAMILLA VERONIKA RODRIGUES DE ANDRADE SILVA

Aprovada em _____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Rodrigo Fernandes de Lira Holanda
Orientador

Prof. Dr. Jean Paulo Spinelly da Silva
Examinador

Prof. Dr. Carlos Heitor Gomes Bessa
Examinador

“Olhem para as estrelas e aprendam com elas.”

Albert Einstein

Agradecimentos

À Deus em primeiro lugar, por ter permitido que eu trilhasse esse caminho de forma tranquila e por ter me dado a capacidade de realizar o trabalho que me foi designado. Aos meus pais, Josenilton e Karla, que sempre foram alicerce e fonte de inspiração para mim, que me ensinaram a importância de se ter sonhos e mais ainda, que me mostraram que eles são sim possíveis de se realizar e que isso só depende de nós. A minha irmã, Jéssica, que esteve sempre apostado para me ouvir e me incentivar.

A família que eu formei. Meu marido, Adalberto, que esteve comigo todos os dias, me apoiou, segurou as pontas em casa quando eu não podia. Meus lindos e amados filhos, Rafael e Miguel, por entender quando eu não podia estar presente em alguns momentos.

As minhas amigas e eternas companheiras, Tássia Ianne, Aedlla, Cécillia e Tássia Lustosa, que sempre estiveram presentes, mesmo com a distância. Minhas amigas vocês são únicas e estarão sempre no meu coração. As amigas - colegas de trabalho - que tive o prazer e a oportunidade de conhecer e poder conviver durante todos esses anos no departamento de física da UFCG, Elizangela, Aline Lins, Camila e aos meus colegas André e Júlio, obrigada por deixarem tudo mais leve, pelos sorrisos, pelas conversas, sem dúvidas vocês tornaram tudo isso muito legal de ser vivido.

Ao meu orientador Rodrigo Holanda, por toda paciência, por toda compreensão comigo, pelo incentivo gigante que sempre me deu, minha eterna gratidão.

Aos meus professores do departamento de física da UFCG, que me ajudaram a percorrer esse caminho com os inúmeros conhecimentos transmitidos.

À CAPES pelo auxílio financeiro.

Lista de Figuras

2.1	Mapeamento de galáxias obtido a partir de slice tridimensional feitos pelo SDSS. A terra está no centro e cada ponto representa uma galáxia, contendo normalmente 100 bilhões de estrelas. As galáxias foram coloridas de acordo com a idade de suas estrelas, os pontos em vermelho representam as galáxias mais antigas. Fonte: SDSS Image Galery	13
2.2	Visão panorâmica da distribuição de galáxias em infravermelho, imagens obtidas a partir do 2MASS Extended Source Catalog (XSC) . Fonte: [37] .	13
2.3	Representação de uma curvatura numa superfície bidimensional em um espaço de três dimensões. Representando respectivamente, um universo espacialmente aberto, plano e fechado. Fonte: [35]	14
2.4	Determinação dos parâmetros cosmológicos Ω_M e w obtidos a partir de 472 amostras de SNe Ia. Os contornos em cinza correspondem a combinação de todos os parâmetros cosmológicos. A linha horizontal corresponde ao valor da constante cosmológica $w = -1$, também foi considerada uma geometria plana que corresponde a $\Omega_k = 0$ Fonte: Sullivan et al 2011	19
2.5	Distância de luminosidade adimensional D_L/D_H cada curva representa um universo com diferentes geometrias, a curva sólida $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$, a curva pontilhada $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0, 05, 0)$ e a curva tracejada $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0, 2, 0, 8)$ Fonte: [42]	23
2.6	Distância de diâmetro angular adimensional D_a/D_H . As três curvas são para os modelos, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ linha sólida, $(0.05, 0)$ linha pontilhada e $(0.02, 0.8)$ linha tracejada. Fonte: [42]	24
2.7	Comparação entre três diferentes definições de distância, a comóvel, a distância de luminosidade e a distância de diâmetro angular, quando consideramos diferentes modelos cosmológicos. Fonte: [35]	25

2.8	Curva de rotação da galáxia NGC6503. Os pontos representam a velocidade orbital em função do raio galáctico, as linhas pontilhadas, tracejadas, trecejada-pontilhada representam as contribuições do gás, do disco, e da matéria escura, respectivamente. Fonte: [46]	27
2.9	Curva de rotação da galáxia NGC3198. Os pontos representam mais uma vez a velocidade orbital em função do raio galáctico e as linhas representam as contribuições das velocidades devido cada componente. Fonte: [49]	27
2.10	Imagens do Aglomerado 1E0657-558. No lado esquerdo temos a imagem do aglomerado no ótico, no lado direito temos a imagem em raio-X. Fonte: [48]	28
2.11	Diagrama de Hubble obtido pelo <i>Supernova Cosmology Project</i> , incluindo os dados para SNe Ia. Fonte: [2]	29
2.12	Diagrama de Hubble obtido pelo <i>High-z Supernova Search Team</i> , incluindo os dados para SNe Ia. Fonte: [1]	30
2.13	Genealogia: matéria escura. Fonte: [5]	31
2.14	Imagem artística das oscilações acústicas de bárions produzida pelo projeto BOSS(<i>Baryon Oscillation Spectroscopic Survey</i>). Fonte: [89]	33
3.1	A esquerda temos a região central do aglomerado de Virgo e a direita o aglomerado de Coma. Fonte: SDSS Image Galery	35
3.2	Simulação da distribuição dos aglomerados de galáxias, em uma fatia do universo quando consideramos o modelo Λ CDM, a estrutura destacada, representa um aglomerado rico que se encontra na intersecção dos filamentos. Fonte: [58]	36
3.3	Emissão de radio associada a galáxia NGC 7720 no aglomerado de Abell 2634. A emissão de rádio nos tons de azuis e as curvas de nível são devido o movimento da galáxia em relação ao meio intra-aglomerado. Fonte: [35]	37
3.4	Einstein = HEAO-2 (<i>High Energy Astrophysical Observatory</i>); rosat = <i>Röntgen Satellite</i> ; asca = <i>Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics</i> ; Beppo-sax = <i>Giuseppe Occhialini-Satellite per Astronomia X</i> ; Chandra = AXAF (<i>Advanced X-ray Astrophysics Facility</i>), <i>Subrahmanyam Chandrasekhar</i> ; XMM-Newton = <i>X-ray Multi-Mirror Mission</i> . Suzaku = Astro-E2. Fonte: [35].	41

4.1	Trajectoria dos raios emitidos por uma fonte G e observados por O, onde ambos estão em movimento relativo. Fonte: [69]	45
5.1	A figura mostra os dados de fração de massa de gás em raio-X. Onde os círculos e os quadrados correspondem a [14] e [13], respectivamente. Fonte: [53]	54
5.2	A figura mostra os dados de $H(z)$ em unidades de $(km/s/Mpc)$. Onde os círculos abertos e os quadrados correspondem a medidas obtidas a partir de cronômetros cósmicos, e BAO, respectivamente. Fonte: [53]	56
5.3	A Figura (a) mostra o plano (ϵ, Ω_M) quando utilizamos amostras de fração de massa do gás obtidas por [14] e dados de $H(z)$. A figura (b) apresenta os dados de FMG em raio-X obtidas por [13] e dados de $H(z)$. As figuras (c) e (d) mostram os valores do χ^2 para ϵ usando as amostras de FMG em raio-X obtidas por [14] e [13], respectivamente, juntamente com os dados de $H(z)$ (marginalizando o Ω_M). Fonte: [53]	59

Lista de Abreviaturas e Siglas

SNe Ia - *Supernovas tipo Ia*

COBE - *Cosmic Background Explorer*

WMAP - *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*

FMG - *Fração de massa do Gás*

RDDC - *Relação de dualidade de distância cósmica*

TRE - *Teoria da Relatividade Especial*

TRG - *Teoria da Relatividade Geral*

SCP - *Supernova Cosmology Project*

HZT - *High-z Supernova Search Team*

BAO - *Oscilações Acústicas de Bárions*

Resumo

Nos últimos anos, muitos testes têm sido realizados para verificar a existência de fontes de opacidade cósmicas em observações astronômicas. A ideia tem sido confrontar dados observacionais que dependam da hipótese da transparência cósmica com outros que independam. Este foi o principal foco desse trabalho. Foram utilizadas duas amostras de medidas da fração de massa do gás de aglomerados de galáxias obtidas a partir do brilho superficial em raio-X destas estruturas, que são afetados por uma possível presença de fonte de opacidade, e 38 dados recentes da taxa de expansão cósmica, $H(z)$, que independem de tal presença. Concluiu-se que o universo transparente é permitido com alto grau de confiança estatística na região de raios-X do espectro eletromagnético, porém, análises mais restritivas ainda precisam ser realizadas com dados futuros. Os resultados obtidos por esse trabalho estão de acordo com estudos já realizados anteriormente com outros dados astronômicos, como observações de supernovas do tipo Ia e *gamma ray bursts*.

Palavras-chave: Opacidade Cósmica, Cluster de Galáxia, Fração de Massa do Gás.

Abstract

In recent years, many tests have been proposed to verify the existence of some cosmic opacity sources in astronomical observations. The idea has been to use observational data that depend on the hypothesis of cosmic transparency with others that are independent. This was the main focus this work. Was used two samples of gas mass fraction measurements of galaxy clusters obtained from their X-ray surface brightness, which are affected by a possible presence of opacity source, and recent data of the cosmic expansion rate, $H(z)$, which are independent of a such presence. Was concluded that a transparent universe is allowed with a high degree of statistical confidence in the X-ray region of the electromagnetic spectrum, but more restrictive analyzes still need to be performed with future data. The results this work are in full agreement with previous studies which used other astronomical data, such as observations of type Ia supernovae and gamma ray bursts.

Keywords: Cosmic Opacity, Galaxy Cluster, Gas Mass Fraction.

Sumário

1	Introdução	1
2	Breve Análise da Cosmologia Moderna	5
2.1	A Teoria da Relatividade Geral	5
2.1.1	Princípios da Teoria da Relatividade Geral	7
2.1.2	Equações de Campo de Einstein	11
2.2	O Princípio Cosmológico	12
2.3	Geometria e Dinâmica Cósmica	14
2.3.1	Parâmetros Cosmológicos	16
2.3.2	Determinação Observacional dos Parâmetros Cosmológicos	18
2.4	Aspectos Observacionais	19
2.4.1	<i>Redshift Cosmológico</i>	19
2.4.2	Distâncias Cosmológicas	21
2.5	Matéria Escura	25
2.6	Energia Escura	28
2.7	Medida da Taxa de Expansão do Universo	31
2.7.1	Cronômetros Cósmicos	32
2.7.2	Oscilações Acústicas de Bárions	32
3	Aglomerados de Galáxias	34
3.1	Histórico	34
3.2	Determinação de Massa	37
3.2.1	Cálculo de Massa das Galáxias e Massa Faltante	37
3.2.2	Determinação da Massa do Gás Intra-aglomerado	38
3.2.3	Massa Total do Aglomerado	40

3.3	Emissão em Raio-X de Aglomerados de Galáxias	40
4	Relação de Dualidade de Distância Cósmica e Opacidade Cósmica (RDDC)	44
5	Vinculando a Opacidade cósmica e Ω_M utilizando dados de $H(z)$ e fração de massa de gás em aglomerados de galáxias	48
5.1	Opacidade Cósmica e Observações de Fração de massa do gás	48
5.1.1	Distância de Luminosidade e Opacidade Cósmica	49
5.1.2	Distância de Luminosidade a partir de Aglomerados de Galáxias	51
5.2	Dados	52
5.2.1	Dados Dependentes da Opacidade Cósmica	52
5.2.2	Dados Independentes da Opacidade Cósmica	54
5.3	Resultados e Discussões	56
6	Conclusões e perspectivas futuras	61
	Referências Bibliográficas	63

Capítulo 1

Introdução

Nas últimas duas décadas, com a obtenção de dados observacionais de alta qualidade, a cosmologia observacional tem fornecido estudos mais precisos e confiáveis no que tange o conhecimento das estruturas do Universo. Dentre as pesquisas realizadas, pode-se destacar o estudo de SNe Ia em *redshifts* altos e intermediários, os dados de alta precisão de anisotropia da radiação cósmica de fundo, obtidos a partir dos satélites COBE¹ e WMAP², além do estudo de aglomerado de galáxias. Tais estudos apontam para o que hoje é um dos grandes mistérios da física, uma componente exótica que domina o conteúdo energético do Universo e que seria responsável pela expansão acelerada, denominada energia escura [1], [2]. Atualmente estima-se que a energia escura represente 73% do conteúdo energético do universo, a matéria escura responde por 23% e a matéria bariônica contribui com apenas 4% [3].

A natureza ainda incerta da energia escura vem estimulando diversos debates no mundo científico, sendo que o principal candidato a desempenhar esse papel é a constante cosmológica, que até aqui vem se ajustando aos testes realizados. Porém, alguns problemas teóricos e observacionais no modelo padrão, têm feito com que outras teorias gravitacionais se desenvolvam a fim de solucionar este que é um dos grandes problemas da física atualmente.

Diante desse cenário extremamente interessante, em que temos conhecimento de aproximadamente 4% de todo conteúdo do Universo, as técnicas aplicadas ao estudo dos aglomerados de galáxias têm se mostrado extremamente promissoras. Estas estruturas

¹Do inglês *Cosmic Background Explorer*

²Do inglês *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*

possuem massas que ultrapassam 10^{14} massas solares, seus diâmetros são da ordem de Mpc³, além de possuírem temperaturas da ordem de $10^7 - 10^8 K$ fazendo com que elas sejam as maiores estruturas gravitacionalmente virializadas do universo e capazes de fornecer variados teste cosmológicos. Estes testes podem impor vínculos a diversos parâmetros, como por exemplo o parâmetro de densidade de matéria Ω_M e o parâmetro de densidade de energia escura Ω_Λ . A determinação desses parâmetros desempenha um papel muito importante no nosso entendimento do universo e devem ser realizadas a partir dos mais variados métodos, a fim de se minimizar possíveis erros sistemáticos que podem afetar as medições.

Como dito, uma das grandes descobertas dos estudos, que se baseiam em informações obtidas a partir das observações atuais, foi a aceleração do universo. Este fato foi tão surpreendente, que inicialmente houve um grande debate sobre a interpretação dos dados observados das SNe Ia. Mas, a existência da aceleração cósmica foi confirmada por diversos grupos independentes. Neste contexto, estudos relacionados a opacidade cósmica surgiram com o objetivo de investigar se esta poderia imitar o comportamento da energia escura, sugerindo, assim, que o universo apresente uma taxa de aceleração diferente da que realmente é [4]. A questão levantada é então de extrema importância, uma vez que estamos vivendo uma era de dados cosmológicos extremamente precisos, e portanto precisamos quantificar melhor a transparência do universo, a fim de distinguir os efeitos relevantes devido a possíveis presenças de fontes de opacidade, bem como a existência de algum tipo de física exótica com um mecanismo de criação de fótons.

De modo geral, a opacidade cósmica pode ser uma importante fonte de erros sistemáticos em diversas observações astronômicas. Quando consideramos observações de SNe Ia, devemos levar em consideração quatro diferentes fontes de opacidade: a Via Láctea, a galáxia de origem, as galáxias do meio, e o meio intra galáctico. Neste contexto a abordagem feita por [5] considerou dados de SNe Ia em dois cenários diferentes com absorção cósmica, e a principal conclusão foi que, para considerarmos um universo acelerado devido a energia escura ou devido a alguma teoria da gravidade modificada a opacidade cósmica deve ser completamente desprezível.

Diversos estudos têm sido realizados nesse campo, [4] e [6], por exemplo, utilizaram medições atuais dos dados da taxa de expansão $H(z)$ e SNe Ia para impor restrições

³ Megaparsec $\sim 3,26 \times 10^6$ anos – luz

à opacidade cósmica independente do modelo cosmológico e obtiveram como resultado um universo completamente transparente. Mais recentemente, [7] utilizaram 32 galáxias passivas e dados de SNe Ia, para obter restrições à opacidade cósmica independente do modelo cosmológico. Nos seus resultados também não foram encontradas nenhum tipo de opacidade significativa. Apesar de vários testes terem sido realizados, novos estudos são necessários para que se possa mensurar com mais acurácia a transparência do universo, utilizando diferentes bandas do espectro eletromagnético.

Recentemente, alguns trabalhos têm mostrado que a medida observacional (na faixa do raios-X) da fração de massa do gás (FMG) de um aglomerado de galáxia é dependente da validade da relação de dualidade de distância cósmica (RDDC), [8], [9], [10], [11], $D_L D_A^{-1} = (1 + z)^2$, onde D_L e D_A são as distâncias de luminosidade e de diâmetro angular, respectivamente, para um dado *redshift*. Essa relação foi provada por Etherington, [12] e requer apenas que fonte e observador sejam conectados por geodésicas nulas em um espaço tempo Riemanniano (ou que a teoria da gravidade seja uma teoria métrica), bem como a conservação do número de fótons. Assim, qualquer desvio na transparência cósmica poderia levar a estimativas duvidosas de parâmetros cosmológicos quando estes forem obtidos a partir de medidas da FMG de uma amostra de aglomerado de galáxias, principalmente, o parâmetro de densidade de matéria, Ω_M , quantidade mais vinculada neste tipo de análise.

Nesse cenário, este trabalho tem como principal objetivo impor limites sobre a opacidade cósmica valendo-se de amostras da FMG de aglomerados de galáxias existentes na literatura, tais medidas podem ser obtidas a partir do brilho superficial em raio-X destas estruturas. Pode-se definir, ainda, a FMG de um aglomerado de galáxia como sendo $f_{gas} = M_{gas}/M_{Tot}$, onde M_{Tot} pode ser obtida quando assumindo-se que os aglomerados de galáxias encontram-se em equilíbrio hidrostático, enquanto a M_{gas} pode ser obtida a partir da integração de um modelo de densidade do gás e usando raio-X ou o efeito Sunyaev-Zel'dovich. Além da FMG, foram utilizados dados recentes da taxa de expansão do Universo, $H(z)$, cuja obtenção independe da hipótese de transparência cósmica.

Para a realização das análises utilizou-se amostras de FMG obtidas por [13] e [14]: a primeira consiste em 42 medidas obtidas pelo telescópio CHANDRA para aglomerados de galáxias massivos, e dinamicamente relaxados e abrangem um intervalo de *redshift* entre $0,05 \leq z \leq 1,1$, a segunda amostra compreende 40 medidas de FMG obtidas a partir de

aglomerados de galáxias massivos e dinamicamente relaxados. Foram considerados também, 38 medidas de $H(z)$, onde 30 delas foram obtidas a partir de cronômetros cósmicos⁴, e oito medidas advindas de oscilações acústicas de bárions⁵.

Essa dissertação está organizada como se segue: no Capítulo 2 faremos uma introdução aos estudos da teoria da relatividade, tendo em vista que esta teoria é alicerce para o desenvolvimento da cosmologia moderna. Serão apontadas as principais equações que descrevem a geometria e dinâmica do universo, além de uma análise de alguns aspectos observacionais que foram fundamentais para a consolidação do modelo cosmológico padrão. Por fim, realizaremos um breve estudo relativo à taxa de expansão do universo e as metodologias utilizadas para obtê-las.

No terceiro Capítulo 3 abordaremos as principais características dos aglomerados de galáxias, bem como, se deu o avanço dos estudos acerca dessas estruturas e como podem ser classificados. Trataremos de modo sucinto sua composição e as principais medidas que podem ser extraídas a partir desses aglomerados. Faremos um estudo da determinação de massa desses objetos, e finalmente estudaremos a principal fonte de emissão de raio-X dessas estruturas, o efeito *bremsstrahlung* térmico.

No Capítulo 4 faremos uma revisão da relação de dualidade de distância cósmica, seguida de uma análise dos testes cosmológicos já realizados a partir dessa relação.

No Capítulo 5 abordaremos a metodologia utilizada para correlacionar a distância de luminosidade e a opacidade cósmica. Exporemos os dados aplicados no contexto da nossa pesquisa, bem como as técnicas utilizadas para sua obtenção, apresentando por fim os resultados obtidos. Finalmente, no Capítulo 6 anunciaremos as conclusões e apresentaremos perspectivas a serem exploradas em trabalhos futuros.

⁴Essa técnica será discutida no capítulo 2

⁵Essa técnica será discutida no capítulo 2

Capítulo 2

Breve Análise da Cosmologia Moderna

Neste capítulo trataremos de uma das teorias fundamentais que nos auxiliam na compreensão do universo como conhecemos atualmente. A teoria da relatividade geral, desenvolvida por Einstein em 1915, é o fundamento para o modelo cosmológico padrão que descreve o universo como um todo. Essa é uma teoria da gravitação e, por esse motivo, é capaz de explicar o funcionamento do universo, tendo em vista que, em grandes distâncias a gravitação, é a única interação que possui relevância cosmológica. Faremos ainda, neste capítulo, algumas considerações acerca da cosmologia moderna, tais como os princípios cosmológicos que a regem, além da geometria e dinâmica cósmica.

2.1 A Teoria da Relatividade Geral

Até o início do século XX acreditava-se que a teoria da mecânica clássica proposta por Newton era capaz de descrever o universo, no entanto essa teoria se mostrava incompleta, não conseguindo explicar determinados fenômenos, como por exemplo, o comportamento das equações de Lorentz para o eletromagnetismo, quando esse muda seu sistema de referências, a dinâmica de corpos que viajam a velocidades próximas a da luz, ou campos gravitacionais intensos. De modo que era indispensável o desenvolvimento de uma teoria ainda mais completa para que pudéssemos compreender com mais clareza o Universo.

