



Observatório Nacional
Programa de Pós-Graduação em Astronomia

Dissertação de Mestrado:
Análise das evidências da matéria escura: perfis de
densidade em curvas de rotação galácticas

Aluno: Sérgio Eduardo Laranjeira

Início: 09/07/2015

Orientador: Armando Bernui

Bolsa CAPES

Rio de Janeiro, 2 de outubro de 2017

Observatório Nacional
Programa de Pós-Graduação em Astronomia
Ministério da Ciência e Tecnologia

Dissertação de Mestrado:
Análise das evidências da matéria escura: perfis de
densidade em curvas de rotação galácticas

Aluno: Sérgio Eduardo Laranjeira

Orientador: Armando Bernui


Dissertação de Mestrado apresentada no
Observatório Nacional do Rio de Janeiro
como parte dos requisitos para a obtenção
do grau de Mestre em Astronomia.

" ANÁLISE DAS EVIDÊNCIAS DA MATÉRIA ESCURA: PERFIS DE DENSIDADES EM CURVAS DE ROTAÇÃO GALÁCTICAS."

SERGIO EDUARDO LARANJEIRA

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

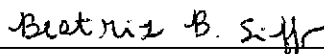
Aprovada por:



Dr. Armando Bartolome Bernui Leo – ON/MCTIC
(Orientador)



Vladimir Garrido Ortega – ON/MCTIC



Dra. Beatriz B. Siffert – UFRJ

RIO DE JANEIRO – BRASIL

07 DE JULHO DE 2017

Agradecimentos

- Ao meu orientador, Armando Bernui, pelo papel fundamental desempenhado em minha formação. Um exemplo de seriedade, responsabilidade, e humanidade que pretendo sempre levar comigo;
- Ao corpo docente e em especial meus professores, que sempre lembrarei com carinho, são eles: Eduardo Telles, André Ribeiro, Joel Carvalho, Jailson Alcaniz, e em especial aos Professores Yolanda Teja e Vladimir Ortega;
- Aos meus colegas do ON, fundamentais no apoio moral e técnico sem os quais nada seria possível: Simony, Javier, Carlos, Gabriela Antunes com quem dividi sala no início e atualmente, Edilson, Uendert, Felipe e Isaac, e é claro, a melhor equipe de pos-doc do Brasil, quiçá do universo observável, Gabriela Coutinho, Rodrigo, Camila, Micol, Marcelo, Marcela, Beethoven e Leila;
- À minha esposa Paula Saltarelli Laranjeira pelo incentivo e encorajamento frente aos inúmeros momentos de insegurança e verdadeiro desespero;
- À meus pais, Sylvio Alves Laranjeira (*in memoriam*) e Neide Petrunaro Laranjeira e irmãs, Silvia Helena Laranjeira de Andrade e Marcia Christina Laranjeira pela constante preocupação e apoio moral;
- À CAPES pelo apoio financeiro.

Resumo

Dados observacionais recentes sugerem que, do conteúdo total do Universo, $\sim 26\%$ encontra-se sob a forma da chamada Matéria Escura (ME). Atualmente, não há entendimento consolidado acerca de sua natureza. Por outro lado, estruturas galácticas são fontes importantes de estudo, pois sua presença influencia fortemente tanto seu processo formativo quanto seu histórico evolutivo. Medidas fotométricas do componente luminoso de uma galáxia revelam a distribuição de matéria bariônica. Podemos inferir sua dinâmica usando as leis de Newton, no entanto, observa-se um forte desacordo com aquela obtida via espectroscopia (efeito doppler das linhas espectrais, em geral nuvens de HI). Além das curvas de rotação galácticas, outros fenômenos como movimento de galáxias em aglomerados (clusters) e lentes gravitacionais também são estudados na busca de uma resposta definitiva. Dos perfis de distribuição de densidade de ME conhecidos, dois são os mais usados:

- Navarro-Frenk-White (NFW)
- Pseudo-Esfera-Isotérmica (PSE, em inglês)

Assumindo ambos os perfis, a velocidade de rotação do halo galáctico pode ser confrontada às obtidas via espectroscopia. Fazemos este teste para modelos puramente bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE, utilizando uma amostra cuidadosamente escolhida composta por 18 galáxias. Nossos resultados indicam que para as galáxias de alto brilho superficial, o modelo puramente bariônico representa uma boa aproximação, enquanto que para as de baixo brilho superficial, há clara preferência pelo perfil NFW.

Palavras chaves: Cosmologia; matéria escura; curva de rotação; halo galáctico.

Abstract

Recent observational data suggest that, from the total content of the universe, $\sim 26\%$ is in the form of the so-called Dark Matter (DM). At present, there is no settled understanding of its nature. On the other hand, galactic structures are important sources of study because their presence strongly influences both their formative and evolutionary histories. Photometric measurements of the luminous component of a galaxy reveal the distribution of baryonic material. We can infer its dynamics through Newton's laws, however, in strong disagreement with that obtained via spectroscopy (Doppler effect of spectral lines, usually HI clouds). In addition to galaxy rotation curves, other phenomena such as galaxy motion in clusters and gravitational lenses are also studied in the search for a definitive answer. From the well known distributions of DM density profiles, two are the best known:

- Navarro-Frenk-White (NFW)
- Pseudo-Isothermal Sphere

Assuming both of them, the rate of rotation of the galaxy halo can be compared with those obtained by spectroscopy. We perform this test for purely baryonic, baryonic + NFW, and baryonic + PSE models using a carefully chosen sample composed of 18 galaxies. Our results indicate that for the high surface brightness galaxies, the pure baryonic model is a very good approximation, while for the low surface brightness, NFW represents the best one.