Na busca por solucionar tais impasses existentes na teoria Newtoniana, Albert Einstein em 1905 desenvolveu a Teoria da Relatividade Especial ou Restrita (TRE). Esta

teoria foi fundamentada em dados experimentais que estavam disponíveis desde meados do século XIX. Trazendo à luz conceitos inovadores, tais como o fato da luz ter velocidade finita, e a informação não ser transmitida de forma instantânea, além de descrever o movimento dos corpos quando estes não estão na presença de campos gravitacionais, e tendo como um dos princípios fundamentais o fato de que as leis físicas devem ser as mesmas em todos os referenciais inerciais, a TRE mostrou-se uma teoria bastante inovadora.

Na Teoria da Relatividade Especial o conceito de espaço-tempo que antes estavam dissociados, passaram a ser vistos como quantidades de certo modo equivalentes, pois uma dilatação espacial implica em uma contração temporal e vice-versa. De acordo com [15], na teoria da relatividade especial o espaço-tempo agora é descrito pela geometria quadridimensional Minkowskiana e a conexão entre espaço e o tempo é dada pelo invariante [16].

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (2.1)$$

onde consideramos que c é a velocidade da luz no vácuo.

Com o intuito de estender ainda mais os resultados obtidos a partir da TRE, Einstein em 1915 propôs uma teoria ainda mais completa, que poderia ser aplicada a referenciais acelerados e sob a ação de campos gravitacionais. Tal teoria foi capaz de substituir a, até então consolidada, teoria da gravitação de Isaac Newton com a qual converge localmente, para campos gravitacionais fracos e de lenta variação.

A Teoria da Relatividade Geral, TRG, traz uma nova abordagem para a gravidade, esta agora não seria mais vista apenas como uma força, mas sim como uma propriedade geométrica do espaço-tempo. O espaço de Minkowski por si só, já não seria mais suficiente para explicar a gravidade, pois verificou-se que esta seria devido a curvatura do espaço-tempo. Posteriormente outras teorias foram desenvolvidas como formas alternativas à teoria da gravitação de Einstein, como por exemplo, o modelo $F(R)$ ([17], [18], [19], [20], [21], [22], [23], [24]), ou o modelo de branas ([25], [26], [27]), no entanto, a teoria desenvolvida por Einstein é a mais simples e a que mais converge com os dados experimentais.

As previsões feitas através da TRG foram corroboradas por diversas observações, a primeira delas e talvez a mais emblemática ocorreu em 1919 com a observação do fenômeno de desvio gravitacional da luz, quando durante um eclipse foi possível observar uma estrela

que se encontrava atrás do Sol. A partir dela também foi possível explicar fenômenos tais como, o avanço no periélio de Mercúrio [28] e sinais de radar enviado ao planeta Vênus. Com o intuito de se obter novos dados que respaldassem ainda mais a TRG, o grupo LIGO, utilizando um par de detectores, observou o fenômeno de ondas gravitacionais, que havia sido previsto por Einstein em 1916. As primeiras observações foram divulgadas em 2016 [29] e a origem desses sinais foram de um par de buracos negros, e mais recentemente, em outubro de 2017 o grupo LIGO anunciou uma nova detecção de ondas gravitacionais agora a partir da colisão de estrelas de nêutron, [30], para uma revisão mais completa sobre o confronto entre TRG e experimento sugerimos [28].

Como se verifica, a TRG vem se mostrando bastante consistente e a partir dela se tornou possível o desenvolvimento do que hoje chamamos de cosmologia moderna. Ainda no que se refere a TRG, verificamos que ela é regida por cinco princípios, que serão discutidos adiante.

2.1.1 Princípios da Teoria da Relatividade Geral

De acordo com [16] a teoria da relatividade está apoiada em cinco pilares, que tratam dos fenômenos físicos em referenciais inerciais ou em referenciais quaisquer, bem como em campos gravitacionais ou não. São eles:

1. Princípio de Mach
2. Princípio da Equivalência
3. Princípio da Covariância
4. Princípio do Acoplamento Gravitacional Mínimo
5. Princípio da Correspondência

Apesar de não ser pacífico o entendimento de que todos esses sejam, de fato princípios da TRG, foi a partir deles que Einstein, explicita ou implicitamente, desenvolveu toda sua teoria. Faremos agora uma breve explanação acerca de cada um deles.

Princípio de Mach

Contraopondo as ideias de Newton, no que tange a concepção de espaço, tempo e movimento absoluto, Ernest Mach, físico e filósofo austríaco, sugeriu uma reinterpretação

do famoso e didático exemplo do balde. O experimento consiste em um balde, parcialmente cheio de água, suspenso por uma corda, de modo que é possível que este gire em torno dela. Inicialmente o balde roda mas a superfície da água permanece plana, no entanto com o passar do tempo a água também inicia o movimento de rotação, deformando sua superfície, e fazendo com que ela adquira uma forma côncava. De acordo com [16] poderíamos esquematizar o exemplo da seguinte forma.

1. O balde roda, mas a água permanece com sua superfície plana;
2. a rotação do balde vai progressivamente "comunicando-se" com a água, através do atrito e também começa a rodar. Sua superfície então sofre um processo de deformação, elevando-se no bordo, e adquirindo a forma côncava;
3. em seguida para-se o balde, e a água permanece girando e sua superfície mantém-se deformada;
4. por fim, a água retorna progressivamente para seu estado de equilíbrio, em que sua superfície é plana.

Para Newton a curvatura da água, exemplificada em 2 e 3, é resultante da força centrífuga devida a rotação da água em relação ao espaço absoluto, não tendo nenhuma ligação com qualquer matéria distante. Para Mach, está explicação era absolutamente descabida. Mach atribuiu à rotação da água e a deformação da sua superfície a um movimento relativo da água em relação a um conjunto de estrelas fixas. De modo que, teríamos o mesmo efeito caso mantivéssemos o balde em repouso e girássemos o conjunto de estrelas distante com a mesma velocidade angular ao redor do eixo do balde. Mach argumenta, que os efeitos dinâmicos precisam ser os mesmos, e por esse motivo a água do balde também deveria ser elevada nas bordas e sua superfície deformada, para o caso desse segundo exemplo.

Segundo [31] poderíamos enunciar o princípio de Mach, como sendo uma ideia de que a inércia de qualquer corpo seria em consequência da sua interação com corpos distantes do universo e não devido a uma propriedade intrínseca a ele. Ainda, as forças inerciais, como a força de coriolis e centrífuga, seriam em razão de um efeito gravitacional dinâmico das massas que rodam, indicando assim uma rotação relativa as massas do universo.

Princípio da Equivalência

Ainda insatisfeito com algumas limitações na TRE, Einstein em 1907, desenvolveu o princípio da equivalência quando teve, o que ele chamou de “o pensamento mais feliz da sua vida”. Einstein imaginou que um observador dentro de uma caixa não era capaz de distinguir se estava em repouso em um campo gravitacional ou se estava acelerado em um foguete, neste caso em uma região isenta de campo. Assim, o princípio da equivalência estabelece uma conexão entre aceleração e gravidade.

Este princípio ainda pode ser subdividido em dois outros. O primeiro deles seria: O princípio da equivalência fraco, que de acordo com [32], seria uma consequência direta de que a aceleração de objetos em queda livre não depende da sua composição. Deve-se ressaltar que este princípio não pode ser aplicado a objetos muito massivos que sejam capazes de mudar o campo gravitacional na sua vizinhança, referindo-se apenas a forças gravitacionais e excluindo-se forças eletromagnéticas ou interações nucleares.

Um segundo princípio, que seria chamado, princípio da equivalência forte, não impõe limitações a campos gravitacionais e indica que em uma região onde há concentração de massa, o comportamento físico de um corpo não pode ser distinguido por um experimento qualquer dentro de uma região de aceleração uniforme.

Esse princípio foi capaz de explicar algumas das previsões feitas pela teoria da relatividade geral, tais como a precessão do periélio de Mercúrio, o desvio gravitacional para o vermelho, e o efeito das lentes gravitacionais das estrelas sobre a luz.

Princípio da Covariância

Na relatividade especial, uma vez que tínhamos uma métrica plana, tínhamos também um sistema de coordenadas preferível, as coordenadas de Minkowski. No entanto, quando temos um espaço-tempo curvo, não há que se falar em um sistema de coordenadas canônicas. Significando que, tal teoria deve ser invariante sob transformação de coordenadas. A utilização do formalismo tensorial se torna, então, a melhor ferramenta matemática para atingir esse propósito, já que as transformações tensoriais fornecem equações invariantes sob transformações de coordenadas.

Uma vez feitas essas ponderações, podemos então enunciar mais um importante princípio da relatividade geral [16] : “*As equações físicas devem ter a forma tensorial*”

Com esse arcabouço teórico Einstein pôde enunciar o princípio da relatividade

geral [16]: “*Todos os observadores são equivalentes*”. De modo que, se um observador pode descobrir as leis físicas, qualquer outro o pode fazer.

Princípio do Acoplamento Gravitacional Mínimo

Com base no que foi posto até o momento acerca dos princípios da TRG, não é possível, ainda, fazermos uma correlação com as equações de campo de Einstein. De modo que precisaremos recorrer ao chamado princípio do acoplamento mínimo para obtê-las.

De maneira geral esse princípio nos diz que não precisamos adicionar termos extras para fazermos uma transição entre o a Teoria da Relatividade Especial e a Teoria da Relatividade Geral.

Por exemplo, na TRE, utilizando as coordenadas de Minskowski, temos que o tensor energia-momento satisfaz a seguinte lei de conservação:

$$\partial_\nu T^{\mu\nu} = 0, \quad (2.2)$$

Para fazermos uma generalização dessa equação (2.2) para a TRG utilizando o princípio do acoplamento mínimo, devemos ter a seguinte equação tensorial [16]:

$$\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0. \quad (2.3)$$

Podemos ainda apresentar esse princípio em termos da deformação mínima do funcional ação da relatividade especial, onde é feita a substituição da métrica de Minkowski $\eta_{\mu\nu}$ por $g_{\mu\nu}$ e suas derivadas parciais $\partial/\partial x$ por derivadas covariantes ∇_μ em relação a $g_{\mu\nu}$.

Ainda de acordo com [16] podemos enunciar o princípio do acoplamento gravitacional mínimo da forma que se segue:

“Nenhum termo que contenha o tensor de curvatura deve ser adicionado ao fazer a transição da teoria da relatividade especial para a teoria relatividade geral”.

Princípio da Correspondência

Como sabemos uma teoria mais geral precisa concordar com as teorias que a antecederam. Portanto, de acordo com o princípio da correspondência a TRG precisa concordar localmente com a teoria gravitacional Newtoniana, para campos gravitacionais fracos, e de baixa velocidade, bem como com TRE quando não temos gravidade.

2.1.2 Equações de Campo de Einstein

Como já foi exposto, a teoria gravitacional de Einstein atribui o efeito da gravidade a uma deformação do espaço-tempo. De modo que a equação que corrobora com essa teoria, deve fazer um cotejo entre as informações referentes a geometria do espaço deformado e a distribuição de matéria-energia nesse espaço.

De acordo com o princípio da equivalência fraco, estudado na subseção anterior, temos que toda forma de energia atua como fonte de campo gravitacional, de modo que o tensor energia-momento $T_{\mu\nu}$ pode ser considerado fonte de campo nas equações de Einstein.

Se por um lado já conhecemos o fator que representa a fonte de energia e matéria que curvam o espaço, devemos agora conhecer o fator que carrega as informações referentes a geometria que determina como os corpos se movimentam no espaço-tempo.

Era sabido por Einstein que este tensor deveria ter um comportamento semelhante ao tensor energia-momento. Ou seja, possuir divergência covariante nula, e estar em termos da derivada da métrica, $g_{\mu\nu}$. Depois de inúmeras tentativas, Einstein obteve uma relação capaz de descrever o modo com que o conteúdo de matéria-energia modifica a geometria do espaço-tempo. Assim, ele obteve as chamadas equações de campo de Einstein.

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\kappa T_{\mu\nu}, \quad (2.4)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é o tensor de Einstein, que é definido sobre variedades riemannianas e contém informações sobre a geometria do espaço, $R_{\mu\nu}$ é o tensor de Ricci, R é o escalar de curvatura de Ricci, $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento, κ é a constante de Einstein, que pode ser determinada no limite de campo fraco, obtendo-se $\kappa = 8\pi G$, quando consideramos $c = 1$.

Na tentativa de explicar um universo estático, e imutável que existia na sua época, Einstein se viu compelido a adicionar um novo termo à suas equações, a constante cosmológica. Quando adicionamos esse termo à equação de campo de Einstein obtemos:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

Com a descoberta da expansão do universo por Edwin Hubble, em 1929 [34], Einstein acreditou que a constante cosmológica, tivesse sido o maior erro da sua vida. Durante anos, o uso da constante cosmológica ficava a critério das considerações feitas pelos cos-

mólogos, somente com a descoberta da aceleração do universo em 1998 esse termo voltou a ter relevância.

As equações de campo de Einstein são equações de campo fundamentais na relatividade, análogas as equações de Poisson na gravitação Newtoniana. Sua resolução é um tanto complexa, uma vez que o tensor de Ricci e o escalar de curvatura envolvem combinações de componentes do tensor de Riemann, $R_{\nu\alpha\beta}^{\mu}$. Por sua vez, as componentes de $R_{\nu\alpha\beta}^{\mu}$ são definidas em termos dos coeficientes de conexão, $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$, os quais são definidos em termos das componentes do tensor métrico, $g_{\mu\nu}$, e dos componentes de sua inversa $g^{\mu\nu}$.

Resolver as equações de Einstein, significa encontrar um tensor métrico, $g_{\mu\nu}$, que corresponda a um determinado tensor energia-momento, $T_{\mu\nu}$. Partindo das equações de Einstein, seremos capazes, na próxima seção, de obter as equações de Friedmann-Lemaître que governam a expansão do Universo.

2.2 O Princípio Cosmológico

O princípio cosmológico se baseia nas hipóteses do universo ser invariante por translação (homogeneidade) e invariante por rotação (isotropia). O que significa que para qualquer observador, o universo deverá ter as mesmas propriedades independente da direção de observação [35]. De acordo com [16] “em cada época, o universo apresenta o mesmo aspecto em todos os pontos, exceto para irregularidades locais”.

Mas então surge uma pergunta: a partir de que escala poderíamos observar um universo com essas propriedades, já que é inegável que o universo é extremamente inhomogêneo quando tomamos escalas como a do sistema solar ($\sim 10^{-7} Kpc$) ou até mesmo o super-aglomerado local de galáxias ($\sim 10^4 Kpc$)? De acordo com [35] o universo deve ser considerado homogêneo a partir de escalas $\geq 200 Mpc$.

O princípio cosmológico se baseia fortemente em razões filosóficas, devendo ser comprovadas observacionalmente. Muitos esforços estão sendo feitos em busca dessas comprovações, grupos de pesquisas têm contribuindo fortemente com a realização de observações que respaldam o princípio cosmológico, como por exemplo o Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [36], com os mapas de distribuição de galáxias fig.(2.2) e os mapas de distribuição de galáxias no infravermelho obtidos pelo 2MASS [37], fig.(2.2).

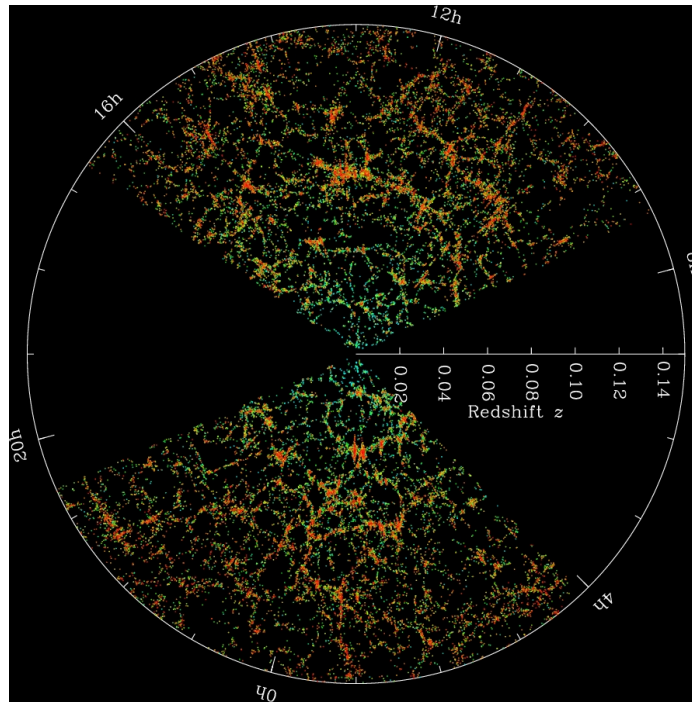


Figura 2.1: Mapeamento de galáxias obtido a partir de slice tridimensional feitos pelo SDSS. A terra está no centro e cada ponto representa uma galáxia, contendo normalmente 100 bilhões de estrelas. As galáxias foram coloridas de acordo com a idade de suas estrelas, os pontos em vermelho representam as galáxias mais antigas. Fonte: SDSS Image Galery

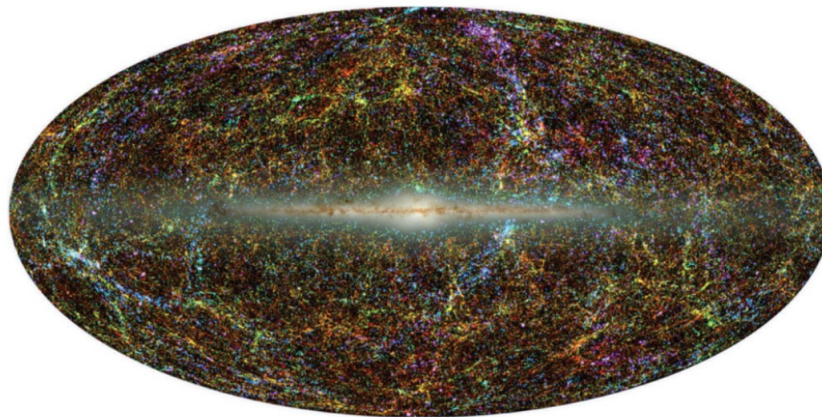


Figura 2.2: Visão panorâmica da distribuição de galáxias em infravermelho, imagens obtidas a partir do 2MASS Extended Source Catalog (XSC) . Fonte: [37]

2.3 Geometria e Dinâmica Cós mica

Grande parte das pesquisas realizadas mostram que o universo está de acordo com o proposto pelo princípio cosmológico, ou seja, temos um universo homogêneo e isotrópico, de modo que podemos descrevê-lo da maneira mais geral possível a partir da métrica de Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) que é dada em coordenadas comóveis (t, r, θ, ϕ) como se segue:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \text{sen}^2\theta d\phi^2) \right], \quad (2.6)$$

onde $a(t)$ é o fator de escala, e carrega informações sobre as relações de distância em função do tempo, a constante k chamada de parâmetro de curvatura está, como o próprio nome sugere, relacionada a curvatura do espaço, e pode assumir os valores $k = -1$, $k = 0$ e $k = 1$. Cada uma dessas possibilidades representa respectivamente, um universo aberto, plano e fechado. A figura (2.3) traz uma representação gráfica dos possíveis tipos de curvatura.

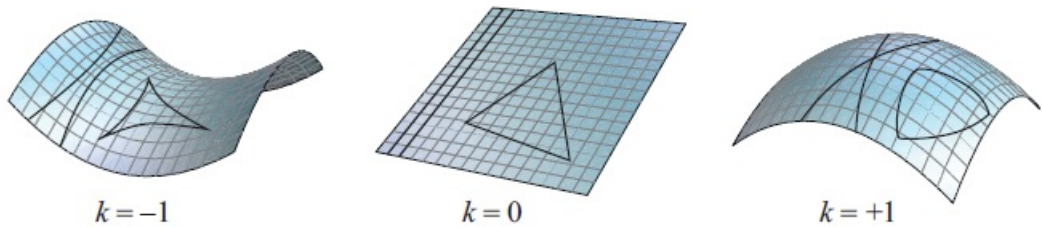


Figura 2.3: Representação de uma curvatura numa superfície bidimensional em um espaço de três dimensões. Representando respectivamente, um universo espacialmente aberto, plano e fechado. Fonte: [35]

Para descrevermos a dinâmica do universo precisamos resolver as equações de Einstein e para isso precisamos substituir a métrica e o tensor de energia-momento $T_{\mu\nu}$ na equação (2.5). De acordo com [15] podemos considerar a matéria e energia como um fluido perfeito, de modo que o tensor energia momento pode ser escrito como sendo:

$$T_{\mu\nu} = \left(\sum_j \rho_j + \sum_j p_j \right) u_\mu u_\nu - \sum_j p_j g_{\mu\nu} \quad (2.7)$$

onde somamos os termos referentes a densidade de energia das diversas componentes do universo (radiação, matéria, curvatura, energia escura, constante cosmológica), ρ_j , à pressão escalar das componentes, medidas no referencial comóvel, p_j .

Com base nessas informações podemos então resolver as equações de Einstein, e encontrar as equações de Friedmann-Lemaitre, que descrevem a evolução do fator de escala.

$$8\pi G \left(\sum_i \rho_i + \frac{\Lambda}{8\pi G} \right) = 3\frac{\dot{a}^2}{a^2} + 3\frac{k}{a^2} \quad (2.8)$$

e

$$8\pi G \left(\sum_i p_i - \frac{\Lambda}{8\pi G} \right) = -2\frac{\ddot{a}}{a} - \frac{\dot{a}^2}{a^2} - \frac{k}{a^2}. \quad (2.9)$$

Combinando-se as equações (2.8) e (2.9) podemos obter a seguinte equação de conservação de energia:

$$\dot{\rho}_i + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho_i + p_i) = 0. \quad (2.10)$$

De acordo com [15] a maioria dos fluidos relevantes para a cosmologia obedece a equação de estado que relaciona a pressão e densidade da forma como se segue

$$p_i = w_i \rho_i \quad (2.11)$$

em que w é uma constante independente do tempo. A partir da equação (2.10) podemos obter ainda,

$$\rho_i = \rho_{i0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3(1+w_i)}, \quad (2.12)$$

que nos diz como a radiação, a matéria, a curvatura espacial e a constante cosmológica evoluem com o fator de escala. Para esses casos temos:

- Para o primeiro caso temos a radiação ou matéria relativística, que pode ser descrita por $w = 1/3$, o que leva a seguinte equação de evolução:

$$\rho_r = \rho_{r0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^4, \quad (2.13)$$

onde o subíndice “0” indica a quantidade avaliada hoje. A radiação engloba as partículas sem massa, como por exemplo os fótons e neutrinos. Uma vez que a radiação não possui massa, precisamos obter uma densidade de massa “efetiva” ρ_r , para isso, determinamos a densidade de energia da radiação $\rho_r c^2$ e depois dividimos por c^2 .

- A matéria não relativística tem como uma de suas principais características ter a pressão nula, levando a $w = 0$ e por consequência a seguinte equação de evolução:

$$\rho_M = \rho_{M0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^3. \quad (2.14)$$

Esse tipo de matéria pode ser subdividido em outros dois grandes grupos: os da matéria bariônica, que pode ser exemplificado pelas estrelas ordinárias e galáxias e o grupo da matéria escura fria, que é uma das grandes incógnitas da física contemporânea.

- No último caso, temos a constante cosmológica, que está associada a energia escura ou a energia do vácuo, e tem como principal característica possuir pressão negativa $w = -1$ e portanto;

$$\rho_\Lambda = \rho_{\Lambda 0} = \text{constante}. \quad (2.15)$$

Por fim, podemos considerar um fluido desconhecido, que possua uma equação de estado arbitrária, w_x , e tenha a seguinte equação de evolução de densidade:

$$\rho_x \propto a^{(1+w_x)}. \quad (2.16)$$

2.3.1 Parâmetros Cosmológicos

A partir de observações cosmológicas, como as que veremos na próxima seção, podemos quantificar os parâmetros cosmológicos, sendo esses um dos principais objetivos da cosmologia observacional. Com base nessas medições é possível verificar a validade dos modelos cosmológicos já existentes bem como propor ajustes para que eles possam descrever com o máximo de precisão a dinâmica do universo.

Teoricamente os parâmetros cosmológicos podem ser obtidos a partir das equações de Friedmann-Lemaitre. Um importante parâmetro que pode ser obtido, com base nessas equações, é o parâmetro de Hubble que mede a taxa com a qual o universo expande:

$$H = \frac{\dot{a}}{a}. \quad (2.17)$$

Quando consideramos a época atual o valor do parâmetro de Hubble é a chamada constante de Hubble, H_0 . Em nossas análises consideramos $H_0 = 67.8 \pm 0.9 \text{ (km/s/Mpc)}$, obtida por [38], levando em consideração o modelo Λ CDM para um Universo plano.

Outro parâmetro de grande relevância é o parâmetro de densidade de energia, que pode ser obtido quando consideramos o quadrado do parâmetro de Hubble,

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_r + \frac{8\pi G}{3}\rho_M + \frac{8\pi G}{3}\rho_x - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}. \quad (2.18)$$

A partir da equação anterior podemos escrever ainda:

$$-k = a^2 H(t)^2 \left(1 - \frac{8\pi G}{3H(t)^2} \rho_{tot}\right), \quad (2.19)$$

em que $\rho_{tot} = \rho_r + \rho_M + \rho_\Lambda + \rho_x$. Quando consideramos um universo plano ($k = 0$) determinamos mais uma importante quantidade, a densidade crítica que em geral varia no tempo

$$\frac{3H(t)^2}{8\pi G} \equiv \rho_c. \quad (2.20)$$

Finalmente podemos estabelecer um parâmetro de densidade adimensional total em termos da densidade crítica,

$$\Omega_{tot} \equiv \frac{8\pi G}{3H(t)^2} \rho_{tot} = \frac{\rho_{tot}}{\rho_c}, \quad (2.21)$$

onde podemos definir $\Omega_{tot} = \Omega_i$, de modo que se cada componente do universo for conhecida, podemos analisar como elas contribuem na sua dinâmica. Assim, a equação de Friedmann-Lemaitre se torna:

$$\Omega_{tot} - 1 = \frac{k}{H_0(t)^2 a_0^2}. \quad (2.22)$$

Usando o parâmetro de densidade podemos reescrever a equação de Friedmann-Lemaitre da seguinte forma:

$$1 = \Omega_M(t) + \Omega_r(t) + \Omega_\Lambda(t) - \frac{k}{H^2(t)a^2(t)}. \quad (2.23)$$

De acordo com essa equação observamos que o parâmetro de densidade faz relação direta com a curvatura do espaço, ou seja, a composição do universo influencia diretamente na sua geometria. Com base nisso podemos ter as seguintes possibilidades [15]

A partir da combinação das equações de Friedmann podemos obter a equação de aceleração

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\rho(1 + 3w) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (2.24)$$

Observamos que a equação de aceleração independe da curvatura, de modo que não precisamos ter conhecimento da geometria do universo para utilizá-la. Quando consideremos um universo dominado por matéria escura ($w < -\frac{1}{3}$) ou uma constante cosmológica

positiva, temos um universo acelerando, teoricamente. No entanto, essa aceleração não é verificada apenas no contexto teórico, observações recentes com SNe Ia, apontam, também, para um universo acelerado [1], [2], [39], [40].

Por fim, definiremos o parâmetro de desaceleração $q(t)$, que mede a variação da taxa de expansão, e pode ser escrito da seguinte forma:

$$q = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2}(t_0) = \frac{4\pi G}{3H_0^2}[\rho_{tot}(t_0) + 3p(t_0)]. \quad (2.25)$$

Reescrevendo a equação acima em termos do parâmetro de densidade temos:

$$q = \Omega_R + \frac{1}{2}\Omega_M - \Omega_\Lambda + \frac{1}{2}\sum_x(1 + 3w_x)\Omega_x. \quad (2.26)$$

Quando $q_0 = 0$ consideramos a taxa de expansão constante, para $q < 0$ temos um universo em fase de expansão acelerada e finalmente quando fazemos $q > 0$ admitimos um universo em expansão desacelerada.

2.3.2 Determinação Observacional dos Parâmetros Cosmológicos

Um dos principais objetivos da cosmologia é a determinação dos parâmetros cosmológicos. Portanto, nesta seção faremos algumas considerações sobre como observações astronômicas podem auxiliar na determinação desses parâmetros. Muitas técnicas têm sido empregadas com o intuito de fornecer essas informações. Veremos aqui algumas dessas técnicas bem como seus resultados.

Devido a algumas características particulares das SNe Ia, como o fato de ser possível determinar sua luminosidade máxima independente da distância, além do grande número de SNe Ia descobertas, principalmente em altos *redshifts*, faz com que técnicas que se baseiam em seus estudos sejam promissoras na determinação dos parâmetros cosmológicos.

Estudos realizado por [41] utilizando 472 supernovas tipo Ia, juntamente com observações da radiação cósmica de fundo (CMB)¹ e o espectro de potência de galáxias, determinaram alguns parâmetros cosmológicos, tais como $\Omega_M = 0.28 \pm 0.05$ e $\Omega_\Lambda = 0.72 \pm 0.08$, como pode ser observado na figura abaixo. Seus resultados são consistentes com um universo plano e considerando a constante cosmológica como sendo a energia escura.

¹Do inglês Cosmic Microwave Background

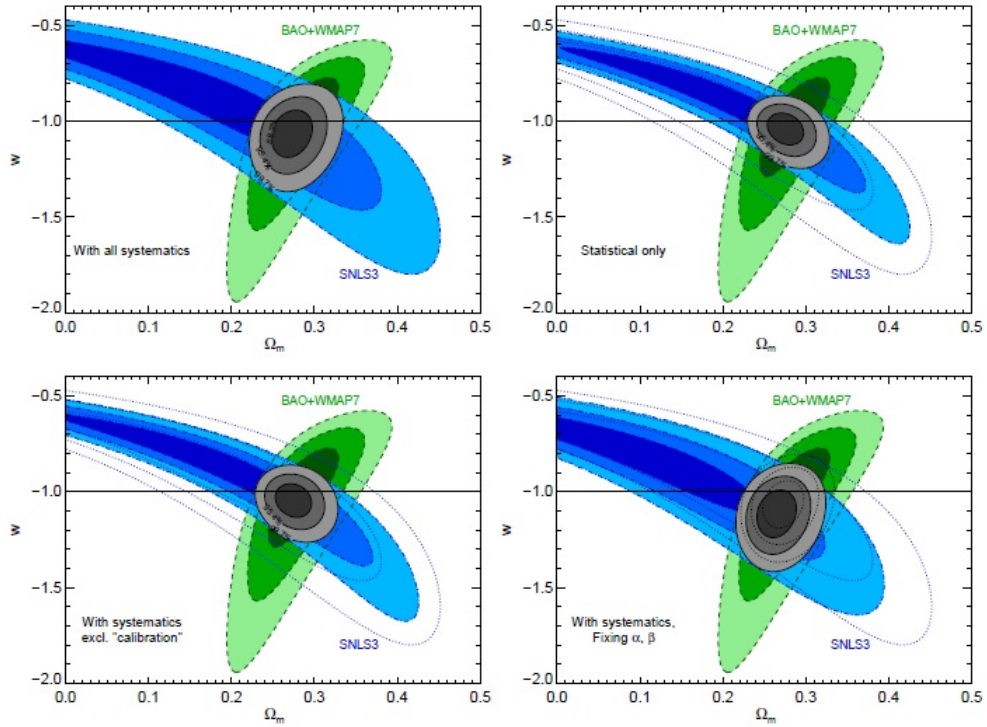


Figura 2.4: Determinação dos parâmetros cosmológicos Ω_M e w obtidos a partir de 472 amostras de SNe Ia. Os contornos em cinza correspondem a combinação de todos os parâmetros cosmológicos. A linha horizontal corresponde ao valor da constante cosmológica $w = -1$, também foi considerada uma geometria plana que corresponde a $\Omega_k = 0$ Fonte: Sullivan et al 2011

2.4 Aspectos Observacionais

2.4.1 *Redshift Cosmológico*

O desvio espectral é um fenômeno comum na astronomia, podendo ser atribuído a diversos fatores, como o efeito doppler no caso da relatividade especial, ou no caso da relatividade geral que temos o *redshift* gravitacional que é devido a uma dilatação do espaço-tempo [32]. No entanto, aqui trataremos de um *redshift* que é consequência da expansão, contração do universo, também chamado de *redshift* cosmológico (z). Esse fenômeno ocorre quando a fonte e o observador estão separados por grandes distâncias no universo.

Supondo que um observador, na origem de um sistema de coordenadas comóveis no espaço-tempo de Robertson-Walker, observa um sinal de luz que se propaga na direção

radial, de modo que, podemos considerar($d\theta = d\phi = 0$) na equação 2.6, e sabendo, ainda, que os fótons viajam em um geodésica nula, podemos então escrever o elemento de linha de FLRW como segue:

$$dt = \pm a(t) \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \quad (2.27)$$

Admitindo que um raio de luz emitido a partir de uma fonte de luz distante, r diminui a medida que t aumenta, devemos considerar que o sinal negativo deve ser escolhido na equação acima. Assumindo que a luz parte de uma coordenada comóvel r_1 no tempo t_1 , ela chegara na origem $r = 0$ em um tempo posterior t_0 que é obtido quando integramos os dois lados da equação acima

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \quad (2.28)$$

Como as integrais cobrem um período muito curto de tempo, podemos considerar os integrandos constantes, ficando com,

$$\frac{\delta t_1}{a(t_1)} = \frac{\delta t_0}{a(t_0)}, \quad (2.29)$$

onde δt_1 é período de oscilação da luz emitida e δt_0 o período da luz observada, de modo que podemos escrever:

$$\frac{\nu_0}{\nu_1} = \frac{a(t_1)}{a(t_0)}. \quad (2.30)$$

Usando a relação que descreve o *redshift* cosmológico em termos das frequências observada e emitida, $1 + z = \frac{\nu_1}{\nu_0}$, chegamos à equação que relaciona o *redshift* cosmológico ao fator de escala

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)}. \quad (2.31)$$

Podemos ainda fazer algumas considerações quando levamos em conta a distância própria de um objeto, esta pode ser escrita como se segue:

$$d(r, t) = a(t) \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = a(t) \times \begin{cases} \text{sen}^{-1}r, & k = +1 \\ \text{sinh}^{-1}r, & k = -1 \\ r, & k = 0 \end{cases} \quad (2.32)$$

É importante notar que quando temos um fator de escala $a(t)$ aumentando ou diminuindo, ou seja, um universo em expansão ou contração, verificamos uma aproximação ou distanciamento de uma galáxia típica, produzindo assim um *redshift* ou *blueshift*.

2.4.2 Distâncias Cosmológicas

Devido a expansão do universo, o processo de medição de distâncias em cosmologia não acontece de modo intuitivo. Quando tratamos de objetos que estão localizados em altos *redshifts* precisamos ser cuidadosos já que essa medida pode se dá de diversas formas e são influenciadas diretamente pela geometria do universo. Assim, se faz necessário especificar qual definição de distância está sendo utilizada. As principais medidas de distâncias são, a distância de luminosidade e a distância de diâmetro angular. Aqui trataremos de modo sucinto algumas das principais definições de distância, para uma análise mais detalhada sugerimos uma leitura de [42].

Distância de Luminosidade

De acordo com [56] a luminosidade aparente de uma fonte em um *redshift* z e coordenadas comóveis r_1 , é definida como sendo:

$$l = \frac{L}{4\pi r_1^2 a^2(t_0)(1+z)^2}. \quad (2.33)$$

Uma vez conhecida essa equação, podemos definir a distância angular, que é definida de modo a manter a mesma relação entre as luminosidades absoluta e aparente.

$$l = \frac{L}{4\pi D_L^2}. \quad (2.34)$$

Assim, quando fazemos um confronto entre as equações 2.34 e 2.35 verificamos que

$$D_L = a(t_0)r_1(1+z). \quad (2.35)$$

Para obtermos a coordenada radial de uma fonte que é observada hoje em um *redshift* z , fazemos uso da métrica de FLRW

$$r(z) = S \left[\int_{t(z)}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \right], \quad (2.36)$$

em que

$$S[y] \equiv \begin{cases} \text{sen}y, & k = +1 \\ y, & k = 0 \\ \text{sen}hy, & k = -1 \end{cases} \quad (2.37)$$

Usando as equações 2.17 e 2.31, podemos reescrever a 2.36 em termos de uma integral do *redshift*

$$r(z) = S \left[\int_0^z \frac{dz'}{a_0 H(z')} \right]. \quad (2.38)$$

Como sabemos que $H(z') \equiv H_0 E(z')^2$, temos

$$r(z) = S \left[\frac{1}{a_0 H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right]. \quad (2.39)$$

Quando queremos verificar a relação entre a distância de luminosidade e o parâmetro de curvatura, expressamos $\Omega_{0k} = -\frac{k}{a_0^2 H_0^2}$ e obtemos:

$$a_0 r(z) = \frac{1}{H_0 \Omega_{0k}^{\frac{1}{2}}} \sinh \left[\Omega_{0k}^{\frac{1}{2}} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right]. \quad (2.40)$$

Essa equação é válida para qualquer curvatura. Fazendo uma análise para os limites dessa expressão, verificamos que quando $\Omega_{0k} \rightarrow 0$ recuperamos o caso plano e para o caso em que $\Omega_{0k} < 0$, podemos usar $\sinh x = i \sin x$ [56]. Com isso chegamos a uma expressão que relaciona a distância de luminosidade a geometria do universo:

$$D_L = \frac{(1+z)}{H_0 \Omega_{0k}^{\frac{1}{2}}} \sinh \left[\Omega_{0k}^{\frac{1}{2}} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right]. \quad (2.41)$$

Na figura (2.5) verificamos o comportamento da distância de luminosidade em função do *redshift* para diversos modelos geométricos de universo.

Distância de Diâmetro Angular

Considerando que uma fonte na coordenada radial comóvel r_1 tenha emitido luz no tempo t_1 , ela é observada hoje subtendendo um pequeno ângulo θ . Podemos calcular seu tamanho intrínseco a partir da métrica de FLRW:

$$D = a(t_1) r_1 \theta. \quad (2.42)$$

Por outro lado, a distância de diâmetro angular D_A pode ser definida como sendo a relação entre o tamanho intrínseco da fonte D observado sob um certo ângulo θ :

$$D_A = \frac{D}{\theta}. \quad (2.43)$$

²A expressão de $E(z')$ é dada por $E(z') = \sqrt{\Omega_{0\Lambda} + \Omega_{0r}(1+z)^{-4} + \Omega_{0m}(1+z)^{-3} + \Omega_{0k}(1+z)^{-2}}$

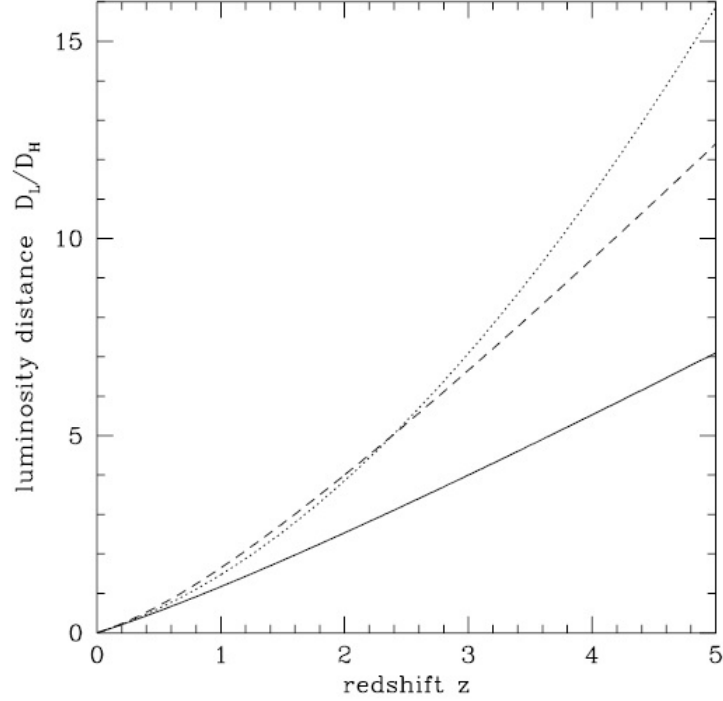


Figura 2.5: Distância de luminosidade adimensional D_L/D_H cada curva representa um universo com diferentes geometrias, a curva sólida $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$, a curva pontilhada $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0, 05, 0)$ e a curva tracejada $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0, 2, 0, 8)$ Fonte: [42]

Podemos então observar que,

$$D_A = a(t_1)r_1. \quad (2.44)$$

Quando fazemos uma comparação entre as equações (2.35) e (2.44), constatamos que a razão entre as distâncias de diâmetro angular e a distância de luminosidade fica em função apenas do *redshift*.

$$\frac{D_A}{D_L} = (1+z)^{-2}. \quad (2.45)$$

Portanto, podemos escrever a distância de diâmetro angular em função do parâmetro de curvatura

$$D_A = \frac{1}{H_0 \Omega_{0k}^{\frac{1}{2}} (1+z)} \sinh \left[\Omega_{0k}^{\frac{1}{2}} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right]. \quad (2.46)$$

Na figura (2.6) verificamos o comportamento da distância de diâmetro angular em função do *redshift* para três modelos.

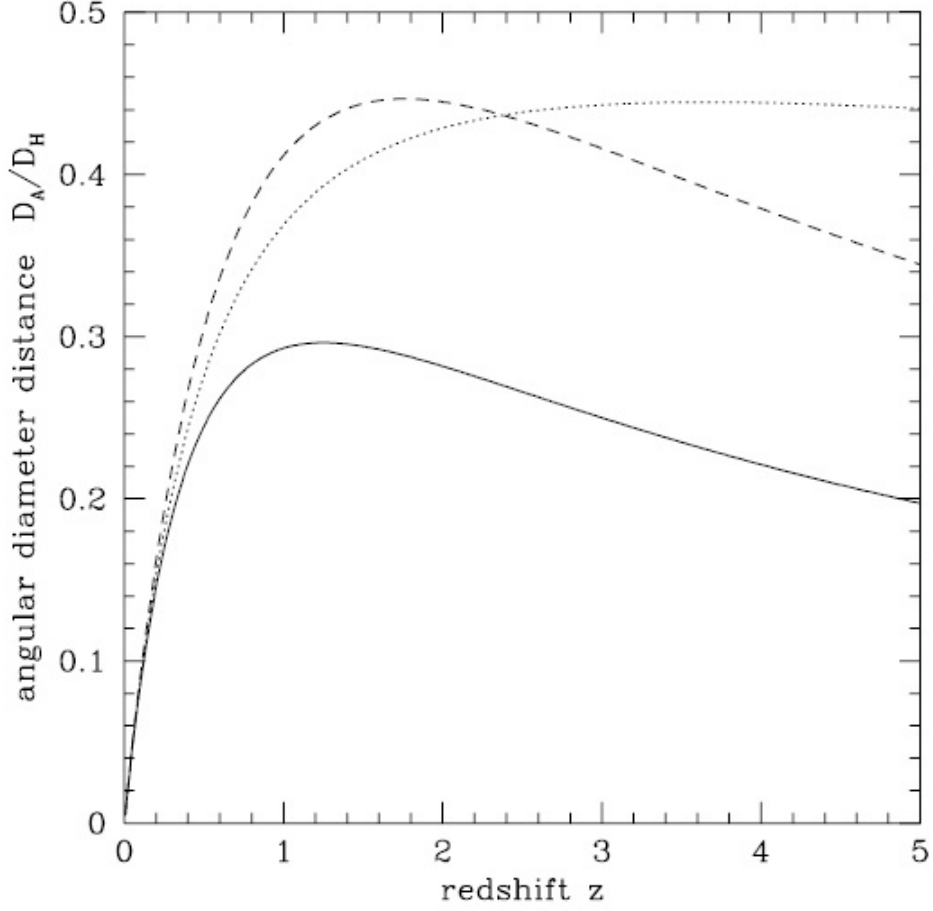


Figura 2.6: Distância de diâmetro angular adimensional D_a/D_H . As três curvas são para os modelos, $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1,0)$ linha sólida, $(0,05, 0)$ linha pontilhada e $(0,02,0,8)$ linha tracejada. Fonte: [42]

A relação $\frac{D_L(1+z)^{-2}}{D_A} = 1$ é conhecida como relação de dualidade cósmica (RDDC), mais a frente faremos um breve histórico a seu respeito e falaremos da importância dessa relação para a cosmologia.