Keywords: Cosmology; dark matter; rotation curves; galaxy halo.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	O cenário da cosmologia moderna	1
1.2	Aspectos Observacionais da Cosmologia Moderna	5
1.2.1	Lei de Hubble e a Expansão do Universo	5
1.2.2	Distâncias Cosmológicas	6
1.2.3	Radiação Cósmica de Fundo	9
1.2.4	Oscilações Acústicas de Bárions	13
1.2.5	Inflação Cósmica	15
1.2.6	Nucleossíntese	16
1.2.7	Matéria Escura	16
2	Curva de Rotação Galáctica	19
2.1	Aspectos Gerais	19
2.2	Metodologia	22
3	Análise das Curvas de Rotação de Galáxias	26
3.1	Descrição dos dados analisados	26
3.2	Análise estatística dos modelos bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE	29
3.3	Resultados das análises das curvas de rotação	30
3.3.1	Análise de Galáxias de alto brilho Superficial (HSB)	33
3.3.2	Análise de Galáxias de baixo brilho superficial, (LSB)	33
3.4	Discussão dos resultados	34
4	Conclusões e perspectivas	35

Lista de Figuras

1.1	O fator de escala como função do tempo para Universos planos ($\Omega_k = 0$) contendo matéria e Λ [30].	4
1.2	Fator de escala em função do tempo, medido em termos do tempo de Hubble no contexto do modelo cosmológico padrão [30].	4
1.3	Relação entre distância (eixo x) e velocidade (eixo y) obtida por Hubble em 1929 [13]. Com redshift na maior distância correspondente à aproximadamente 0,00047.	5
1.4	Relação Linear entre velocidade e distância retirada de [10]. Notamos que ao compararmos com a figura anterior, ela ocuparia uma região equivalente a uma pequena fração inicial deste gráfico.	6
1.5	Três mapas retirados de: www/projects/cobe/COBE_Home/m_d_53s_1111.gif . Onde temos, de cima para baixo, a homogeneidade da radiação, o efeito de dipolo e flutuações de temperatura, descontada a contaminação da Via Láctea.	10
1.6	Espectro de Corpo Negro da Radiação Cósmica de Fundo. Os dados espectrais do COBE que mostram o ajuste de corpo negro quase perfeito. As barras de erro plotadas são 400 vezes maiores do que o valor real para que alguma idéia dos erros possa ser representada. Cada ponto de dados representa uma das 42 bandas espectrais do COBE. O eixo x é o número de onda em cm^{-1} e o eixo y é a intensidade da emissão de microondas. Figura retirada de https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Bothun2/Bothun1_1_10.html	11
1.7	Espectro de Potências medido pelo WMAP, ACBAR e QUaD, em função do momento multipolo l [6].	12
1.8	A figura mostra a função de correlação onde vemos um excesso de probabilidade de encontrarmos dois pontos à uma dada distância. A referida distância $\sim 100h^{-1}Mpc$, representa uma régua padrão.	13
1.9	Alguns parâmetros cosmológicos encontrados pelo satélite Planck, 2013.	14
1.10	A figura mostra, em escala logarítmica, a evolução do contraste de densidade, definido como $\delta\rho/\bar{\rho} \equiv (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$, ao entrar no horizonte e se tornar menor que o comprimento de Jeans (as curvas estão deslocadas verticalmente para maior clareza) [19].	15
1.11	No caso da Via Láctea temos que a órbita do sol se encontra a uma velocidade superior aquela prevista pelo modelo Kepleriano. A diferença é atribuída à matéria escura. Fonte: http://astro.if.ufrgs.br/vialac/node5.htm	17
2.1	Figura retirada de [29]	21

2.2	Figura retirada de [11], onde temos a distribuição radial de densidade de matéria assumindo o perfil NFW, para três halos de diferentes tamanhos. As linhas verticais indicam onde há transição no comportamento <i>core versus cusp</i>	24
3.1	Sistema fotométrico Johnson-Cousins, no qual se definem as bandas UBVRI .	27
3.2	Curvas de rotação ajustadas para as galáxias de alto brilho superficial, HSB. Os pontos com barra de erro denotam dados espectroscópicos. Linhas sólidas remetem aos resultados reproduzidos de acordo com os parâmetros originais da referência [15] cujas cores referem-se aos modelos puramente bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE como azul, vermelho e verde respectivamente. As curvas pontilhadas seguem a mesma notação, sendo que foram produzidas com os parâmetros recalculados para obter o melhor ajuste dos modelos aos dados observacionais.	31
3.3	Curvas de rotação ajustadas para as galáxias de baixo brilho superficial, LSB. Os pontos com barra de erro denotam dados espectroscópicos. Linhas sólidas remetem aos resultados reproduzidos de acordo com os parâmetros originais da referência [15] cujas cores referem-se aos modelos puramente bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE como azul, vermelho e verde respectivamente. As curvas pontilhadas seguem a mesma notação, sendo que foram produzidas com os parâmetros recalculados para obter o melhor ajuste dos modelos aos dados observacionais.	32
3.4	Representação icônica da diferença sistemática entre a cinemática de uma galáxia HSB e LSB, com velocidades de rotação similares às observadas. Figura retirada de [44].	34

Lista de Tabelas

3.1	Parâmetros que descrevem a distribuição de densidade de luminosidade da matéria bariônica de 18 galáxias (sendo 9 HSB e 9 LSB). Tabela retirada de [15]. O traço indica que a modelagem que considera apenas o componente do bojo é suficiente para descrever completamente o sistema físico.	28
3.2	Parâmetros que descrevem o best-fit do modelo puramente bariônico, bariônico + NFW, bariônico + PSE em galáxias HSB, retiradas de [15].	28
3.3	Parâmetros que descrevem o best-fit do modelo puramente bariônico, bariônico + NFW, bariônico + PSE em galáxias LSB, retiradas de [15].	29
3.4	Parâmetros que descrevem o best-fit do modelo puramente bariônico, bariônico + NFW, bariônico + PSE. Análises correspondentes as galáxias HSB.	30
3.5	Parâmetros que descrevem o best-fit do modelo puramente bariônico, bariônico + NFW, bariônico + PSE. Análises correspondentes as galáxias LSB.	30

Capítulo 1

Introdução

1.1 O cenário da cosmologia moderna

Uma longa sequência de eventos resultou na visão moderna acerca da estrutura e evolução do universo em que vivemos. Os seguidos avanços tecnológicos, concomitantemente aos teóricos, culminaram no modelo cosmológico padrão atual, MCP, que melhor se coaduna a um conjunto considerável de observáveis astronômicos. O MCP é considerado por grande parte dos astrofísicos como a corrente de *avant-garde*, sob a alcunha de Λ CDM¹.

Três são as hipóteses principais do Λ CDM.

- o universo é homogêneo e isotrópico em grandes escalas ($\geq 100h^{-1}$ Mpc, e 1Mpc= $3,26 \times 10^6$ anos – luz). Esta hipótese baseia-se no Princípio Copernicano (não vivemos em um local privilegiado no universo) e portanto podemos entender que diferentes regiões do universo observável são, em média, semelhantes.
- o componente energético do universo se comporta como um fluido perfeito, ou seja, é completamente descrito em termos da densidade e de uma pressão isotrópica, no referencial de repouso.
- a evolução da geometria 3–dimensional do universo é descrita pela Teoria da Relatividade Geral de Einstein, e é determinada pela distribuição global de matéria e energia, já que ambas contribuem para a gravitação.

As Equações de Einstein, são [33]:

$$R_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{2}g_{\nu}^{\mu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\nu}^{\mu} \quad , \quad (1.1)$$

¹Em sua versão mais simples, Λ é conhecida como constante cosmológica, responsável pela expansão acelerada do Universo, e CDM, Cold Dark Matter, como matéria escura fria.

sendo do lado esquerdo, R^μ_ν e R , o tensor e o escalar de Ricci (definidos a partir da métrica g^μ_ν) respectivamente e do lado direito, G a Constante Gravitacional, c a velocidade da luz (a menos que explicitemos o contrário, utilizamos unidades em que $c = 1$), e T^μ_ν , o tensor energia-momento, que é descrito como

$$T^\mu_\nu = (\rho + P)u^\mu u_\nu + P\delta^\mu_\nu \quad , \quad (1.2)$$

onde $u^\mu = (-1, 0, 0, 0)$ é o quadri-vetor velocidade de um fluido perfeito em coordenadas comóveis, ρ é a densidade e P é a pressão, e são quantidades que dependem somente do tempo, não das coordenadas espaciais (pelas hipóteses de homogeneidade e isotropia assumidas). Os componentes do tensor energia-momento são: $T^0_0 = -\rho$ e $T^i_j = P\delta^i_j$, ($\delta^\nu_\mu \equiv 1$ para $\mu = \nu$ e $\delta^\nu_\mu \equiv 0$ para $\mu \neq \nu$), e se referem ao conteúdo material-energético do Universo. A força gravitacional (dominante em grandes escalas, pois nesse contexto, o Universo é eletricamente neutro) é interpretada como o resultado da curvatura produzida pela presença de matéria-energia, a qual vem determinada pela métrica espaço-temporal. Os objetos se movem em queda livre sobre trajetórias chamadas geodésicas desse espaço-tempo.

Em seguida, assumindo a métrica de Robertson-Walker (RW), que se baseia nas hipóteses citadas, temos como elemento de linha $(-, +, +, +)$:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = -dt^2 + a^2(t)\gamma_{ij}dx^i dx^j \quad , \quad (1.3)$$

sendo $g_{\mu\nu}$ a métrica escrita em termos dos índices gregos μ e ν variando de 0 a 3, $a(t)$ o fator de escala em função do tempo cósmico t e γ_{ij} a métrica espacial independente do tempo cujos índices latinos i e j variam de 1 a 3, tal que

$$\gamma_{ij}dx^i dx^j = \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad , \quad (1.4)$$

onde utilizamos o sistema de coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) e os possíveis valores de $K = -1, K = 1, K = 0$ correspondem a uma geometria hiperbólica, esférica e euclídeana, respectivamente.