Quando fazemos um comparativo (2.7) entre as diferentes definições de distância cosmológica verificamos que para baixos *redshifts* ($z \lesssim 0,1$) essas distâncias são equivalentes. No entanto, quando consideramos *redshifts* mais altos, constatamos as diferenças existentes entre elas, de modo que essas definições podem auxiliar na verificação da expansão do universo a partir de observações.

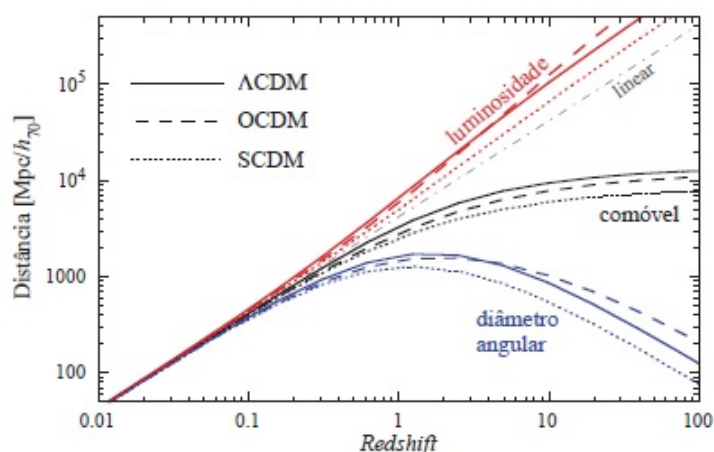


Figura 2.7: Comparação entre três diferentes definições de distância, a comóvel, a distância de luminosidade e a distância de diâmetro angular, quando consideramos diferentes modelos cosmológicos. Fonte: [35]

2.5 Matéria Escura

Quando analisamos os estudos relativos a nucleossíntese primordial concluímos que a maior parte do que constitui o universo não se encontra na forma da matéria como conhecemos, também denominada matéria bariônica, esta contribui com apenas, 4% para a formação das estruturas no universo. Assim, a maior parte dos constituintes do universo nos é desconhecida. A fração que não conhecemos é composta por aproximadamente, 21% de matéria escura, que é o tema dessa nossa sessão, e 75% de energia escura, assunto que será tratado na sessão seguinte.

Quando analisamos o universo em larga escala, da ordem de galáxias, verificamos a existência de algumas anomalias que podem ser explicadas quando assumimos a existência da matéria escura, ou se assumirmos um desvio das leis da gravitação e da teoria da relatividade geral. A hipótese mais aceita atualmente é a da existência da matéria escura. Todavia, suas propriedades ainda são pouco conhecidas, já que não é possível vê-la, uma vez que ela é possivelmente formada por partículas que interagem pouco com a matéria bariônica e com a luz. De modo que, sua constatação é possível apenas quando analisamos o efeito gravitacional que esse material exerce sobre a matéria visível.

Existem diversos métodos de se evidenciar a existência da matéria escura e pode ser dada em diversas escalas. Na escala galáctica, a evidencia mais direta se dá a partir

de observações da curva de rotação das galáxias. Tais curvas são normalmente obtidas a partir de observações da linha de 21 cm (linha do hidrogênio neutro) combinada com a fotometria de superfície ótica ³, e utilizadas as medidas da velocidade circular orbital $v(r)$ em função do raio galáctico.

Uma das primeiras curvas de rotação obtidas foi a da galáxia Andrômeda (M31) por [45], na década de 1970. Esperava-se que o comportamento da curva se assemelhasse à um corpo rígido para pequenos raios, já que acreditava-se que a maior concentração de matéria estivesse na região luminosa, e uma curva kepleriana para raios grande e médios. No entanto os resultados obtidos não foram exatamente os esperados, uma vez que para os raios médios e grandes a kepleriana não era obedecida e a curva permanecia praticamente constante, sendo que os resultados obtidos eram compatíveis apenas com o esperado para raios pequenos. Esse comportamento sugere a existência de uma outra componente massiva que se sobrepõe a componente luminosa. Posteriormente outras curvas foram obtidas a partir de observações de outras galáxias e corroboraram com esses resultados. Nas figuras (2.8) e (2.9) verificamos as curvas de rotação de algumas galáxias espirais, o comportamento não kepleriano observado pode ser explicado pela presença do halo de matéria escura.

Utilizando uma outra escala, agora a dos aglomerados de galáxias, podemos também detectar a presença de matéria escura. As observações dos aglomerados de galáxias deram as primeiras indicações da existência da matéria escura. Em 1933, F.Zwicky, analisando a dinâmica do aglomerado de Coma, observou algumas anomalias na velocidade de dispersão das galáxias [63]. Ele verificou que, para que fosse possível uma interação gravitacional, sua massa deveria exceder a soma das massas das galáxias que a compunham.

As detecções nessa escala se dão principalmente por meio de lentes gravitacionais, medidas das velocidade orbitais, ou fração de massa do gás intra-aglomerado. Nos estudos realizados por [47], com o aglomerado 1E0657-558 ou *Bullet Cluster*, onde foi utilizada a técnica de lentes gravitacionais fortes e fracas para obtenção dos mapas de potenciais, verificou-se que o centro de massa total de cada aglomerado não acompanha a componeten bariônica e não pode ser explicado a partir de uma alteração da teoria gravitacional, sugerindo assim, a existência de uma componente que não pode ser vista 2.10.

Duas interessantes pesquisas realizadas recentemente mostraram duas galáxias com

³Para uma revisão mais detalhada sugerimos a leitura de [44].

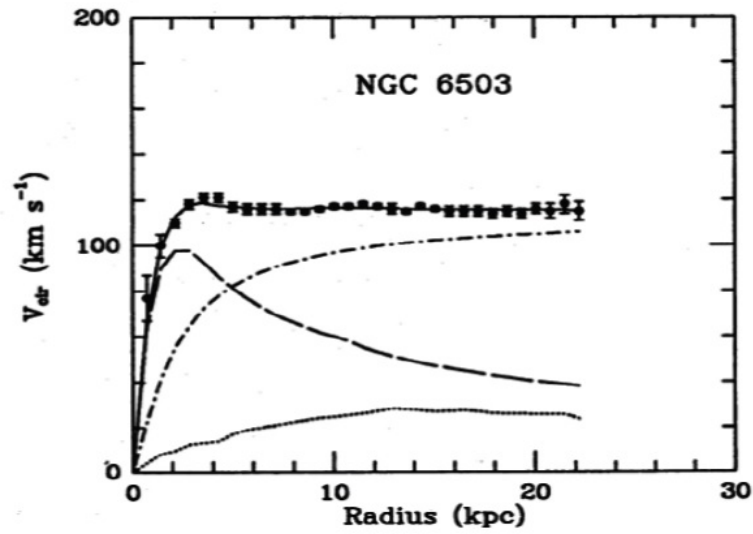


Figura 2.8: Curva de rotação da galáxia NGC6503. Os pontos representam a velocidade orbital em função do raio galáctico, as linhas pontilhadas, tracejadas, trecejada-pontilhada representam as contribuições do gás, do disco, e da matéria escura, respectivamente. Fonte: [46]

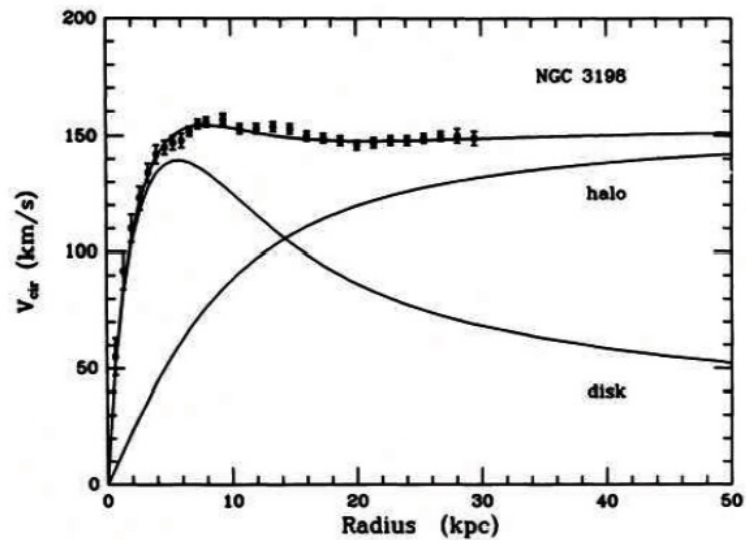


Figura 2.9: Curva de rotação da galáxia NGC3198. Os pontos representam mais uma vez a velocidade orbital em função do raio galáctico e as linhas representam as contribuições das velocidades devido cada componente. Fonte: [49]

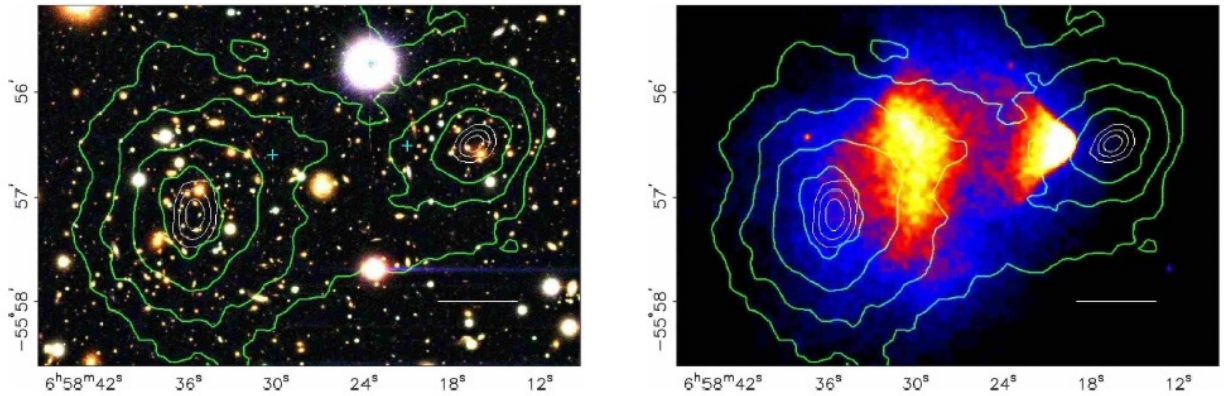


Figura 2.10: Imagens do Aglomerado 1E0657-558. No lado esquerdo temos a imagem do aglomerado no ótico, no lado direito temos a imagem em raio-X. Fonte: [48]

composição completamente opostas, a primeira, publicada em 2016 por [50], mostra a galáxia *Dragonfly*, que possui massa aproximadamente igual a da Via Láctea, e no entanto possui menos de 1% de estrelas quando comparada a esta, sendo composta por 99,99% de matéria escura. Por outro lado, um trabalho publicado em março de 2018 por [51], sugere que a galáxia NGC1052-DF2, que está localizada a 65 milhões de anos-luz, possua 400 vezes menos matéria escura que o esperado.

2.6 Energia Escura

No modelo cosmológico padrão, em que se considera o princípio cosmológico, o universo inicia sua evolução a partir do *Big Bang*, onde elevadas temperaturas e pressão caracterizam seu momento inicial. A partir daí o universo esfria e dá início a sua expansão. Os primeiros indícios observacionais da expansão do universo ocorreram com as observações de Hubble em 1929, quando foi possível medir a velocidade de recessão das galáxias. Até então, acreditava-se que o universo expandia desaceleradamente uma vez que a força gravitacional é atrativa. No entanto, estudos utilizando SNe Ia [1] encontraram, de modo inesperado, evidências de que o universo estaria em expansão acelerada. Essa descoberta inaugurou uma nova fase da cosmologia contemporânea.

As indicações de um universo em expansão acelerada foram sugeridas por dois grupos independentes, *Supernova Cosmology Project* (SCP), [2] e *High-z Supernova Search Team* (HZT) [1]. O esperado seria que o brilho das SNe Ia fosse maior do que indicariam

seus *redshifts*, uma vez que se esperava que o universo estivesse em expansão desacelerada. Porém, o observado foram brilhos mais fracos do que o esperado, sugerindo uma expansão acelerada.

O grupo SCP utilizando o modelo Λ CDM como modelo fiducial, analisou a relação entre a luminosidade aparente e o *redshift* para SNe Ia em *redshifts* na faixa de $0.10 < z < 0.83$, associada a um conjunto de SNe Ia em baixo *redshifts* $z < 0.1$. Em seus resultados [2] encontraram um brilho mais fraco que o esperado. Na figura (2.11) temos o diagrama de Hubble estendido, já com os dados obtidos levando-se em consideração SNe Ia. Considerando um universo plano com $\Omega_k = 0$ o melhor ajuste para o parâmetro de densidade de matéria Ω_M obtido foi $\Omega_M = 0.28^{+0.09}_{-0.08}$, também foi descartado com 99% de confiança o caso em que $\Omega_\Lambda = 0$. Utilizando os resultados, $\Omega_M = 0.28$ e $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$, o parâmetro de desaceleração obtido foi $q_0 = -0.58$, indicando que a expansão do universo ocorre de modo acelerado.

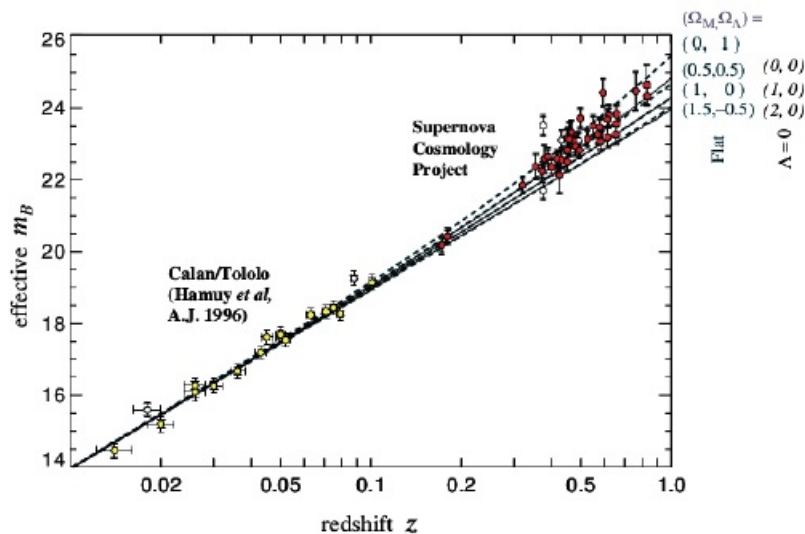


Figura 2.11: Diagrama de Hubble obtido pelo *Supernova Cosmology Project*, incluindo os dados para SNe Ia. Fonte: [2]

O grupo HZT [1], por sua vez, analisou os dados de 16 SNe Ia em altos *redshifts*, $0.16 < z < 0.97$, incluindo duas SNe Ia que também foram utilizadas pelo SCP, juntamente com 34 SNe Ia próximas. Sua análises indicaram com 99.7% de confiança que $\Omega_\Lambda > 0$, sem qualquer suposição no que diz respeito a sua geometria. Os resultados obtidos podem ser observados na figura (2.12). O melhor ajuste encontrado foi para uma cosmologia

plana com, $\Omega_M = 0.28 \pm 0.10$ e $\Omega_{\Lambda} = 1 - \Omega_M$, resultando em uma idade de cerca de $(14.2 \pm 1.5) \times 10^{19}$ anos. Tomando como base um método conservador, foi possível concluir com 99.5% de confiança que $q < 0$, indicando mais uma vez uma expansão acelerada.

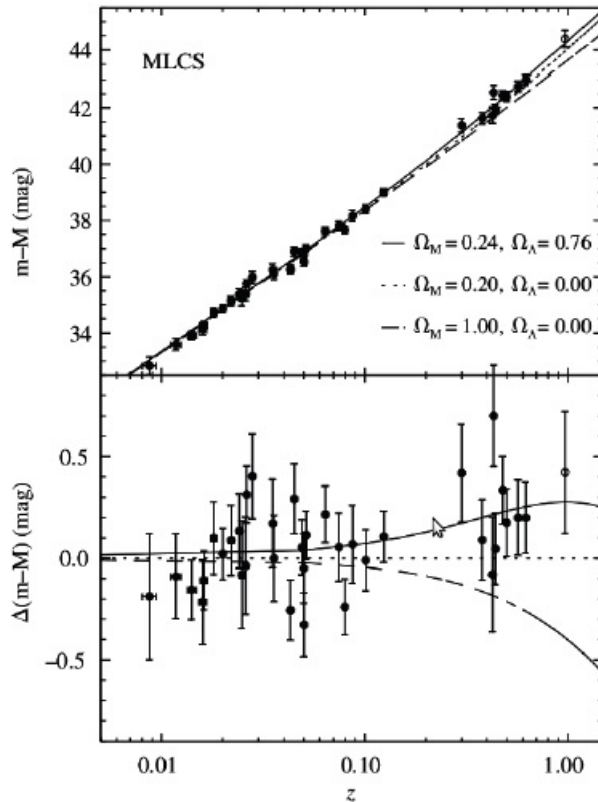


Figura 2.12: Diagrama de Hubble obtido pelo *High-z Supernova Search Team*, incluindo os dados para SNe Ia. Fonte: [1]

Os resultados obtidos a partir das observações de SNe Ia foram corroborados por diversos trabalhos independentes. Medidas no espectro anisotrópico da RCF dão indicações de um universo plano $\Omega_{tot} \approx 1$ [3]. Estatísticas de lentes gravitacionais e dados provenientes de raios-X de aglomerados de galáxias indicam uma quantidade de matéria de $\Omega_M \approx 0.3$. Por outro lado, estimativas mais precisas de idades de aglomerados globulares (as mais antigas estruturas observadas do universo), ou objetos em altos *redshifts*, fornecem um limite inferior para a idade do universo de cerca de 14 bilhões de anos. Todos os trabalhos acima convergem para a ideia de que existe uma componente que corresponde a 71% do conteúdo de matéria-energia do universo e que é responsável pela sua aceleração, um diagrama exemplificativo pode ser visto na figura (2.13). Contudo, a natureza dessa

componente escura ainda é desconhecida e considerada um dos maiores enigmas da física e cosmologia.

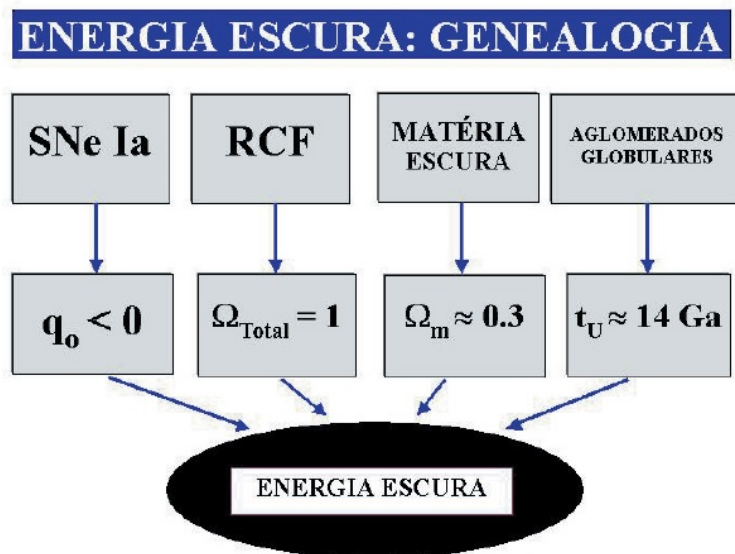


Figura 2.13: Genealogia: matéria escura. Fonte: [5]

Atualmente, existem diversos candidatos à energia escura, tais como a constante cosmológica Λ e a matéria-X, que seria uma componente extra caracterizada por uma equação de estado $p_x = \omega\rho_x$, $-1 \leq \omega \leq 0$.

2.7 Medida da Taxa de Expansão do Universo

Uma vez verificado que o universo está passando por uma fase de expansão acelerada, torna-se crucial o conhecimento da taxa com a qual ele expande e como essa taxa se relaciona com grandezas cosmológicas, tais como o *redshift*. Uma vez que se verificou a possibilidade de expressar a taxa de expansão em função do *redshift*, a partir do parâmetro de Hubble, $H(z) = \dot{a}/a$, tornou-se possível explorar componentes fundamentais do universo, permitindo um melhor entendimento da sua natureza, além de viabilizar a realização de testes cosmológicos como os realizados nesse trabalho.

Dois métodos foram desenvolvidos com o objetivo de sabermos qual é o parâmetro de Hubble, e assim, compreendermos melhor a história da expansão do universo. O primeiro método de se obter medidas de $H(z)$ se baseia na diferença de idade entre galáxias, também denominado cronômetros cósmicos. O segundo método é baseado em

oscilações acústicas de bárions (BAO)⁴. Cada um dos métodos será tratado de modo sucinto a seguir.

2.7.1 Cronômetros Cósmicos

Obter medidas acuradas da taxa de expansão do universo como função do tempo cósmico é um trabalho desafiador. Um método promissor utiliza a abordagem dos cronômetros cósmicos, que se baseia nas medidas de diferença de idade, Δt entre duas galáxias que foram formadas ao mesmo tempo mas estão separadas por um pequeno intervalo de *redshift*, Δz , e usa o fato da taxa de expansão poder ser obtida a partir da seguinte expressão:

$$H(z) = -\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt}, \quad (2.47)$$

que é consequência da equação(2.31).

A medida dz pode ser obtida a partir de dados espectroscópicos com alta precisão, restando apenas se conhecer a quantidade dt em um dado intervalo de *redshifts* [52]. O método utiliza galáxias que estão evoluindo passivamente em uma escala de tempo muito mais longa que a diferença de idade. Assim, além de servirem como “galáxias relógios”, elas também são excelentes estimadores da distribuição de matéria no universo.

2.7.2 Oscilações Acústicas de Bárions

O segundo método utiliza as oscilações acústicas de bárions. Tais oscilações tiveram origem no universo primordial, no período em que os fótons estavam acoplados com a matéria bariônica e formavam um único fluido ionizável e a perturbação dos neutrinos se desacopla e vai sendo amortecida [35]. Uma onda no fluido fóton/bárions começa a se propagar com velocidade do som, essas ondas são denominadas oscilações acústicas de bárions. A figura 2.14, representa de forma artística como os remanescentes desse fenômeno manifestam-se na distribuição atual nas diversas estruturas do universo

Os picos acústicos fornecem uma régua padrão que é quantificada pelo parâmetro adimensional,

$$A(0.35) = \frac{\Omega_M^{1/2}}{E(z_*)^{1/3}} \left[\frac{1}{z_*} \Gamma(z_*) \right]^{2/3} = 0.469 \pm 0.017, \quad (2.48)$$

⁴Do inglês *Baryon Acoustic Oscillation*

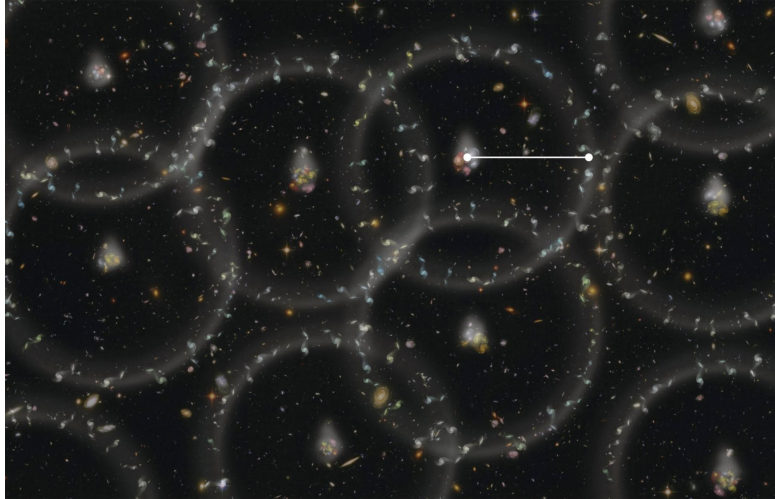


Figura 2.14: Imagem artística das oscilações acústicas de bárions produzida pelo projeto BOSS (*Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*). Fonte: [89]

, onde $z_* = 0.35$ é o *redshifts* no qual a escala acústica foi medida e $\Gamma(z_*)$ é a distância comóvel adimensional até z_* e a quantidade $E(z)$ corresponde a $H(z)/H_0$.

Atualmente existem 30 medidas de $H(z)$ baseadas no método dos cronômetros cósmicos, e oito medidas obtidas a partir do método das oscilações acústicas de bárions. Em [54] é possível encontrar um compilado apresentando as atuais medidas de $H(z)$ utilizando-se os dois métodos. No Cap. 5 apresentaremos os valores obtidos pelos diferentes métodos.

Capítulo 3

Aglomerados de Galáxias

Neste capítulo trataremos dos aglomerados de galáxias. Faremos um breve histórico de como ocorreu a evolução dos estudos acerca dessas estruturas, seguida de uma breve análise de como se originaram e sua composição. O estudo dos aglomerados de galáxias é essencial para a obtenção de dados cosmológicos, já que a partir de observações podemos extrair diferentes tipos de medidas que podem ser utilizadas em diferentes testes cosmológicos. Uma das medidas mais relevantes para o nosso trabalho é a fração de massa de gás, obtidas a partir do brilho superficial em raios-X, que será tratada ao longo desse capítulo.

3.1 Histórico

As primeiras observações de galáxias foram feitas ainda no século XVIII, quando vários astrônomos verificaram a existência de objetos difusos entre as estrelas, a esses objetos denominaram “nebulosas”. No entanto devido a falta de informação a respeito da distância dessas estruturas, não era possível precisar se elas faziam parte ou não da nossa galáxia. Na figura (3.1) temos imagens obtidas recentemente das primeiras “nebulosas” observadas, sejam eles, Aglomerado de Virgo e Coma. Entre os anos de 1920 e 1930, E. Hubble foi capaz de calcular a distância de Andrômeda, obtendo o valor de 1 milhão de anos-luz (a distância conhecida hoje é de 2,2 milhões de anos-luz). Com esse novo dado, verificou-se que Andrômeda situava-se além dos limites da nossa galáxia, sendo portanto necessário classificá-la como uma estrutura independente da Via Láctea.

Posteriormente, verificou-se que essas galáxias não estão distribuídas aleatoria-

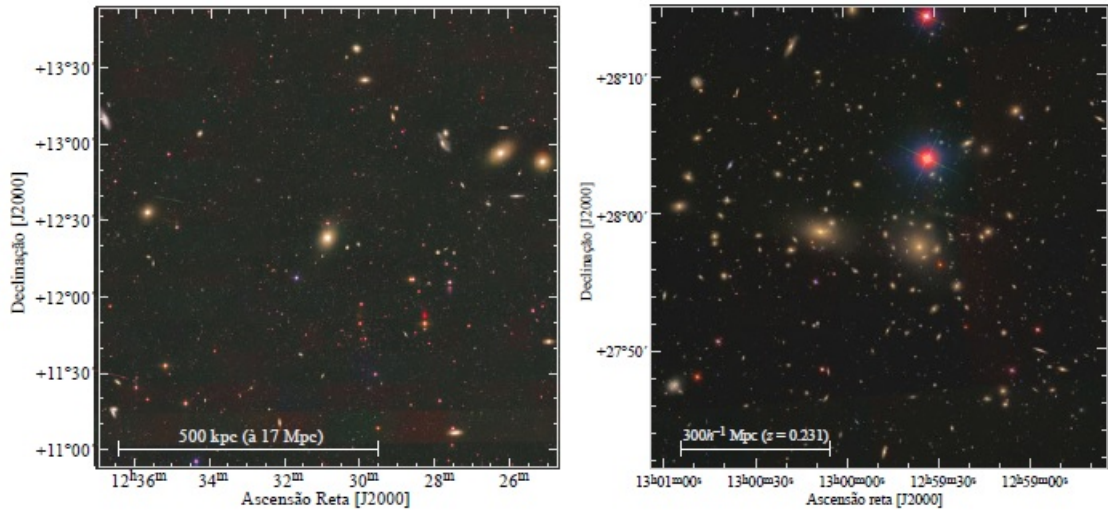


Figura 3.1: A esquerda temos a região central do aglomerado de Virgo e a direita o aglomerado de Coma. Fonte: SDSS Image Galery

mente, tão pouco encontram-se isolados no universo, na realidade elas concentram-se em grupos. Como o Grupo Local, que contém 54 galáxias dentre elas a Via Láctea e Andrômeda. Estima-se que cerca de 60 – 70% das galáxias pertençam a algum grupo.

Os aglomerados podem ser classificados de acordo com a quantidade de galáxias que estão associadas a ele, de modo que podemos considerar que um aglomerado é denominado pobre quando contém ~ 100 galáxias. Os chamados aglomerados ricos, por sua vez, possuem $\sim 10^3$ galáxias. Contudo, é importante ressaltar que apenas $\sim 7\%$ das galáxias encontram-se nos aglomerados ricos.

Os aglomerados são considerados as maiores estruturas gravitacionalmente ligadas do universo, com massa entre $10^{14} - 10^{15}$ massas solares, e sua luminosidade gira em torno de 10^{43} e 10^{46} erg/s , além de possuírem temperatura da ordem de $1 - 10 \text{ keV}$.

A composição dessas estruturas têm três fontes principais:

- **Matéria escura:** sua composição não é conhecida, mas acredita-se que não seja formada por matéria bariônica. Estima-se que ela represente de 80 – 85% da massa total dos aglomerados. Sua detecção pode ser obtida indiretamente a partir de seus efeitos dinâmicos e lentes gravitacionais.
- **As galáxias:** Podem ser detectadas no visível, infravermelho e ultravioleta. Respondem por 2–3% da massa total do aglomerado, e é formada por matéria bariônica.

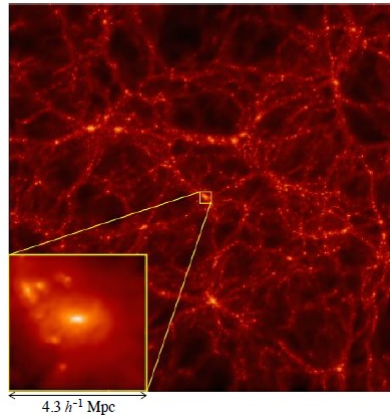


Figura 3.2: Simulação da distribuição dos aglomerados de galáxias, em uma fatia do universo quando consideramos o modelo Λ CDM, a estrutura destacada, representa um aglomerado rico que se encontra na intersecção dos filamentos. Fonte: [58]

- **O meio intra-aglomerado (ICM- *intracluster medium*):** Respondendo por aproximadamente 13 – 16% da composição total do aglomerado de galáxias, o ICM é composto por um plasma difuso, possuindo uma temperatura de $10^7 - 10^8 K$ e densidade central de $10^{-3} - 10^{-2} \text{particula}/\text{cm}^3$. São três, as principais formas de detecção do ICM:
 - Efeito de pressão sobre o gás mais frio no interior das galáxias e nas partículas relativísticas emitidas por núcleos ativos, a fig 3.3 ilustra o efeito *ram-pressure*.
 - Radiação *bremsstrahlung*¹: sendo o gás do ICM extremamente rarefeito com elevadas temperaturas, ele é completamente ionizado e ópticamente fino. Nestas condições, os elétrons livres são espalhados pelos íons do gás produzindo a radiação *bremsstrahlung* que pode ser observada em raios-X.
 - Efeito Sunyaev-Zel’dovich: ocorre quando os fótons da radiação cósmica de fundo interagem com os elétrons do gás intra-aglomerado através do efeito compton inverso. Nessa interação os elétrons perdem energia tornando os fótons que atravessam o aglomerado mais energéticos.

A partir de um estudo mais detalhado sobre os aglomerados de galáxias obtém-se importantes informações cosmológicas. Pode-se utilizar os aglomerados como “régua

¹Detalharemos mais esse tópico nas próximas seções

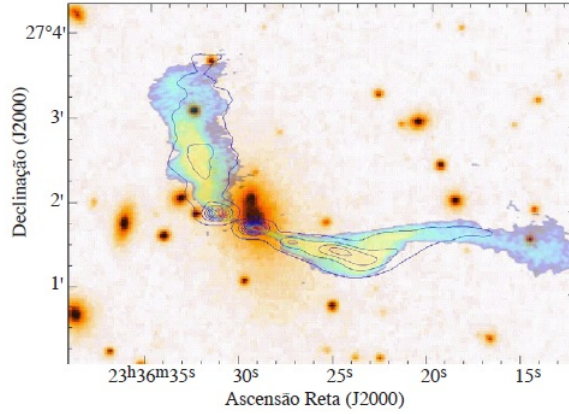


Figura 3.3: Emissão de rádio associada a galáxia NGC 7720 no aglomerado de Abell 2634. A emissão de rádio nos tons de azuis e as curvas de nível são devido o movimento da galáxia em relação ao meio intra-aglomerado. Fonte: [35]

padrão”. Supor que a fração de massa de gás, f_{gas} não evolui com o *redshift*, ou seja, permanece constante, dá origem a um novo e importante teste para impor limites sobre parâmetros cosmológicos. Veremos na próxima sessão que a f_{gas} , que é derivada da temperatura de raio-X pode ser observada a partir dos perfis de densidade e temperatura e tem uma relação de dependência com a distância de diâmetro angular da forma: $f \propto D_A^{3/2}(z)$. No entanto, essa fração só será constante se o modelo adotado para obter D_A até os aglomerados for o correto [59], [60].

3.2 Determinação de Massa

Aqui trataremos da determinação da massa de um aglomerado de galáxias. Inicialmente, discutiremos como obter a massa de galáxias seguido do cálculo da massa do gás do meio intra-aglomerado e finalmente determinaremos a massa total de um aglomerado de galáxias.

3.2.1 Cálculo de Massa das Galáxias e Massa Faltante

O cálculo da massa das galáxias nos aglomerados é realizado utilizando-se a relação massa/luminosidade estelar :

$$M_{gal} = L_{tot} \frac{M}{L}. \quad (3.1)$$

Quando voltamos a eq. (??), verificamos que a relação entre a luminosidade e a distância de luminosidade tem a forma:

$$L_x \propto D_L^2 \quad (3.2)$$

Por sua vez, D_L depende diretamente dos parâmetros (z, h, Ω_i) , como mostra a equação (2.41).

Em seus trabalhos, [59] e [62], mostraram que existe uma relação de proporcionalidade entre a razão massa-luminosidade e o parâmetro de Hubble,

$$\frac{M}{L} \propto h \quad (3.3)$$

De modo que quando reorganizamos as equações acima ficamos com:

$$M_{gal} \propto h D_L^2 \quad (3.4)$$

Quando observamos aglomerados ricos, verificamos que a massa total existente é muito maior que massa “visível”, inferindo-se assim que existe uma outra fonte de matéria invisível ou matéria escura. Esse problema foi levantado inicialmente por [63], [64] com os aglomerados de Coma e Virgo, respectivamente, e ficou conhecido como problema da “massa faltante”, devendo-se lembrar que, na verdade o que “falta” é luz e não massa.

3.2.2 Determinação da Massa do Gás Intra-aglomerado

O gás intra-aglomerado responde por aproximadamente 13 – 16% da massa total de um aglomerado de galáxias, sendo composto principalmente por Hidrogênio e Hélio oriundos da nucleossíntese primordial, além de material ejetado no processo de formação das galáxias. Além desses dois componentes, o gás do meio intra-aglomerado é enriquecido por ferro, silício e Oxigênio, possivelmente oriundos de supernovas do tipo II [66].

Para calcularmos a massa do gás intra-aglomerado, consideraremos por simplicidade que a densidade desse plasma no aglomerado possui simetria esférica e assume o modelo β isotérmico [67]:

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2}, \quad (3.5)$$

onde n_{e0} e r_c são, respectivamente, a densidade dos elétrons e o raio na região central; e β é a energia por unidade de massa nas galáxias dividido pela energia por unidade de massa do ICM.

Podemos então calcular a massa do gás em um raio R , da forma como se segue:

$$M_{gas}(< R) = \int_0^R \rho_{gas} 4\pi r^2 dr \quad (3.6)$$

Como sabemos que sua composição é predominantemente Hidrogênio e Hélio, podemos desconsiderar os metais pesados, já que eles pouco contribuem na determinação da massa do gás. De modo que se faz necessário calcular apenas a densidade do H e He, respectivamente [67]:

$$n_H = \left(\frac{2X}{1+X} \right) n_e(r) \quad (3.7)$$

e

$$n_{He} = \left(\frac{1-X}{2(1+X)} \right) n_e(r) \quad (3.8)$$

onde X é a abundância de hidrogênio. Sabendo que,

$$\rho_{gas} = \rho_H + \rho_{He},$$

$$\rho_{gas} = (n_H + 4n_0 n_{He}) m_H.$$

Chegamos a expressão que determina a densidade do gás:

$$\rho_{gas} = \frac{2n_{e0} m_H}{1+X} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2}. \quad (3.9)$$

Quando substituimos a equação (3.9) em (3.6), ficamos com:

$$M_{gas}(< R) = \frac{8\pi n_{e0} m_H}{(1+X)} \int_0^R \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2} r^2 dr. \quad (3.10)$$

Fazendo uma mudança de coordenadas e definindo $x = r/r_c$, ficamos com

$$M_{gas}(< R) = \frac{8\pi}{1+X} m_H n_{e0} r_c^3 I_m(R/r_c, \beta), \quad (3.11)$$

onde,

$$I_m(R/r_c, \beta) = \int_0^{R/r_c} (1+x^2)^{-3\beta/2} x^2 dx. \quad (3.12)$$

A equação (3.11) quantifica a massa do gás do meio intra-aglomerado. Uma vez que conhecemos M_{gas} e a M_{gal} poderemos deduzir a fração de massa de gás, sendo esse um dos tópicos centrais do nosso trabalho.

3.2.3 Massa Total do Aglomerado

Uma vez construído todo esse arcabouço teórico, podemos, então, deduzir a expressão da massa total de um aglomerado de galáxias. É importante enfatizarmos que a composição de um aglomerado não se restringe a matéria bariônica, mas também engloba a matéria escura, de modo que se faz necessário levá-la em consideração na determinação dessa quantidade. Assumindo que o gás está em equilíbrio hidrostático, temos:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (3.13)$$

onde G é a constante gravitacional de Newton e ρ a densidade de matéria analisada. Afim de estabelecermos uma relação entre a pressão e a densidade podemos escrever a equação dos gases ideais,

$$p = \frac{\rho k_B T_G}{\mu m_H}, \quad (3.14)$$

onde k_B é a constante de Boltzman, T_G a temperatura do gás, e μ o peso molecular médio do hidrogênio. Combinando-se as equações (3.13) e (3.14) chegamos a seguinte expressão:

$$M_{tot}(< R) = -\frac{K_B T_G R}{G \mu m_H} \left(\frac{d \ln \rho}{d \ln r} + \frac{d \ln T_G}{d \ln r} \right)_{r=R}. \quad (3.15)$$

Finalmente podemos estimar a massa total de um aglomerado de galáxias, admitindo que ele se encontra em equilíbrio isotérmico, $dT_G = 0$, e portanto:

$$M_{tot}(< R) = - \left[\frac{k_B T_G R}{G \mu m_H} \frac{d \ln n_e(r)}{d \ln r} \right]_{r=R} \quad (3.16)$$

3.3 Emissão em Raio-X de Aglomerados de Galáxias

As primeiras detecções de emissão de raio-X de aglomerados foram feitas em 1966, oriundas da galáxia M87 no centro do aglomerado de Virgo. Posteriormente, também foram detectadas fontes de raio-X vindas do aglomerado de Coma e Perseus.

Com o lançamento do satélite *Uhuru* foi possível a observação mais extensa de fontes individuais, além de um levantamento robusto do céu em raios-X. Os estudos realizados com base nos dados obtidos pelo *Uhuru* revelaram importantes propriedades das fontes de raios-X associadas aos aglomerados. Verificou-se que os aglomerados são as fontes estendidas mais luminosas em raios-X, com luminosidade de $\sim 10^{43-45} \text{ erg/s}$. Também foi constatado que as emissões em raios-X dos aglomerados de galáxias não variam

no tempo. Na figura 3.4 podemos ver os principais telescópios que contribuíram para o estudo dos aglomerados de galáxias.

Satélite	Detetor	Banda de energia [keV]	FoV (raio)	FWHM (no eixo)	R90% (no eixo)	Área efetiva [cm ²]	Vida
<i>Einstein</i>	IPC	0,4–4,0	38'	60''		100	11/1978–04/1981
ROSAT	PSPC	0,1–2,5	60'	25''	54''	240	06/1990–02/1999
ASCA	SIS	0,4–12,0	11'	30''	600''	105	02/1993–03/2001
	GIS	0,8–12,0	25'	30''	600''	50	
<i>Beppo-SAX</i>	LECS	0,1–10,0	19'	126''	245''	22	04/1996–04/2002
	MECS	1,3–10,0	28'	75''	158''	150	
<i>Chandra</i>	ACIS-S3	0,20–10,0	4'	0,5''	2''	340	07/1999–
	ACIS-I		8'	0,5''	2''	340	
<i>XMM-Newton</i>	MOS	0,15–15,0	16'	6,0''	52''	922	12/1999–
	pn		14'	6,0''	47''	1227	
<i>Suzaku</i>	XIS	0,2–12,0	18' × 18'	120''		390	07/2005–

Figura 3.4: Einstein = HEAO-2 (*High Energy Astrophysical Observatory*); rosat = *Röntgen Satellite*; asca = *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*; Beppo-sax = *Giuseppe Occhialini-Satellite per Astronomia X*; Chandra = AXAF (*Advanced X-ray Astrophysics Facility*), *Subrahmanyam Chandrasekhar*; XMM-Newton = *X-ray Multi-Mirror Mission*. Suzaku = Astro-E2. Fonte: [35].

Inicialmente as observações de raio-X foram utilizadas para restringir a fração de massa do gás e assim definir limites para a fração de bárions no universo. Com a evolução das observações das emissões em raio-X, foi possível a observação de mais detalhes nos aglomerados de galáxias.

Um importante debate levantado na época se referia ao mecanismo de emissão de raios-X que era preponderante. As principais fontes seriam: (I) emissão por espalhamento livre-livre (*bremstrahlung*) do gás intra-aglomerado quente e rarefeito ou (II) efeito Compton inverso entre os elétrons relativísticos e a Radiação cósmica de Fundo. Contudo, a detecção de linhas de ferro por volta de $6,8\text{KeV}$ e da diminuição da temperatura da RCF demonstraram que o principal mecanismo de emissão em raio-X é o *bremstrahlung* térmico [67].

A radiação devido o *bremstrahlung* térmico ocorre quando uma partícula carregada é acelerada, frequentemente um elétron, durante colisões com os íons do plasma e emitem radiação. Uma vez que o gás do ICM é óticamente fino e extremamente rarefeito, a radiação emitida consegue escapar da névem de modo que é possível observá-la. Para um completo entendimento desse efeito é importante se considerar os aspectos quânticos, desse modo utilizaremos o fator de Gaunt que leva em consideração as correções devido

os efeitos quânticos e relativísticos.