Podemos determinar, ao acoplarmos as equações (1.2) e (1.3) na equação (1.1), as chamadas equações de Friedmann (desenvolvidas por ele entre 1922 e 1924), que regem a dinâmica do Universo

$$H^2 \equiv \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3c^2}\rho - \frac{k}{a^2} \quad , \quad (1.5)$$

e,

$$\frac{\ddot{a}}{a^2} = -(8\pi GP + 2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{k}{a^2}) \quad , \quad (1.6)$$

onde o ponto representa a derivada com respeito ao tempo cósmico t , enquanto a razão \dot{a}/a é definida como parâmetro de Hubble, representada pela letra H .

Com o objetivo de relacionar as equações de Friedmann com parâmetros fenomenológicos que caracterizam o conteúdo material do Universo, podemos usar a seguinte definição: a densidade crítica de matéria necessária para que o Universo seja plano, é utilizando (1.5), $\rho_{critico} = 3H^2/8\pi G$. A partir daí, podemos definir o parâmetro de densidade

(da matéria), dado por: $\Omega_i = 8\pi G\rho_i/3H^2$, que estende-se também ao i -ésimo constituinte do universo (matéria, radiação, constante cosmológica e curvatura). Podemos com isso, reescrever a referida equação em função dos seguintes parâmetros

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_{r,0}}{a^4} + \frac{\Omega_{m,0}}{a^3} + \Omega_{\Lambda,0} + \frac{\Omega_k}{a^2} \quad , \quad (1.7)$$

sendo o parâmetro de densidade da matéria Ω_m , incluindo a matéria escura (ainda não completamente entendida), Ω_r a densidade da radiação, Ω_Λ , a densidade da constante cosmológica (em sua versão mais simples, e que pode ter uma descrição mais complexa sob a forma de Energia Escura) e finalmente, o parâmetro de curvatura do Universo Ω_k , que se relaciona com os anteriores conforme segue $\Omega_k = 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda - \Omega_r$.

Atualmente, sabemos que o Universo é composto de: $\sim 26\%$ de matéria (sendo $\sim 4\%$ bariônica e o restante matéria escura, isto é, um tipo de matéria que não interage com a luz mas detecta-se sua presença via efeito gravitacional) e $\sim 74\%$ devido a Energia Escura [1].

Ao combinarmos (1.5) e (1.6), encontramos a expressão que representa a equação de um fluido ideal à densidade ρ e pressão P (que também contribui para a gravitação), dependentes apenas do tempo (pois conforme dito anteriormente, assumimos um Universo Homogêneo e Isotrópico). A expressão do fluido segue

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + 3P) = 0 \quad , \quad (1.8)$$

e de forma similar, obtemos também a equação da aceleração

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3}(\rho + 3P) \quad . \quad (1.9)$$

Notemos que, das equações (1.5), (1.6) e (1.8), somente duas são independentes, porém três são as incógnitas: as funções $a(t)$, $\rho(t)$ e $P(t)$. Para resolver para o fator de escala, densidade de energia e pressão, em função do tempo cósmico, precisamos de mais uma equação. Esta é a equação de estado, e é descrita por: $P = w\rho$, onde w é um parâmetro adimensional definido pela equação de estado. Assim, para a radiação $w = 1/3$, enquanto para matéria não-relativística vale $w = 0$ e $w = -1$ para a constante cosmológica (energia escura). Ao substituirmos os devidos valores de w , podemos resolver a equação (1.8) e encontrar uma relação entre a densidade de energia e o fator de escala,

$$\rho_i(t) = \rho_{i0}a(t)^{-3(1+w)} \quad , \quad (1.10)$$

onde ρ_{i0} corresponde à densidade da componente i quando $a = 1$. Por exemplo, assumindo um universo composto por matéria e constante cosmológica, a equação (1.5) pode ser integrada para obtermos uma solução analítica do tipo (onde podemos plotar a relação a versus t , (ver cap.6, referência [30])).

$$H_0t = \frac{2}{3\sqrt{1 - \Omega_{m,0}}} \ln\left[\left(\frac{a}{a_{m,\Lambda}}\right)^{2/3} + \sqrt{1 + \left(\frac{a}{a_{m,\Lambda}}\right)^3}\right] \quad , \quad (1.11)$$

Na figura 1.1 ilustram-se os diferentes cenários para o fator de escala. Além disso, sabemos que o universo passou por um período dominado pela radiação, quando o fator de escala era pequeno, seguindo-se a equivalência entre matéria e radiação e, para valores maiores de a , a matéria começou a dominar. Segundo o MCP, a presente época é descrita por um universo dominado por Λ enquanto a radiação é desprezível.

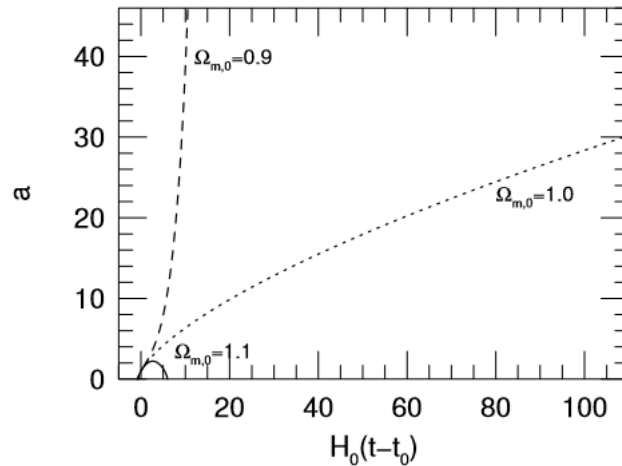


Figura 1.1: O fator de escala como função do tempo para Universos planos ($\Omega_k = 0$) contendo matéria e Λ [30].