Como dito anteriormente é possível obtermos um cálculo da massa devido a partir do efeito *bremstrahlung*, para isso devemos considerar a luminosidade em raio-X do aglomerado. A luminosidade total emitida por um aglomerado é dada por:

$$L_x = \int_V \frac{dL_x}{dV} dV. \quad (3.17)$$

Ainda considerando uma simetria esférica, temos:

$$L_x = 4\pi \int_0^R \frac{dL_x}{dV} r^2 dr. \quad (3.18)$$

A densidade de luminosidade bolométrica pode ser obtida quando supomos que as componentes do gás estão em equilíbrio térmico, e consideramos uma distribuição de velocidade maxwelliana, ficamos com a seguinte expressão [70]:

$$\frac{dL_x}{dV} = \left(\frac{2\pi k_B T_G}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6}{3\hbar m_e c^3} n_e \left(\sum_i Z_i^2 n_i g_{Bi} \right), \quad (3.19)$$

onde m_e é a massa do elétron, e o módulo da carga do elétron, c é a velocidade da luz, Z_i é o número atômico, n_i a distribuição dos elementos e g_{Bi} é o fator de Gaunt, que leva em consideração as correções devido os efeitos quânticos e relativísticos.

Substituindo (2.33) em (??), chegamos a:

$$L_x = 4\pi \int_0^R \left(\frac{2\pi k_B T_G}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6}{3\hbar m_e c^3} n_e \left(\sum_i Z_i^2 n_i g_{Bi} \right) r^2 dr. \quad (3.20)$$

Uma vez que consideramos que o gás do meio intra-aglomerado é constituído majoritariamente por hidrogênio e hélio, podemos usar as equações (3.5), (3.7), (3.8), para obtemos:

$$L_x = \left(\frac{2\pi k_B T_G}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6}{3\hbar m_e c^3} g_B(T_G) \frac{2}{1+X} 4\pi n_{e0} \int_0^R \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta} r^2 dr. \quad (3.21)$$

De modo semelhante a sessão anterior, fazemos uma mudança de variáveis, $x = r/r_c$, e definimos:

$$I_L(R/r_c, \beta) \equiv \int_0^{R/r_c} (1+x^2)^{-3\beta} x^2 dx, \quad (3.22)$$

obtemos a seguinte luminosidade bolométrica :

$$L_x = \left(\frac{2\pi k_B T_G}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{2^5 \pi e^6}{3\hbar m_e c^3} g_B(T_G) \frac{2}{1+X} 4\pi n_{e0}^2 r_c^3 I_L(R/r_c, \beta). \quad (3.23)$$

Uma vez conhecida a luminosidade bolométrica, podemos obter a fração de massa do gás pra um aglomerado de galáxias, sendo esta definida como a razão entre a massa do gás e massa total do aglomerado, levando-se em consideração a matéria escura e a matéria bariônica,

$$f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}}, \quad (3.24)$$

utilizando as equações, (3.11) e (3.16), obtemos:

$$f_{gas} = n_{e0} \frac{8\pi m_H^2 \mu G}{3(1+X)\beta k_B T_G} \left[\frac{(r_c^5 + r_c^3 R^2)}{R^3} \right] I_m(R/r_c, \beta), \quad (3.25)$$

uma vez que o parâmetro n_{e0} , que representa a densidade dos elétrons na região central, não pode ser inferido observacionalmente, podemos isolar esse termo na equação (3.23), e substituir em (3.25), e podemos escrever uma expressão geral para a fração de massa do gás devido a radiação *bremsstrahlung*:

$$f_{gas} = \left(\frac{\pi m_e^3 \hbar^2 c^6 m_H^8 \nu^4 G^4}{24 k_B^5 T_G^5 (1+X)^2 e^{12} g_B^2 \beta^4} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{I_M(R/r_c, \beta)}{I_M^{1/2}(R/r_c, \beta)} \left(\frac{r_c^{7/2} + r_c^{3/2} R^2}{R^3} \right) L_x^{1/2} (< R). \quad (3.26)$$

Como veremos nos próximos capítulos a astronomia em raio-X oferece uma oportunidade única para detectar fontes de opacidade que podem passar despercebidas pelos métodos tradicionais. Além disso verificamos pela equação (3.26), que a fração de massa do gás possui uma dependência direta com a luminosidade, e desse modo também se relaciona com a distância de luminosidade, como pode ser verificado na equação (2.34), abordada no Capítulo (2), para tanto devemos assumir a hipótese de que temos um universo transparente. No próximo capítulo será feito um detalhamento da correlação entre a distância de luminosidade e a opacidade cósmica.

Capítulo 4

Relação de Dualidade de Distância Cósmica e Opacidade Cósmica (RDDC)

Neste capítulo faremos uma discussão sobre a relação de dualidade de distância cósmica. Esta relação é trivialmente satisfeita na cosmologia padrão, sendo inválida se não houver conservação do número de fótons ou se a teoria da gravidade não for uma teoria métrica do espaço-tempo. Essa teoria é largamente usada em observações astronômicas. A primeira parte desse capítulo se destina a discutir o princípio de Etherington. Em seguida, mostraremos alguns testes cosmológicos realizados a partir da RDDC.

Para compreendermos a relação de dualidade de distância cósmica, devemos inicialmente fazer considerações a respeito do princípio de Etherington. Uma vez exposto, poderemos então enunciar a RDDC e analisar sua dependência com a distância de diâmetro angular e distância de luminosidade.

O teorema de Etherington, ou também chamado de relação de reciprocidade, foi provada por Etherington[12] em 1933, e é uma importante ferramenta para a interpretação de algumas observações astronômicas, além de possibilitar diversos testes cosmológicos. Uma prova para tal teorema foi proposta por Ellis em 1971, e pode ser obtida utilizando ferramentas de geometria Riemanniana [69]. Neste contexto o teorema estabelece que se uma certa fonte e o observador estão em movimento relativo, os ângulos sólidos entre fonte e observador estão relacionados por invariantes geométricos onde o *redshift* da fonte

medido pelo observador entra na relação figura (4.1), [69]:

$$r_G = r_o(1 + z), \quad (4.1)$$

em que assume-se que a luz viaja por geodésicas nulas em um espaço-tempo de Riemann¹.

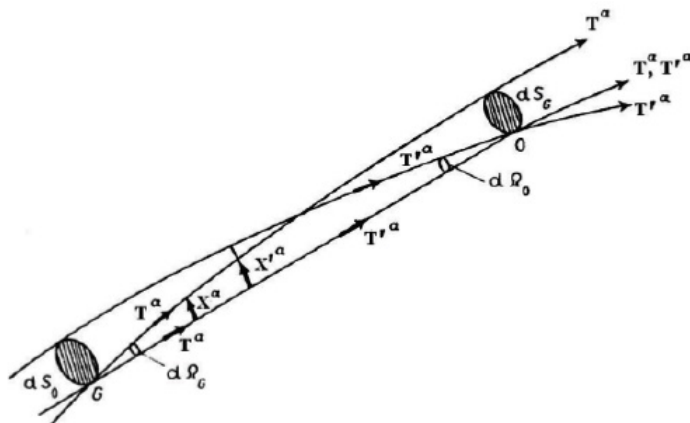


Figura 4.1: Trajetória dos raios emitidos por uma fonte G e observados por O, onde ambos estão em movimento relativo. Fonte: [69]

O teorema da reciprocidade pode ser apresentado de várias formas. Uma abordagem extremamente útil no contexto das observações astronômicas relaciona a distância de luminosidade D_L , com a distância de diâmetro angular D_A , através da seguinte equação:

$$\frac{D_L}{D_A}(1 + z)^{-2} = 1, \quad (4.2)$$

por vezes, essa relação denomina-se relação de dualidade das distâncias cósmicas. É importante ressaltar ainda que, para obtenção da RDDC, devemos considerar a conservação do número de fótons. Esta versão da RDDC é válida para todos os modelos cosmológicos baseados na geometria riemanniana e independe das componentes do modelo adotado e das equações de campo de Einstein.

A RDDC possui um papel primordial na cosmologia moderna, desde estudos com lentes gravitacionais em observações de aglomerados de galáxias [72], até observações das anisotropias primárias e secundárias da temperatura da radiação cósmica de fundo em micro-ondas [3].

¹Para uma revisão mais completa sugerimos uma leitura de [69]

Atualmente, o teorema da reciprocidade está bem estabelecido e pode ser verificado utilizando-se observações astronômicas. Para testá-lo devemos encontrar fontes luminosas em que sejam bem conhecidas sua luminosidade intrínseca, e seus tamanhos, de modo a determinar a distância de luminosidade, D_L , e sua distância de diâmetro angular, D_A . Os testes ideais, consistem naqueles que sejam capazes de serem realizados sem que seja necessário assumir, *a priori*, um modelo cosmológico, ou seja, devem ser determinadas por meio de medidas e quantidades puramente astrofísicas. No entanto, devido a nossa falta de conhecimento, no que se refere a evolução das galáxias, torna esses testes, independentes do modelo cosmológico, difíceis de serem realizados na prática.

Diversos testes utilizando um modelo cosmológico de fundo já foram sugeridos, afim de testar a RDDC. Bassett et al, [73], utilizaram medidas de distâncias de luminosidade de SNe Ia para obter estimativas da distância de diâmetro angular a partir de galáxias em rádio FRIB [74], e fontes de rádio ultra compactas [75], [76] para testar a possibilidade de uma física exótica. Uma violação em 2σ foi encontrada, e esse desvio foi atribuído a um possível excesso do brilho das SNe Ia em $z > 0,5$ devido a lentes gravitacionais.

Ainda seguindo os testes baseados em um modelo cosmológico, (UZAN et al, 2004) [77] mostraram que observações do efeito Sunyaev-Zel'dovich e do brilho superficial em raio-X, poderiam resultar em novo teste para validação da RDDC. Uma vez que a técnica ESZ/raios-X para medidas de D_A são fortemente dependentes da validação da RDDC. Os valores para D_A foram obtidos levando-se em consideração o modelo λ CDM obtidos pelo WMAP [78]. Uma vez que eles não tomaram a relação como válida, assumiram que: $D_A^{cluster} = D_A(z)\eta^2$, de modo que encontraram um $\eta = 0,91_{-0,04}^{+0,04}(1\sigma)$, portanto, apenas marginalmente compatível com o valor de $\eta = 1$.

Em uma outra abordagem, [82] com o intuito de restringir a opacidade cósmica, utilizaram a relação de distância, $D_L/D_A = (1+z)^{2+\epsilon}$, considerando um modelo plano Λ CDM combinando dados de SNe Ia [83], com medições recentes da taxa de expansão do universo em um intervalo de *redshifts*, $0 < z < 2$.

A ideia principal do teste é que enquanto os dados obtidos a partir das supernovas do tipo Ia são afetado por quatro diferentes tipos de fontes de opacidade cósmica, sejam elas: Via Láctea, a galáxia de origem, o meio intergaláctico e as galáxias do meio. Os dados de $H(z)$ podem ser obtidos a partir de estimativas de idade de galáxias que evoluem passivamente, de modo que essas medições não são afetadas pela opacidade cósmica $\tau(z)$,

mas dependem apenas da forma do espectro da galáxia. Em uma parametrização que relaciona diretamente ϵ da RDDC e $\tau(z)$, os resultados mostraram que $\epsilon = -0,04_{-0,08}^{+0,07}(2\sigma)$. Está será a metodologia utilizada no nosso trabalho, no entanto em vez de aplicarmos a SNe Ia, como proposto, utilizaremos observações de fração de massa do gás. No próximo capítulo retornaremos a essa metodologia para tratá-la com mais detalhes.

Utilizando uma outra abordagem, [88] partiram do pressuposto de que a RDDC seria válida para ter acesso a morfologia de aglomerado de galáxias. Foram utilizados resultados obtidos do WMAP utilizando-se o modelo convencional plano Λ CDM. Também foram consideradas duas formas distintas para a função de parametrização $\eta(z)$, $\eta(z) = 1 + \eta_0 z$ e $\eta(z) = 1 + \eta_0 z / (1 + z)$, ao comparar as amostras de [80], que consiste em um modelo β elíptico [81] e um modelo β esférico, verificaram que o modelo β elíptico estava em acordo com os dados, sugerindo assim uma não-violação da RDDC.

Uma violação nos resultados obtidos a partir desses estudos, indicariam a possibilidade de uma física exótica, que poderia ter origem em diferentes mecanismos físicos. como por exemplo: Birrefringência de fótons [84], variação do espectro de temperatura da RCF [85], a extinção inexplicada de componentes devido a poeira difusa no meio intergaláctico, pode por exemplo, afetar na determinação das distâncias de luminosidade de modo a causar uma violação na RDDC, como sugere [68].

Capítulo 5

Vinculando a Opacidade cósmica e Ω_M utilizando dados de $H(z)$ e fração de massa de gás em aglomerados de galáxias

Neste capítulo, discutiremos as metodologias utilizadas para relacionar a distância de luminosidade à hipótese de transparência do universo. Posteriormente, faremos uma conexão entre a distância de luminosidade e as observações da FMG em raio-X. Em seguida, analisaremos os dados utilizados nos nossos estudos, bem como as técnicas aplicadas para a sua obtenção. Por fim, anunciaremos nossos resultados em conjunto com uma análise comparativa a partir de informações obtidas por estudos independentes.

5.1 Opacidade Cósmica e Observações de Fração de massa do gás

Recentemente, diversos trabalhos têm mostrado que as medidas da fração de massa do gás são uma ferramenta cosmológica fortemente dependente da validação da relação de dualidade de distância cósmica, [8], [9], [10],[11], $D_L D_A^{-1} = (1 + z)^2$ ¹, onde D_L é a distância de luminosidade e D_A é a distância de diâmetro angular dada em um *redshift* z .

¹o capítulo(4) pode ser revisitada para recapitulação.

Utilizaremos duas amostras de fração de massa do gás obtidas a partir de observação do brilho superficial em raio-X, de modo que poderemos restringir os valores dos parâmetros Ω_M e ϵ separadamente. Quando fizermos uso dos dados de $H(z)$ levando em consideração o modelo λ CDM plano poderemos restringir esses dois parâmetros em conjunto. A ideia básica, por trás desse teste, é que os dados do brilho superficial em raio-X dos aglomerados de galáxias podem ser afetados diretamente pela opacidade cósmica, enquanto os dados de $H(z)$ que podem ser obtidos a partir de duas formas, como já foi discutido no Cap. 2 são independentes da opacidade cósmica.

5.1.1 Distância de Luminosidade e Opacidade Cósmica

A metodologia utilizada em nossas análises foi proposta por [86], e aplicada inicialmente no contexto dos dados de SNe Ia. No entanto, como será mostrado podemos também aplicá-la as observações de fração de massa do gás em raios-X.

Como é bem conhecido, o módulo de distância obtido a partir de observações de SNe Ia, gamma-ray bursts e brilho superficial em raios-X podem ser afetados sistematicamente se existirem fontes de opacidade cósmica, uma vez que teriam suas distâncias de luminosidade aumentadas devido a redução no número de fótons. Sendo assim, é importante avaliar a transparência do universo, tendo em vista que ela pode ser responsável por uma possível violação da RDDC, já que esta depende diretamente da distância de luminosidade.

No universo podem existir diversos fatores que diminuem o número de fótons, um desses fatores pode ser a opacidade cósmica. Uma vez constatado esse efeito, teríamos que a distância de luminosidade verdadeira seria menor que a distância observada. Seguindo essa linha, [86] sugeriu que a relação entre o $D_{L,verdadeiro}$ e o $D_{L,obs}$, poderia ser dada da seguinte forma:

$$D_{L,obs}^2 = D_{L,verdadeiro}^2 e^{\tau(z)}, \quad (5.1)$$

onde, $\tau(z)$ corresponde à opacidade entre um observador em $z = 0$ e uma fonte em z , assim o fluxo recebido pelo observador em $z = 0$ seria atenuado por um fator $e^{-\tau(z)}$. Para um universo transparente, devemos ter $\tau(z) = 0$.

De acordo com [87] D_L pode ser obtido a partir de dados do módulo de distância,

como se segue:

$$D_L = e^{(m-25)/5}. \quad (5.2)$$

Assim, podemos relacionar o módulo de distância verdadeiro $m_{\text{verdadeiro}}$ ao módulo de distância observado m_{obs} , pela seguinte equação:

$$m_{\text{obs}}(z) = m_{\text{verdadeiro}}(z) + 2,5(\log e)\tau(z). \quad (5.3)$$

Assumindo o modelo ΛCDM plano, podemos obter $D_{L,\text{verdadeiro}}$, a partir da seguinte equação:

$$D_{L,\text{verdadeiro}}(z, \Omega_M, H_0) = (1+z)c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}. \quad (5.4)$$

Sabendo que,

$$H(z) = H_0 E(z, \mathbf{p}). \quad (5.5)$$

Portanto, a partir dessa equação podemos obter uma relação direta entre o parâmetro de densidade de matéria e o $D_{L,\text{verdadeiro}}$, visto que:

$$E(z, \mathbf{p}) = [\Omega_M(1+z)^3 + (1-\Omega_M)]^{1/2}. \quad (5.6)$$

Na expressão acima Ω_M representa o valor do parâmetro de matéria medido hoje.

Para considerar todo o intervalo de *redshift* que possui dados disponíveis, seguimos a parametrização que pode ser derivada a partir da relação de Etherington, que também foi utilizada em [86] e [82] e pode ser expressa como se segue:

$$D_L = D_A(1+z)^{(2+\epsilon)}, \quad (5.7)$$

com ϵ parametrizado a partir da transparência cósmica. Em [82], foi observado que para pequenos valores de ϵ e $z \leq 1$ isto seria equivalente a assumir uma parametrização de profundidade ótica.

$$\tau(z) = \begin{cases} 2\epsilon z \\ (1+z)^\alpha - 1, \end{cases} \quad (5.8)$$

onde α corresponde a $\alpha = 2\epsilon$. Para nossas análises utilizamos a parametrização linear, $\tau(z) = 2\epsilon z$. Para obtermos os valores das medidas da m_{obs} (ou $D_{L,\text{obs}}$) devemos utilizar as medidas de fração de massa do gás em raio-X. Isso será melhor detalhado na próxima sessão.

5.1.2 Distância de Luminosidade a partir de Aglomerados de Galáxias

Como vimos na sessão (3.3) a fração de massa do gás depende da massa total, e é dominada pela matéria escura, e pela massa do gás, podendo ser dada pela equação (3.24):

$$f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}}, \quad (5.9)$$

onde a massa dentro de um raio R pode ser obtida quando assumimos que o gás intra-aglomerado está em equilíbrio hidrostático. Por outro lado, o gás intra-aglomerado emite predominantemente em raio-X via *thermal bremsstrahlung* e sua massa pode ser estimada integrando um modelo de densidade do gás. Seguindo a abordagem sugerida por [13], podemos definir um modelo para vincular parâmetros cosmológicos a partir da FMG em raios-X de aglomerados de galáxias, a partir da seguinte expressão.

$$f_{raio-X}^{obs}(z) = N \left[\frac{D_L^* D_A^{*1/2}}{D_L D_A^{1/2}} \right]. \quad (5.10)$$

Por ser uma das maiores estruturas virializadas do universo, espera-se que a f_{gas} seja constante em todo (z). Na equação acima, o símbolo * corresponde ao modelo fiducial usado nas observações (normalmente o modelo Λ CDM com $\Omega_m = 0.3$ e $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$) e N é o fator de normalização que traz informações sobre o conteúdo do aglomerado, tais como fração de massa estelar, pressão não térmica, e o parâmetro de depleção b, que indica a quantidade de bárions que são termalizadas dentro do aglomerado.

Por outro lado, em [8], onde foram utilizadas medidas de f_{gas} juntamente com dados de SNe Ia, os autores mostraram que as medidas de f_{raio-X}^{obs} são afetadas caso existam fontes de opacidade cósmica, e, conseqüentemente, dependam da validade da RDDC. Considerando nossa parametrização, $\tau = 2\epsilon z$ ou ainda, isolando D_A na equação

$$D_L = D_A(1+z)^{(2+\epsilon)} \quad (5.11)$$

ficamos com:

$$D_A^{1/2} = \frac{D_L^{1/2}}{(1+z)^{1+\epsilon/2}}. \quad (5.12)$$

podemos reescrever a equação 5.10, como se segue:

$$f_{raio-X}^{obs}(z) = N \left[\frac{(1+z)^{\epsilon/2} D_L^*}{D_L^{3/2}} \right]. \quad (5.13)$$

Finalmente, podemos definir o módulo de distância de um aglomerado de galáxia como:

$$m_{obs}(z, N, \epsilon) = 5 \log[(1+z)^{\epsilon/3} D_L^* [N/f_{raio-X}^{obs}(z)]^{2/3}] + 25 \quad (5.14)$$

que depende da opacidade cósmica (D_L^* está em Mpc). Uma vez desenvolvida toda parte teórica necessária para nossas análises, apresentaremos na sessão seguinte os dados que foram utilizados para obtenção dos nossos resultados.

5.2 Dados

Em nossas análises utilizamos dois tipos de dados diferentes: os dados de FMG que dependem da opacidade cósmica e os dados de $H(z)$ que são independentes da opacidade cósmica. Ambos serão estudados com detalhes a seguir:

5.2.1 Dados Dependentes da Opacidade Cósmica

Os dados de f_{gas} foram obtidos apartir de dois compilados de amostras:

- A primeira amostra de medidas de f_{gas} foi compilada por [13] e é composta por 42 medidas de fração de massa do gás que foram obtidas pelo telescópio *Chandra*, para aglomerados de galáxias quentes ($kT > 5keV$), massivos e dinamicamente relaxados, abrangendo uma faixa de *redshift* entre $0.05 \leq z \leq 1.1$, ver tabela 5.1. Para a determinação da massa em raio-x e a massa total, os autores consideraram a hipótese de que o gás possui simetria esférica e está em equilíbrio hidrostático.

Para compilação dos resultados das medidas de FMG em raio-X, f_{gas} , [13] consideraram as medidas dos aglomerados dentro de um raio r_{2500} e adotaram o modelo cosmológico de referência Λ CDM. Este raio corresponde a aquele para o qual a densidade de massa encerrada é 2500 vezes a densidade crítica do universo no *redshift* do aglomerado.

Tabela 5.1: Dados do *redshift* e de medidas de f_{gas} obtidas dentro de r_{2500} para um modelo cosmológico de referência Λ CDM. Adaptado de [13].

Aglomerado	z	$f_{gas}h_{70}^{1.5}$
Abell 1795	0.063	0.1074 ± 0.0075
Abell 2029	0.078	0.1117 ± 0.0042
Abell 478	0.088	0.1211 ± 0.0053
PKS0745	0.103	0.1079 ± 0.0124
Abell 1413	0.143	0.1082 ± 0.0058
Abell 2204	0.152	0.1213 ± 0.0116
Abell 383	0.188	0.0903 ± 0.0080
Abell 963	0.206	0.1144 ± 0.0102
<i>RXJ0439.0 + 0521</i>	0.208	0.0917 ± 0.0127
<i>RXJ1504.1?0248</i>	0.215	0.1079 ± 0.0111
Abell 2390	0.230	0.1257 ± 0.0110
<i>RXJ2129.6 + 0005</i>	0.235	0.1299 ± 0.0299
Abell 1835	0.252	0.1197 ± 0.0082
Abell 611	0.288	0.1020 ± 0.0133
Zwicky 3146	0.291	0.0943 ± 0.0163
Abell 2537	0.295	0.0949 ± 0.0147
<i>MS2137.3?2353</i>	0.313	0.1106 ± 0.0061
<i>MACSJ0242.6?2132</i>	0.314	0.1268 ± 0.0131
<i>MACSJ1427.6?2521</i>	0.318	0.1052 ± 0.0220
<i>MACSJ2229.8?2756</i>	0.324	0.1452 ± 0.0265
<i>MACSJ0947.2 + 7623</i>	0.345	0.1048 ± 0.0196
<i>MACSJ1931.8?2635</i>	0.352	0.1193 ± 0.0266
<i>MACSJ1115.8 + 0129</i>	0.355	0.0925 ± 0.0283
<i>MACSJ1532.9 + 3021</i>	0.363	0.1280 ± 0.0162
<i>MACSJ0011.7?1523</i>	0.378	0.1067 ± 0.0125
<i>MACSJ1720.3 + 3536</i>	0.391	0.1153 ± 0.0151
<i>MACSJ0429.6?0253</i>	0.399	0.1375 ± 0.0154
<i>MACSJ0159.8 - 0849</i>	0.404	0.1097 ± 0.0160
<i>MACSJ2046.0 - 3430</i>	0.423	0.1253 ± 0.0398
<i>MACSJ1359.2 - 1929</i>	0.447	0.0845 ± 0.0290
<i>MACSJ0329.7 - 0212</i>	0.450	0.1262 ± 0.0129
<i>RXJ1347.5 - 1144</i>	0.451	0.0923 ± 0.0078
3C295	0.461	0.1067 ± 0.0096
<i>MACSJ1621.6 + 3810</i>	0.461	0.0954 ± 0.0172
<i>MACSJ1427.3 + 4408</i>	0.487	0.1201 ± 0.0294
<i>MACSJ1311.0?0311</i>	0.494	0.1066 ± 0.0168
<i>MACSJ1423.8 + 2404</i>	0.539	0.1141 ± 0.0086
<i>MACSJ0744.9 + 3927</i>	0.686	0.1151 ± 0.0140
<i>MS1137.5 + 6625</i>	0.782	0.0716 ± 0.0235
<i>ClJ1226.9 + 3332</i>	0.892	0.0769 ± 0.0198
0.0769 ± 0.0198	1.028	0.1086 ± 0.0262
3C186	1.063	0.1340 ± 0.0777

- A segunda amostra foi compilada por [14] e é composta por 40 medidas de fração de massa do gás, tabela 5.2, f_{gas} , que levam em consideração aglomerados de galáxias massivos e dinamicamente relaxados, além do modelo cosmológico de referência Λ CDM. No entanto, com o intuito de diminuir substancialmente os possíveis erros sistemáticos, quando comparado com o trabalho anterior, os autores incorporaram uma calibração de lentes gravitacionais robusta nas estimativas de massa de raio-X. Além disso, os autores obtiveram suas medições em cascas esféricas com raios próximos a r_{2500} , em vez de integrar a FMG em raio-X em todos os raios $< r_{2500}$. Essa nova abordagem, traz ganhos inestimáveis uma vez que exclui os centros dos aglomerados, as vezes de difícil modelagem a partir de simulações hidrodinâmicas. Na figura 5.1 pode ser verificada os resultados comparativos dos dois compilados de dados.

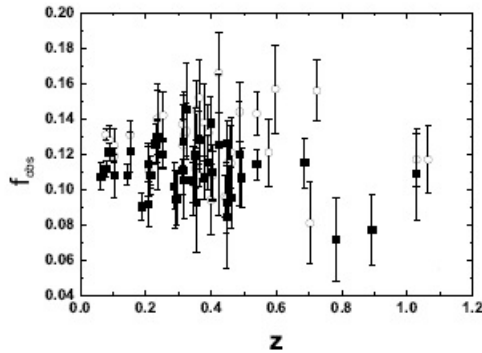


Figura 5.1: A figura mostra os dados de fração de massa de gás em raio-X. Onde os círculos e os quadrados correspondem a [14] e [13], respectivamente. Fonte: [53]

5.2.2 Dados Independentes da Opacidade Cósmica

Um outro conjunto de dados utilizados em nossas análises foram os de $H(z)$, onde consideramos 38 medidas, sendo 30 delas obtidas a partir do método de cronômetros cósmicos (método I) e 8 medidas obtidas utilizando-se oscilações acústicas de bárions (método II) (ver figura 5.2). Na tabela 5.3 que foi adaptada de [54], é possível observar todos os dados.

Como apresentado na sessão 2.7, o primeiro método é baseado na diferença de idade entre duas galáxias que foram formadas ao mesmo tempo mas estão separadas por

Tabela 5.2: Dados do *redshift* e de medidas de f_{gas} (em uma casca esférica $0.8 - 1.2r_{2500}$) de aglomerados de galáxia calculada a partir de um modelo cosmológico de referência Λ CDM. Adaptado de [14].

Aglomerado	z	f_{gas}
Abell 2029	0.078	0.131 ± 0.003
Abell 478	0.088	0.128 ± 0.008
<i>PKS0745 - 191</i>	0.103	0.119 ± 0.004
<i>RXJ1524.2 - 3154</i>	0.103	0.125 ± 0.009
Abell 2204	0.152	0.131 ± 0.008
<i>RXJ0439.0 + 0520</i>	0.208	0.111 ± 0.015
Zwicky 2701	0.214	0.109 ± 0.006
<i>RXJ1504.1 - 0248</i>	0.215	0.108 ± 0.007
<i>RXJ2129.6 + 0005</i>	0.235	0.140 ± 0.016
Zwicky 2089	0.235	0.127 ± 0.012
<i>RXJ1459.4 - 1811</i>	0.236	0.130 ± 0.010
Abell 1835	0.252	0.120 ± 0.007
Abell 3444	0.253	0.142 ± 0.013
<i>MS2137.3 - 2353</i>	0.313	0.137 ± 0.011
<i>MACSJ0242.5 - 2132</i>	0.314	0.125 ± 0.028
<i>MACSJ1427.6 - 2521</i>	0.318	0.131 ± 0.024
<i>MACSJ2229.7 - 2755</i>	0.324	0.133 ± 0.016
<i>MACSJ0947.2 + 7623</i>	0.345	0.104 ± 0.011
<i>MACSJ1931.8 - 2634</i>	0.352	0.112 ± 0.011
<i>MACSJ1115.8 + 0129</i>	0.355	0.145 ± 0.017
<i>MACSJ0150.3 - 1005</i>	0.363	0.152 ± 0.021
<i>MACSJ1532.8 + 3021</i>	0.363	0.108 ± 0.006
<i>MACSJ0011.7 - 1523</i>	0.378	0.138 ± 0.022
<i>MACSJ1720.2 + 3536</i>	0.391	0.132 ± 0.016
<i>MACSJ0429.6 - 0253</i>	0.399	0.094 ± 0.020
<i>MACSJ0159.8 - 0849</i>	0.404	0.108 ± 0.014
<i>MACSJ2046.0 - 3430</i>	0.423	0.166 ± 0.023
<i>IRAS09104 + 4109</i>	0.442	0.096 ± 0.012
<i>MACSJ1359.1 - 1929</i>	0.447	0.095 ± 0.020
<i>RXJ1347.5?1145</i>	0.451	0.115 ± 0.013
3C 295	0.460	0.115 ± 0.021
<i>MACSJ1621.3 + 3810</i>	0.461	0.121 ± 0.020
<i>MACSJ1427.2 + 4407</i>	0.487	0.144 ± 0.017
<i>MACSJ1423.8 + 2404</i>	0.539	0.143 ± 0.012
<i>SPTJ2331 - 5051</i>	0.576	0.121 ± 0.019
<i>SPTJ2344 - 4242</i>	0.596	0.157 ± 0.025
<i>SPTJ0000 - 5748</i>	0.702	0.081 ± 0.023
<i>SPTJ2043 - 5035</i>	0.723	0.156 ± 0.017
<i>CLJ1415.2 + 3612</i>	1.028	0.117 ± 0.015
3C 186	1.063	0.117 ± 0.019

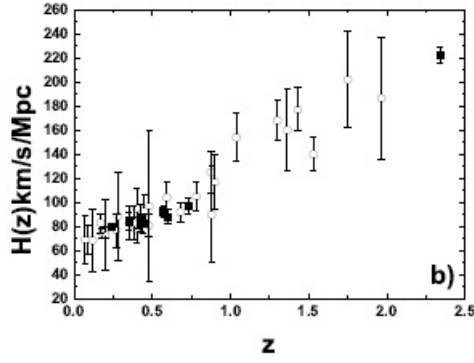


Figura 5.2: A figura mostra os dados de $H(z)$ em unidades de $(km/s/Mpc)$. Onde os círculos abertos e os quadrados correspondem a medidas obtidas a partir de cronômetros cósmicos, e BAO, respectivamente. Fonte: [53]

um pequeno intervalo de *redshift*. Nessa abordagem é utilizada idades relativas de galáxias que evoluem passivamente para medição de dz/dt , do qual $H(z)$ pode ser deduzido. Para se obter as idades de galáxias antigas que evoluem passivamente depende apenas da forma detalhada do espectro da galáxias. Portanto, não depende da luminosidade da galáxia, de modo que torna essa quantidade independente da opacidade cósmica.

Diversos trabalhos tem utilizado o parâmetro de Hubble para impor limites a diversos parâmetros cosmológicos. Em nossas análises consideramos $H_0 = 67.8 \pm 0.9$, em $(km/s/Mpc)$ obtidos por [55] para um universo ΛCDM plano, a partir da combinação de dados de temperatura e lentes da radiação cósmica de fundo.

5.3 Resultados e Discussões

Para analisar os dados lançamos mão de ferramentas estatísticas e computacionais. Para obtermos restrições ao conjunto de parâmetros $(\epsilon, N, \Omega_M, H_0)$, avaliamos a função de distribuição de probabilidade, *likelihood*, $L \propto e^{-\chi^2/2}$, com:

Tabela 5.3: Medidas do *redshift*, $H(z)$ em unidades de [km/s/Mpc], e os seus erros. Adaptado de [54].

z	$H(z)$	$\sigma_{H(z)}$	método
0.07	69.0	19.6	I
0.09	69	12	I
0.12	68.6	26.2	I
0.17	83	8	I
0.179	75	4	I
0.199	75	5	I
0.20	72.9	29.6	I
0.27	77	14	I
0.28	88.8	36.6	I
0.352	83	14	I
0.3802	83	13.5	I
0.4	95	17	I
0.4004	77	10.2	I
0.4247	87.1	11.2	I
0.44497	92.8	12.9	I
0.4783	80.9	9	I
0.48	97	62	I
0.593	104	13	I
0.68	92	8	I
0.781	105	12	I
0.875	125	17	I
0.88	90	40	I
0.9	117	23	I
1.037	154	20	I
1.3	168	17	I
1.363	160	33.6	I
1.43	177	18	I
1.53	140	14	I
1.75	202	40	I
1.965	186.5	50.4	I
0.240	79.69	2.65	II
0.35	84.4	7.0	II
0.43	86.45	3.68	II
0.44	82.6	7.8	II
0.57	92.4	4.5	II
0.6	87.9	6.1	II
0.73	97.3	7.0	II
2.34	222.0	7.0	II

$$\chi^2 = \sum_z \frac{[m_{obs}(z, N, \epsilon) - m_{verdadeiro}(z, \Omega_M, H_0) - 2.17147\epsilon z]^2}{\sigma_{m_{obs}}^2} + \sum_z \frac{[H(z, N, H_0) - H_{obs}(z)]^2}{\sigma_{H_{obs}}^2} + \frac{(H_0 - H_0^*)^2}{\sigma_{H_0^*}^2}, \quad (5.15)$$

onde, $\sigma_{m_{obs}}^2$ está associado a $m_{obs}(z, N, \epsilon)$ dos dados do aglomerado de galáxias, $\sigma_{H_{obs}}^2$ corresponde ao erro associado as medidas de H_{obs} , e por fim $\sigma_{H_0^*}^2$, que está relacionado ao erro do *prior* H_0 ($H_0 = 67.8 \pm 0.9$, em $km/s/Mpc$).

O valor de $m_{verdadeiro}(z, \Omega_M, H_0)$ é dado pela equação:

$$m_{verdadeiro}(z, \Omega_M, H_0) = 5 \log_{10} D_{L,verdadeiro}(z, \Omega_M, H_0) + 25, \quad (5.16)$$

onde $D_{L,verdadeiro}(z, \Omega_M, H_0)$ é dado pela equação 5.4. Nós marginalizamos o parâmetro N .

Na figura 5.3 são apresentados todos os resultados obtidos a partir das nossas análises. Os contornos pretos nas figuras 5.3a e 5.3b, correspondem aos intervalos de confiança de $\Delta\chi^2 = 2.30(1\sigma)$, $6.17(2\sigma)$ e $11.82(3\sigma)$ no plano $(\Omega_M - \epsilon)$ a partir das análises com as amostras de FMG em raio-X nos compilados de [14] e [13], respectivamente. Com base nesses resultados, verificamos que mesmo utilizando o modelo Λ CDM plano, as restrições sobre o parâmetro de densidade de matéria Ω_M quando utilizamos exclusivamente os dados de FMG em raio-X são fortemente dependentes da suposição de que o universo seja transparente. De modo que, se usarmos apenas esse tipo de observação não podemos restringir simultaneamente o conteúdo de energia no modelo Λ CDM plano e o parâmetro ϵ , mostrando assim que existe uma degenerescência entre os parâmetros, Ω_M e ϵ .

Ainda com base na análise das figuras 5.3a e 5.3b, podemos verificar que um universo desacelerado é permitido dentro de um intervalo de $\approx 1.5\sigma$ e dentro de $\approx 1\sigma$, nas figuras 5.3a e 5.3b, respectivamente (observado nas linhas pontilhadas pretas na vertical). Em ambas as figuras, a linha azul vertical corresponde aos resultados obtidos utilizando exclusivamente os dados de $H(z)$ (os intervalos de confiança são para (1σ) , (2σ) e (3σ)).

Como podemos verificar, quando inserimos os dados de $H(z)$, podemos restringir o parâmetro Ω_M e, portanto, podemos obter limite para o parâmetro ϵ . Nas figuras 5.3a e 5.3b, verificamos os resultados obtidos a partir da análise conjunta de FMG em raio-X + $H(z)$ nos contornos —.

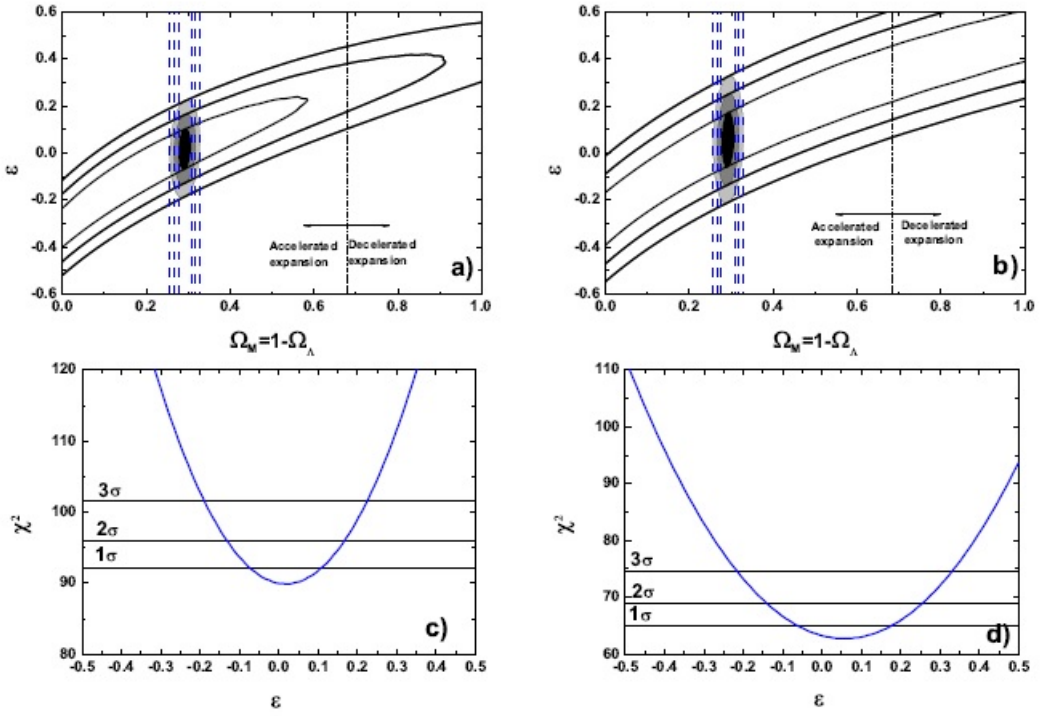


Figura 5.3: A Figura (a) mostra o plano (ϵ, Ω_M) quando utilizamos amostras de fração de massa do gás obtidas por [14] e dados de $H(z)$. A figura (b) apresenta os dados de FMG em raio-X obtidas por [13] e dados de $H(z)$. As figuras (c) e (d) mostram os valores do χ^2 para ϵ usando as amostras de FMG em raio-X obtidas por [14] e [13], respectivamente, juntamente com os dados de $H(z)$ (marginalizando o Ω_M). Fonte: [53]

Por outro lado, quando analisamos as figuras 5.3c e 5.3d, que nos mostra o valor do χ^2 para ϵ quando usamos as amostras de FMG em raio-X a partir de [14] e [13], respectivamente, juntamente com dados de $H(z)$ (marginalizando agora Ω_M), temos que os intervalos encontrados para 1σ , são:

- figura 5.3a: $\Omega_M = 0.29 \pm 0.02$ e $\epsilon = 0.03 \pm 0.09$
- figura 5.3b: $\Omega_M = 0.30 \pm 0.02$ e $\epsilon = 0.05 \pm 0.14$
- figura 5.3c: $\epsilon = 0.03 \pm 0.080$ (marginalizando Ω_M)
- figura 5.3d: $\epsilon = 0.05 \pm 0.13$ (marginalizando Ω_M)

Como podemos verificar nossos resultados concordam com um universo transparente ($\epsilon = 0$). O valor obtido por nossas análises para Ω_M também estão compatíveis com os obtidos pelos do grupo [38].

Recentemente diversos trabalhos tem utilizado diferentes abordagens para impor restrições a opacidade cósmica, como por exemplo utilizando dados de SNe Ia, *gamma-ray bursts*, e observações de $H(z)$. Na tabela 5.3, nós mostramos alguns desses resultados assim como os obtidos por nosso trabalho. As abordagens realizadas por [86], [82] e [6], são muito semelhantes a utilizada no presente trabalho, no entanto a banda do espectro eletromagnético explorada é completamente diferente. Por outro lado, os autores em [6], [4], consideraram um modelo independente nas suas abordagens, utilizando SNe Ia e dados de $H(z)$. Por fim, podemos verificar que mesmo considerando bandas do espectro eletromagnético diversas, os resultados obtidos por esses trabalhos corroboram com a hipótese de um universo transparente, não existindo desvios significantes entre eles. No entanto, é necessária a realização de mais trabalhos com o intuito de se obter resultados com alto grau de confiança.

Tabela 5.4: Restrições ao parâmetro, ϵ a partir de diferentes análises. Os símbolos * e ** são referentes as medidas obtidas a partir de [14] e [13]. Adaptado de [53].