A figura 1.2 mostra a evolução do fator de escala para o Universo dominado pela radiação, matéria e constante cosmológica (Λ), respectivamente.

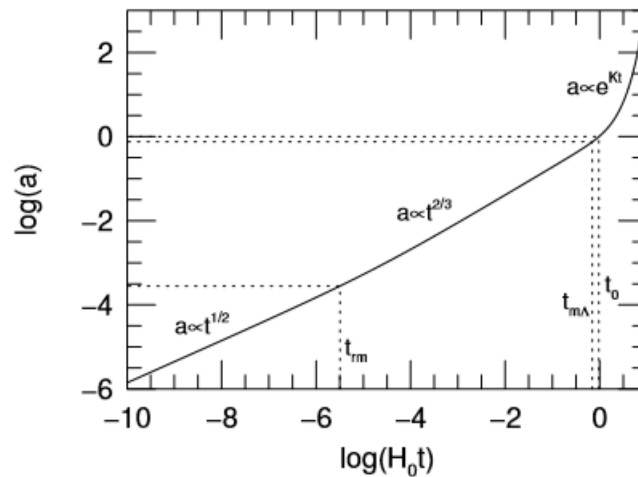


Figura 1.2: Fator de escala em função do tempo, medido em termos do tempo de Hubble no contexto do modelo cosmológico padrão [30].

1.2 Aspectos Observacionais da Cosmologia Moderna

1.2.1 Lei de Hubble e a Expansão do Universo

Evidências observacionais obtidas por Edwin Hubble (1929), e a priori por V. Slipher (1915), de estrelas variáveis nomeadas Cepheids, cuja relação período-luminosidade era conhecida, (conhecendo-se então sua distância)² permitiu a conclusão de que galáxias distantes experimentam um redshift (deslocamento para o vermelho das linhas espectrais, que significa o afastamento relativo entre essas galáxias) proporcional a sua distância. Esse fato, aliado ao princípio cosmológico (homogeneidade e isotropia), traduz o entendimento atual que preconiza a expansão global do Universo. Logo, qualquer observador, em qualquer posição, reconhece objetos distantes se afastando conforme a conhecida Lei linear de Hubble entre a velocidade de recessão e a distância (e se relaciona com o fator de escala $a \equiv 1/1 + z$ e $a_0 = 1$):

$$v \approx c \times z = H_0 \times d. \quad (1.12)$$

Há uma discrepância sobre o valor da constante de Hubble hoje utilizando Supernovas tipo Ia (SNeIa)³, $H_0 = 73.24 \pm 1.74 \text{Kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ [24].

A figura (1.3) ilustra a citada relação obtida originalmente por Hubble.

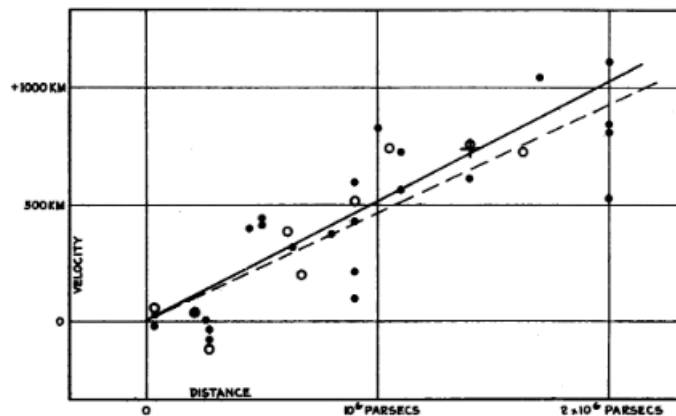


Figura 1.3: Relação entre distância (eixo x) e velocidade (eixo y) obtida por Hubble em 1929 [13]. Com redshift na maior distância correspondente à aproximadamente 0,00047.

Dados mais recentes ratificam esse cenário. Ver, por exemplo, referência [10].

²Descoberta por Henrietta Leavitt (1868-1921), que percebeu estrelas mais brilhantes oscilavam em maiores períodos, e $\log P \propto M_V$, em uma determinada banda, V. Isto permite pensarmos em variáveis Cefeidas como velas-padrão e conseqüentemente, estimar distâncias. Para mais informações, ver por exemplo [10]

³Existe uma tensão com respeito a H_0 , entre os dados oriundos de SNeIa (Hubble Space Telescope, HST) e aquele obtido a partir de dados do satélite Planck 2015, utilizando Radiação Cós mica de Fundo, onde $H_0 = 67 \pm 0,9 \text{Kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ [1]