Referencia	Conjunto de Dados	Modelo	$\tau(z)$	$\epsilon(1\sigma)$
[86]	307 <i>SNeIa</i> + 10 <i>H(z)</i>	Λ CDM plano	$\tau(z) = 2\epsilon$	$-0.01^{+0.06}_{-0.04}$
[82]	307 <i>SNeIa</i> + 12 <i>H(z)</i>	Λ CDM plano	$\tau(z) = 2\epsilon$	$-0.04^{+0.04}_{-0.03}$
[6]	581 <i>SNeIa</i> + 28 <i>H(z)</i>	modelo independente	$\tau(z) = 2\epsilon$	0.017 ± 0.052
[88]	581 <i>SNeIa</i> + 19 <i>H(z)</i>	Λ CDM plano	$\tau(z) = \epsilon$	0.02 ± 0.055
[88]	59 <i>GRB</i> + 19 <i>H(z)</i>	Λ CDM plano	$\tau(z) = \epsilon$	0.06 ± 0.18
[88]	581 <i>SNeIa</i> + 19 <i>H(z)</i>	XCDM plano	$\tau(z) = \epsilon$	0.015 ± 0.060
[88]	59 <i>GRB</i> + 19 <i>H(z)</i>	XCDM plano	$\tau(z) = \epsilon$	0.057 ± 0.21
[4]	740 <i>SNeIa</i> + 19 <i>H(z)</i>	modelo independente	$\tau(z) = 2\epsilon$	$0.044^{0.078}_{0.080}$
[53]	40 <i>FMG</i> * + 38 <i>H(z)</i>	Λ CDM plano	$\tau(z) = 2\epsilon$	0.03 ± 0.08
[53]	42 <i>FMG</i> * + 38 <i>H(z)</i>	Λ CDM plano	$\tau(z) = 2\epsilon$	0.05 ± 0.13

Capítulo 6

Conclusões e perspectivas futuras

Nos últimos anos, diversos avanços tecnológicos vem permitindo observações cosmológicas com altíssima precisão. Uma enorme gama de compilados e dados observacionais estão sendo disponibilizados com uma qualidade sem precedentes, tornando possível a investigação de diversos fenômenos físicos. Diante desse cenário extremamente promissor, nosso trabalho se propôs a analisar os parâmetros de densidade de matéria Ω_M e a opacidade cósmica, valendo-se dos dados disponibilizados por grupos independentes. A seguir apresentaremos as conclusões e contribuições do presente trabalho.

No capítulo 2, fizemos uma revisão do modelo padrão da cosmologia, iniciamos nossa discussão com uma breve introdução a teoria da relatividade uma vez que esta é a teoria que fundamenta a cosmologia moderna. Anunciamos o princípio cosmológico e obtivemos a métrica de FLRW. Tratamos da matéria escura e da energia escura, mostrando a importância dessa última para os modelos cosmológicos existentes. Por fim, apresentamos as mais diversas formas de se calcular distâncias cosmológicas, aspecto esse, fundamental para o entendimento do nosso trabalho.

No capítulo 3 nos dedicamos ao estudo dos aglomerados de galáxias, suas principais características e composição. Discutimos as principais formas de detecção do ICM, e observamos que a principal delas é a radiação *Bremsstrahlung*. Com base nisso, apresentamos um modelo de como obter estimativas da fração de massa do gás a partir do efeito *Bremsstrahlung* térmico.

No capítulo 4, iniciamos com uma breve discussão a cerca da relação de dualidade de distância cósmica, anunciamos o princípio da reciprocidade de Etherington e apresentamos os resultados de alguns trabalhos que se utilizaram de testes cosmológicos para

testar a validade da RDDC. Uma vez que a opacidade cósmica pode imitar o comportamento da matéria escura, sua existência tem sido amplamente estudada ao longo dos anos por diferentes métodos. Portanto, nesse capítulo, também nos ocupamos com uma importante discussão sobre a transparência do universo. Conferimos alguns estudos que utilizam observações de SNe Ia, e *gamma ray bursts*, juntamente com a taxa de expansão cósmica, $H(z)$, para restringir possíveis desvios da transparência do universo. Além de verificar que, diversas análises dependentes e independentes do modelo estão sendo realizadas nesse sentido.

A parte original do nosso trabalho se encontra no capítulo 5, onde admitimos o modelo Λ CDM plano e mostramos como é possível usar amostras da fração de massa do gás em raio-X, juntamente com dados de $H(z)$, para impormos limites ao parâmetro de densidade de matéria Ω_M e a opacidade cósmica. Em nossas análises, consideramos o *prior* $H_0 = 67.8 \pm 0.9$ que foi obtido por [38].

Nossos resultados foram apresentados nas fig (5.3) e na tabela 5.3, onde $\tau(z)$ quantifica a opacidade cósmica considerando a parametrização $\tau = 2\epsilon z$. Este tipo de função utilizada na obtenção de $\tau(z)$ está diretamente relacionada a violação da relação de dualidade cósmica, uma vez que

$$D_L D_A^{-1} = (1 + z)^{(2+\epsilon)}. \quad (6.1)$$

De acordo com o que verificamos na tabela 5.3 não foi encontrada nenhuma opacidade cósmica significativa ($\epsilon \approx 0$) de modo que nossos resultados corroboram com os trabalhos onde foram utilizadas observações de SNe Ia e *gamma ray bursts*. No entanto, vale ressaltar que essas análises não descartam a possibilidade de $\epsilon \neq 0$ com alto nível de confiança, de modo que mais testes ainda são necessários com novos dados.

A partir das figuras 5.3a e 5.3b, pudemos também inferir que restrições ao parâmetro de densidade de matéria, Ω_M , obtidas a partir de medidas de FMG em raio-X (contorno sólido preto) são fortemente dependentes da hipótese de transparência do universo mesmo quando consideramos o modelo Λ CDM plano.

Como perspectivas futuras, acreditamos ser possível utilizar novos dados, oriundos de observações mais atualizadas, além de serem provenientes de outras fontes, para realizações de mais testes que corroborem ou não com os resultados obtidos por esse trabalho.

Referências Bibliográficas

- [1] RIESS, A.G., FILIPPENKO, A.V., CHALLIS, P., CLOCCHIATTI, A., DIERCKS, A., GARNAVICH, P.M., GILLILAND, R.L., HOGAN, C.J., JHA, S., KIRSHNER, R.P. et al., **Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant**. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v.116, n.3, 1998.
- [2] PERLMUTTER, S., ALDERING, G., GOLDHABER, G., KNOP, R.A., NUGENT, P., CASTRO, P.G., DEUSTUA, S., FABBRO, S., GOOBAR, A., GROOM, D.E., et al., **Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae**. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v.517, n.2, 1999.
- [3] KOMATSU, E., SMITH, K.M., DUNKLEY, J., BENNETT, C.L., GOLD, B., HINSHAW, G., JAROSIK, N., LARSON, D., NOLTA, M.R., PAGE, L., et al., **Seven-year Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: cosmological interpretation**. The Astrophysical Journal Supplement Series, IOP Publishing, v.192, n.2, 2011.
- [4] LIAO, K., AVGOUSTIDIS, A., LI, Z., **Is the universe transparent?** arXiv preprint astroph/1512.0861v1, 2015.
- [5] LIMA, J.A.S., CUNHA, J.V., ZANCHIN, V.T., **Deformed distance duality relations and supernovae dimming**. Astrophys. J. v.457, 2011.
- [6] HOLANDA, R.F.L., CARVALHO, J.C., ALCANIZ, J.S., **Model-independent constraints on the cosmic opacity**. JCAP, v.04, 2013.
- [7] JESUS, J.F., HOLANDA, R.F.L., DANTAS, M.A., **Testing the cosmic conservation of photon number with type-Ia supernovae and ages of old objects**. Gen. rel. grav., v.49, 2017.

- [8] GONÇALVES, R.S., HOLANDA, R.F.L., ALCANIZ, J.S., **Testing the cosmic distance duality with X-ray gas mass fraction and supernovae data.** Mon. Not. Roy. Astron. v.420, 2012.
- [9] HOLANDA, R.F.L., GONÇALVES, R.S., ALCANIZ, J.S., **A test for cosmic distance duality.** JCAP, v.06, 2012.
- [10] COSTA, S.S., BUSTI, V.C., HOLANDA, R.F.L., **Two new testes to distance duality relation with galaxy cluster.** JCAP, v.10, 2015.
- [11] WANG, X., MENG, X.L., HUANG, Y.F., ZHANG, T.J., **Testing X-ray measurements of galaxy cluster gas mass fraction using the cosmic distande-duality relation.** Res. Astron. Astrophys. v.13, 2013.
- [12] ETHERINGTON, I.M.H., LX. **On the definition of distance in general relativity.** The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Taylor and Francis, v.15, n.100, 1933.
- [13] ALLEN, S.W., RAPETTI, D.A., SCHMIDT, R.W., EBELING, H., MORRIS, G. e FABIAN, A.C., **Improved constraints on dark energy from Chandra X-ray observations of the largest relaxed galaxy cluster.** Mon. Not. Roy. Astron. Soc., v.383, 2008.
- [14] MANTZ, A.B., et al., **Cosmology ans astrophysics from relaxed galaxy cluster - II. Cosmological constraints.** on. Not. Roy. Astron. Soc., v.440, 2014.
- [15] CARROL, S.M., **Spacetime and geometry. An introduction to general relativity.** v.1, 2004.
- [16] D'INVERNO, Ray, **Introduction Einstein's relativity.** Oxford University Press, USA, 1992.
- [17] KERNER, R., **Cosmology without singularity and nonlinear gravitational Lagrangians.** General Relativity and Gravitation, Springer, v.14, n.5, 1982.
- [18] BARROW, J.D., OTTEWILL, A.C., **The stability of general relativistic cosmological theory.** Journal of Physics A: Mathematical and General, IOP Publishing, n.12, 1983.

- [19] VOLLICK, D.N., **1/R curvature corrections as the source of the cosmological acceleration**. arXiv preprint astro-ph/0306630, 2003.
- [20] VOLLICK, D.N., **On the viability of the Palatini form of 1/R gravity**. Classical and Quantum Gravity, IOP Publishing, v.21, n.15, 2004.
- [21] ALLEMANDI, G., BOROWIEC, A. e FRANCAVIGLIA, M., **Accelerated cosmological models in first-order nonlinear gravity**. Physical Review D, APS, v.70, n.4, 2004.
- [22] CAPOZZIELLO, S., CARDONE, V.F., SALZANO, V., **Cosmography of f(R) gravity**. Physical Review D, APS, V.78, n.6, 2008.
- [23] VITAGLIANO, V., SOTIRIOU, T.P., LIBERATI, S., **Dynamics of generalized Palatini theories of gravity**. Physical Review D, APS, v.82, n.8, 2010.
- [24] De FELICE, A., TSUJIKAWA, S., **f (R) theories**. Living Rev. Rel, v.13, n.3., 2010.
- [25] RANDALL, L., SUNDRUN, R., **Large mass hierarchy from a small extra dimension**. Physical Review Letters, APS, v.83, n.17, 1999.
- [26] DVALI, G., KOGAN, I.I., SHIFMAN, M., **Topological effects in our brane world from extra dimensions**. Physical Review D, APS, v.63, n.10, 2000.
- [27] DVALI, G., GABADADZE, G., **Gravity on a brane in infinite-volume extra space**. Physical Review D, APS, v.63, n.6, 2001.
- [28] WILL, C.M., **The Confrontation between General Relativity and Experiment**. Living Review Relativity, v.17, 2014.
- [29] ABBOTT, B.P. et al., **Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger**. Physical Review Letters, v. 116, 2016.
- [30] ABBOTT, B.P. et al., **GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral**. Physical Review Letters, v. 119, 2017.
- [31] ASSIS, A.K.T., PESSOA, O., **Erwin Schrödinger e o princípio de Mach**. Cad. Hist. Fil. Ci., v. 11, n. 2, 2001.

- [32] LAMBOURNE, R.J., **Relativity, gravitation and cosmology**. Cambridge University Press, 2010.
- [33] BRANS, C.; DICKE, R.H. **Mach's principle and a relativistic theory of gravitation**. Phys. Rev., n.3, 1961
- [34] HUBBLE, E., **A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae**. Proceedings of the National Academy of Science, v.15, 1929.
- [35] NETO, G.B.L., **Astronomia extragaláctica**. Disponível em: <<http://www.astro.iag.usp.br/gastao>> acesso em: outubro de 2017.
- [36] COLE, S., PERCIVAL, W.J., PEACOCK, J.A., NORBERG, P., BAUGH, C.M., FRENK, C.S., BALDRY, I., BLAND-HAWTHORN, J., BRIDGES, T., CANNON, R., and others, **The 2dF Galaxy Redshift Survey: power-spectrum analysis of the final data set and cosmological implications**. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Oxford University Press, v.362, n.2. p.505-534, 2005.
- [37] JARRETT, T., **Large Scale Structure in the Local Universe — The 2MASS Galaxy Catalog**. Publications of the Astronomical Society of Australia, v. 21, p.396-403, 2004
- [38] Planck Collaboration, ADE, P.A.R., **Planck 2015 results. XIII. Cosmological Parameters**. Astron. Astrophys. v. 594, 2016.
- [39] HICKEN, M., WOOD-VASEY, W.M., BLONDIN, S., CHALLIS, P., JHA, S., KELLY, P.L., REST, A., KIRSHNER, R.P., **Improved dark energy constraints from 100 new CfA supernova type Ia light curves**. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v.700, n.2, 1998.
- [40] AMANULLAH, R., LIDMAN, C., RUBIN, D., ALDERING, G., ASTIER, P., BARBARY, K., BURNS, M.S., CONLEY, A., DAWSON, K.S., DEUSTRA, S.E. et al, **Spectra and Hubble space telescope light curves of six type Ia supernovae at $0.511 < z < 1.12$ and the union2 compilation**. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v.716, n.1, 2010.

- [41] SULLIVAN, M., GUY, J., CONLEY, A., et al, **SNLS3: Constraints on Dark Energy Combining the Supernova Legacy Survey Three Year Data with Other Probes**. The Astrophysical Journal, v. 737, n.2, 2011.
- [42] HOGG, D.W., **Distance measures in cosmology**. arXiv preprint astro-ph/9905116, 1999.
- [43] ZWICKY, F., How far do cosmic rays travel?. Physical Review, v.43, n.2, 1933.
- [44] BERTONE, G., HOOPER, D., SILK, J., **Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints**. Phy. Rep., v. 405, arXiv:hep-ph/0404175v2, 2005.
- [45] RUBIN, V.C., FORD Jr, W.K., Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v.159, 1970.
- [46] BEGEMAN, K.G., BROEILS, A.H., SANDERS, R.H., Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Oxford University Press, v.249, n.3, 1991.
- [47] TUCKER, W., BLANCO, P., RAPPOPORT, S., DAVID, L., FABRICANT, D., FALCO, E.E., FORMAN, W., DRESSLER, A., RAMELLA, M., 1E 0657-56: A Contender for the Hottest Known Cluster of Galaxies. The Astrophysical Journal Letters, IOP Publishing, v.496, n.1, p.L5, 1998.
- [48] CLOWE, D., BRADAC, M., GONZALEZ, A.H., MARKEVITCH, M., RANDALL, S.W., JONES, C., ZARITSKY, D., A direct empirical proof of the existence of dark matter. The Astrophysical Journal Letters, IOP Publishing, v.648, n.2. p.L109, 2006.
- [49] VAN ALBADA, T.S., BAHCALL, J.N., BEGEMAN, K., SANCISI, R., Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198. The Astrophysical Journal, v.295, p.305-313, 1985.
- [50] DOKKUM, P. V., ABRAHAN, R., BRODIE, J., et al, **A high stellar velocity dispersion and ~ 100 globular clusters for the ultra diffuse galaxy *Dragonfly 44***, ApJ Letters, v. 821, n. 1, 2016.

- [51] DOKKUM, P.V., DANIELI, S. COHEN, Y., et al., **A galaxy lacking dark matter**. arXiv:1803.10237v1, 2018.
- [52] MORESCO, M. et al., **A 6% measurement of the Hubble parameter at $z \sim 0.45$: direct evidence of the epoch of cosmic re-acceleration**, JCAP v.5, 2016.
- [53] HOLANDA, R.F.L., SILVA, K.V.R.A, BUSTI, V.C., **X-ray surface brightness observations of galaxy clusters, cosmic opacity and the limits on the matter density parameter**. JCAP, v. 03, 2018.
- [54] CAO, S.L., TENG, H.Y.S., YU, H.R., WAN, H.Y., **Testing backreaction effects with observational Hubble parameter data**. Eur. Phys. J. C, v.78, 2018.
- [55] Planck collaboration, P.A.R. Ade et al., **Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters**. Astron. Astrophys. v. 594, 2016.
- [56] WEINBERG, S., **Cosmology**. Oxford Univ. Press, 2008.
- [57] Online Museum of the Universe. **Local Group**. Disponível em: <http://www.sun.org/images/our-local-group>. Acessado em: abril de 2018.
- [58] Kay S., PhD Thesis, Univ. Durhan, 2000.
- [59] SASAKI, S., **A new method to estimate cosmological parameters using the baryon fraction of clusters of galaxies**. Publications of the Astronomical Society of Japan, Oxford University Press, v.48, n.6, 1996.
- [60] PEN, U-L., **Analytical fit to the luminosity distance for at cosmologies with a cosmological constant**. The Astrophysical Journal Supplement Series, IOP Publishing, v.120, n.1, 1999.
- [61] Binney, J., TREMAINE, S., **Galactic dynamics**. Princeton University Press, 2011.
- [62] SCHNEIDER, P., **Extragalactic astronomy and cosmology: an introduction**. Springer, 2014.
- [63] ZWICKY, F., **Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln**. Helvetica Physica Acta, Vol. 6, p. 110-127, 1933.

- [64] SMITH, S., **The Mass of the Virgo Cluster**. *Astrophysical Journal*, vol. 83, p.23, 1936.
- [65] KAASTRA, J.S., PAERELS, F.B.S., DURRET, F., SCHINDLER, S., RICHTER, P., **Thermal radiation processes**. In: **Clusters of Galaxies**. Springer, 2008.
- [66] DONAHUE, M., **Origins of Clusters and the Intracluster Medium**. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, v.148, 1998.
- [67] SARAZIN, C.L., **X-ray Emission from Clusters of Galaxies**. 1988.
- [68] CORASANITI, P. S., **The impact of cosmic dust on supernova cosmology**, *Mont. Not. Roy Astron. Soc*, V.372, 2006.
- [69] ELLIS, G.F.R., **Relativistic Cosmology**. Cambridge Univ., Eng., 1971.
- [70] RYBICKI, G.B., LIGHTMAN, A.P., **Radiative processes in astrophysics**. John Wiley e Sons, 2008.
- [71] ELLIS, G.F.R., **On the definition of distance in general relativity: IMH Etherington (Philosophical Magazine ser. 7, vol. 15, 761 (1933))**. *General Relativity and Gravitation*, Springer, v.39, n.7, 2007.
- [72] SCHNEIDER, P., **Gravital leses**, 1999.
- [73] BASSETT, B.A., KUNZ, M., **Cosmic distance-duality as a probe of exotic physics and acceleration**. *Phys. Rev. D*, v.69, 2004.
- [74] DALY, R.A., DJORGOVSKI, S.G., **A model-independent determination of the expansion and acceleration rates of the universe as a function of redshift and constraints on dark energy**. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v.597, n.1., 2003.
- [75] GURVITS, L.I., KELLERMANN, K.I., FREY, S., **The "angular size-redshift" relation for compact radio structures in quasars and radio galaxies**. arXiv preprint astro-ph/9812018, 1998.
- [76] LIMA, J.A.S., ALCANIZ, J.S., **Dark Energy and the Angular Size-Redshift Diagram for Milliarsecond Radio Sources**. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v.566, n.1, 2002.

- [77] UZAN, J-P., AGHANIM, N., MELLIER, Y., **Distance duality relation from X-ray and Sunyaev-Zel'dovich observations of clusters**. Physical Review D, APS, v.70, n.8, 2004.
- [78] SPERGEL, D. N., Verde L., Peiris H. V., Komatsu E., et al. M. R. N., **First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters**. APJS, v. 148, 2003.
- [79] HOLANDA, R.F.L., LIMA, J.A.S., RIBEIRO, M.B., **Cosmic distance duality relation and the shape of galaxy clusters**. Astronomy and Astrophysics, EDP Sciences, v.528, 2011.
- [80] De FILIPPIS, E., SERENO, M., BAUTZ, M.W., LONGO, G., **Measuring the three-dimensional structure of galaxy clusters. I. Application to a sample of 25 clusters**. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v.625, n.1., 2005.
- [81] BONAMENTE, M., JOY, M.K., LAROQUE, S.J., CARLSTROM, J.E., REESE, E.D., DAWSON, K.S., **Determination of the cosmic distance scale from Sunyaev-Zel'dovich effect and Chandra x-ray measurements of high-redshift galaxy clusters**. The Astrophysical Journal, IOP Publishing, v.647, n.1, 2006.
- [82] AVGOUSTIDIS, A., BURRAGE, C., REDONDO, J., VERDE, L., JIMENEZ, R., **Constraints on cosmic opacity and beyond the standard model physics from cosmological distance measurements**. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, IOP Publishing, n.10, 2010.
- [83] KOWALSKI, M., RUBIN, D., ALDERING, G., AGOSTINHO, R.J., AMADON, A., AMANULLAH, R., BALLAND, C., BARBARY, K., BLANC, G., CHALLIS, P.J. et al, **Improved cosmological constraints from new, old, and combined supernova data sets**. The Astrophysical Journal. IOP Publishing, v.686, n.2, 2008.
- [84] HOLANDA, R.F.L., LIMA, J.A.S., RIBEIRO, M.B., **Cosmic distance duality relation and the shape of galaxy clusters**. Astronomy and Astrophysics, EDP Sciences, v.528, 2011.

- [85] ELLIS, G.F.R., POLTIS, R., UZAN, J-P., WELTMAN, A., **Blackness of the cosmic microwave background spectrum as a probe of the distance-duality relation.** Physical Review D, APS, v.87, n.10, 2013.
- [86] AVGOUSTIDIS, A., VERDE, L., JIMENEZ, R., **Consistency among distance measurements: Transparency, BAO scale and accelerated expansion.** JCAP, v.06, 2009.
- [87] CHEN, B., KANTOWSKI, R., **Including Absorption in Gordon's Optical Metric.** Phys. Rev. D v.79 2009.
- [88] HOLANDA, R.F.L., BUSTI V.C., **Probing cosmic opacity at high redshifts with gamma-ray bursts,** Phys. Rev. D, v.89, 2014.
- [89] NETO, G.P.S., **Estimating cosmological parameters from observational data,** Rev. Bras. Ensino Fís. v.40 n.2, 2018.