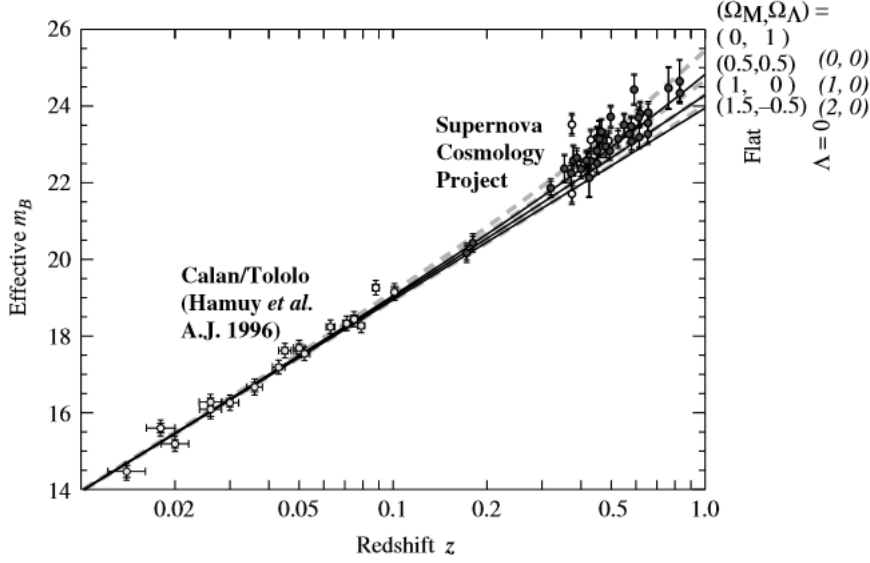


Figura 1.4: Relação Linear entre velocidade e distância retirada de [10]. Notamos que ao compararmos com a figura anterior, ela ocuparia uma região equivalente a uma pequena fração inicial deste gráfico.

1.2.2 Distâncias Cosmológicas

Em astronomia, uma das questões fundamentais é a determinação precisa de distâncias. Além das dificuldades observacionais (limitações tecnológicas) existem dificuldades intrínsecas na determinação direta de uma distância física. Em cosmologia, o que se pode interpretar como a distância física real é chamada de distância própria, sendo esta definida como a distância espaço-temporal entre dois pontos medida em simultaneidade.

Em um universo para o qual é válido o Princípio Cosmológico, ou seja, isotrópico e homogêneo localmente, a métrica associada é dada por (1.4). E a primeira definição de distância a ser considerada é a Distância Própria ou Física, medida entre um objeto com coordenadas espaciais $x^\mu = (r, \theta, \phi)$, entre um objeto e um observador na origem é [45]:

$$d_p = a(t) \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1 - k^2}} = a(t)\chi(r) \quad , \quad (1.13)$$

onde χ é dado por:

$$\chi(r) \equiv \begin{cases} \sin^{-1}(\sqrt{K}r)/K, & K=1 \\ r, & K=0 \\ \sinh^{-1}(\sqrt{K}r)/K, & K=-1 \end{cases} \quad (1.14)$$

Deve-se ressaltar que a distância própria não é observável e depende do modelo cosmológico adotado.

Devido às diferentes técnicas que se tem em astronomia para determinar distâncias entre objetos, é necessário definir outros conceitos de distância, a saber, a distância de luminosidade d_L e a distância de diâmetro angular d_A . A distância de luminosidade será definida a partir da relação existente entre fluxo e luminosidade. Observacionalmente, o fluxo é medido nos detectores e ao conhecermos a luminosidade intrínseca do objeto (por exemplo, usando velas padrão como as variáveis Cepheidas), é possível determinar a distância em que ele se encontra. O fluxo é descrito como:

$$F = \frac{L_{Terra}}{4\pi d_L^2} \quad , \quad (1.15)$$

sendo $4\pi d^2$ a área da esfera entre um observador na origem (Terra) e o objeto emissor e L_{Terra} a luminosidade que se mede na Terra.

Ao contrário do que acontece com a distância própria, a relação entre a área e o raio comóvel (que se move com a expansão do Universo) permanece invariante, independente da geometria do universo e é exatamente igual aquela onde o espaço é euclidiano, ou seja,

$$A = 4\pi a(t_0)^2 r^2 \quad . \quad (1.16)$$

A luz apresenta um deslocamento para o vermelho, redshift, para um universo em expansão, ou um deslocamento para o azul, blueshift, em um universo em contração. Tal fato acontece devido à diferença entre os intervalos de tempo medidos por um observador distante no momento da emissão do sinal luminoso, em que o universo tinha um fator de escala $a(t_{em})$ e os intervalos de tempo medidos por um observador na Terra, com um fator de escala $a(t_0)$, isto é

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_0}{\lambda_{em}} = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_{em}} = \frac{a(t_0)}{a(t_{em})} \quad . \quad (1.17)$$

Esta diferença nos intervalos de tempo entre o momento da emissão e da recepção produz uma diminuição (aumento) da energia do fóton em um universo em expansão (contração), por causa do alargamento do comprimento de onda e da relação $E = h\nu = h/\lambda$

Com as equações (1.15) e (1.17), a luminosidade intrínseca se relaciona com a luminosidade percebida na Terra da seguinte maneira

$$L_{terra} = \frac{L_0}{1 + z^2} \quad . \quad (1.18)$$

Portanto, o fluxo medido está relacionado diretamente com a luminosidade intrínseca,

$$F = \frac{L}{4\pi(1+z)^2 a(t_0)^2 r^2} \quad , \quad (1.19)$$

Então, define-se a distância de luminosidade tal que a (1.15) seja válida, logo

$$d_L = (1 + z)a(t_0)r \quad . \quad (1.20)$$

A segunda distância a ser definida é a chamada distância de diâmetro angular. Esta definição corresponde à ideia de manter a relação entre o comprimento de arco s , que subtende o ângulo $\Delta\theta$, a uma distância r , tal que $S = \Delta\theta r$. Um objeto no céu que se encontra perpendicular à linha de visada e que, dada a isotropia do espaço, pode-se selecionar os dois extremos do corpo como tendo coordenadas $x_\mu^1 = (r, \theta_1, \phi)$ e $x_\mu^2 = (r, \theta_2, \phi)$. Portanto, o seu comprimento próprio é $S = a(t_{em})r\Delta\theta$. Define-se d_A como

$$d_A = \frac{S}{\Delta\theta} \quad , \quad (1.21)$$

e utilizando a expressão (1.17), obtém-se

$$d_A = \frac{r}{(1 + z)} \quad . \quad (1.22)$$

Em um espaço-tempo geral (em expansão e/ou com curvatura), para o qual é válido o princípio cosmológico, as três distâncias apresentadas não coincidem. Entretanto, para pequenas distâncias ou baixos redshifts, todas são assintoticamente coincidentes [40].

1.2.3 Radiação Cósmica de Fundo

Uma segunda forte evidência observacional na qual baseia-se a cosmologia moderna é a detecção da Radiação Cósmica de Fundo, RCF (em inglês, Cosmic Microwave Background, CMB ⁴). Em meados de 1965, um grande avanço foi a comprovação de que o universo que nos é acessível está repleto com uma radiação cósmica, que tem por propriedade o comportamento espectral (distribuição da intensidade da radiação pela frequência) de corpo negro ⁵, à uma temperatura de $2,752K$. Descoberta por Arno Penzias e Robert Wilson (Nobel em 1978). Sua existência, entretanto, já havia sido sugerida na década de 40 por George Gamow, R. Alpher e R. Herman em 1953. A detecção por Penzias e Wilson tinha por propriedade a isotropia (intensidade do sinal era invariante para diferentes regiões do céu). Nos anos seguintes, um grande número de medições foi realizado em uma grande faixa de frequências.

Com o advento do satélite Cosmic Background Explorer, COBE (1992), três importantes resultados surgiram: a determinação precisa do comportamento espectral de corpo negro, efeito de dipolo, isto é, uma distorção devido ao efeito Doppler causado pelo movimento da Via Láctea em relação ao referencial da CMB (ver figura 1.5), e a temperatura média, com pequenas flutuações da ordem de $10^{-5}K$ (SMOOT et al., 1992). Esses resultados foram fundamentais para explicação do cenário cosmológico e motivaram a procura por formas de detecção mais acuradas das anisotropias através de experimentos de maior precisão, tal como a sonda espacial Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), lançada em 2001 e o satélite PLANCK (2009) que tiveram os dados liberados em março de 2013.

Neste contexto, a RCF provém de um Universo inicialmente com alta temperatura, denso e em processo de expansão. Tal expansão acontece de forma que a temperatura é proporcional ao inverso do fator de escala ($T \propto a^{-1}$) ⁶, isto é, o Universo se esfria ao passo que expande [35]. No Universo primordial, a matéria bariônica estava completamente ionizada e acoplada à radiação, formando um plasma primordial. Ocorriam rápidas colisões entre fótons e elétrons livres que tornavam o Universo opaco, mantendo a radiação em equilíbrio térmico com a matéria. Um corpo denso, opaco e em equilíbrio térmico, produz radiação com perfil de corpo negro, de forma que a densidade de fótons η a uma temperatura T em uma faixa de frequência $(\nu, \nu + d\nu)$ é descrita por uma Distribuição Plankiana (figura 1.6), isto é:

⁴A RCF, juntamente com a Relatividade Geral e a descoberta do afastamento das galáxias dotam o Modelo Cosmológico Padrão conforme grande aceitação.

⁵definido como corpo negro todo aquele que emite um espectro de radiação universal que depende apenas de sua temperatura, não de sua composição. Este tipo de objeto absorve toda a radiação que incide sobre si.

⁶A partir da primeira lei da termodinâmica, em um sistema adiabático e considerando um fluido perfeito onde t é o tempo cósmico, temos que a relação energia, densidade e volume $E = \rho_{radiao}V$ e $\rho_{radiao} = 3P$, P é a pressão, implica em $dE/dt = -PdV/dt \Rightarrow \frac{d(\rho_{rad}V)}{dt} = \frac{-\rho_{rad}}{3} \frac{dV}{dt}$. Daí, pode-se mostrar que $a \times T = c^{te}$. Pois, em se tratando de Corpo Negro, $\rho \propto T^4$ e conforme $a(t)$ cresce, a temperatura T diminui.

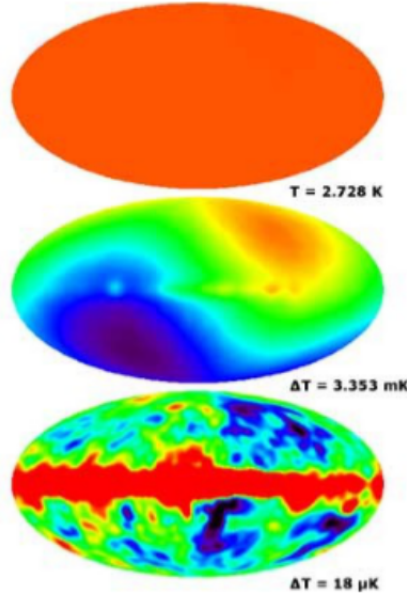


Figura 1.5: Três mapas retirados de: www/projects/cobe/COBE_Home/m_d_53s_1111.gif. Onde temos, de cima para baixo, a homogeneidade da radiação, o efeito de dipolo e flutuações de temperatura, descontada a contaminação da Via Láctea.

$$\varepsilon(\nu)d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (1.23)$$

onde h é aqui representado pela constante de Planck e k é a constante de Boltzmann.

Seu comportamento espectral, apesar da expansão, é conservado (assim como foi confirmado pelo satélite COBE). Quando o Universo atingiu uma temperatura em torno de $3740K$, íons e elétrons se combinaram e formaram átomos neutros. Esse processo em que a matéria bariônica do Universo passa de ionizada à neutra é denominado como a época da recombinação. Em seguida, na época do desacoplamento, a taxa de espalhamento entre fótons e elétrons diminuiu, de forma que os fótons se desacoplaram completamente da matéria e o Universo ficou transparente.

A Superfície de Último espalhamento é a região em que esses processos de interação entre matéria e radiação aconteceram pela última vez. Desde então, os fótons se propagam livremente e todos os efeitos provocados na época, aparecem como uma assinatura do Universo jovem, na distribuição angular dessa radiação. Desde sua primeira detecção, se questiona quanto a existência de pequenas flutuações de temperatura. Em 1967 Sachs e Wolfe [31] calcularam essas flutuações/anisotropias devido às variações de um potencial gravitacional que produzia perturbações na densidade. Em 1968, Silk [36] publicou um artigo sobre a evolução das perturbações na época da recombinação, por conta de compressões adiabáticas da matéria. Há ainda, trabalhos como de Peebles e Yu (1970), [22] Sunyaev e Zel'dovich [38] (1970) nos quais faziam referência a pequenas flutuações geradas por movimentos da matéria durante o período de recombinação.

Estas anisotropias, no entanto, foram detectadas mais tarde (COBE) possuindo uma

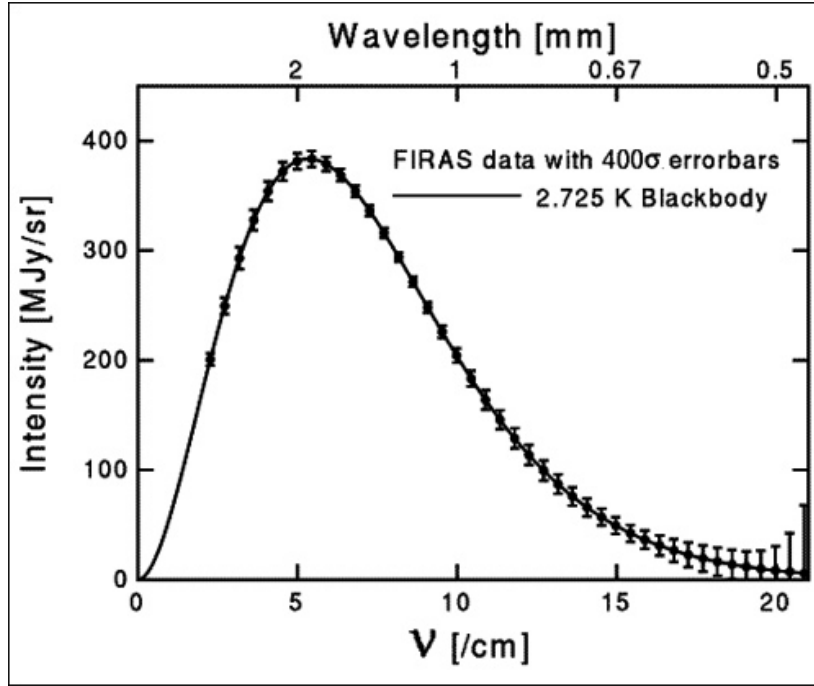


Figura 1.6: Espectro de Corpo Negro da Radiação C3smica de Fundo. Os dados espectrais do COBE que mostram o ajuste de corpo negro quase perfeito. As barras de erro plotadas s3o 400 vezes maiores do que o valor real para que alguma id3ea dos erros possa ser representada. Cada ponto de dados representa uma das 42 bandas espectrais do COBE. O eixo x 3e o n3mero de onda em cm^{-1} e o eixo y 3e a intensidade da emiss3o de microondas. Figura retirada de https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Bothun2/Bothun1_1_10.html.

amplitude da ordem de 10^{-5} K (SMOOT et al., 1992). S3o classificadas como uma superposi3o de flutua33es prim3rias geradas antes do desacoplamento da mat3ria-radia3o e secund3rias, geradas ap3s do desacoplamento. Tais flutua33es s3o essenciais para o entendimento da forma3o de grandes estruturas que observamos atualmente como gal3xias e aglomerados de gal3xias, determina3o de par3metros cosmol3gicos, al3m de outras implica33es ligadas 3 astrof3sica.

Assumindo que o processo que gera perturba33es iniciais 3 estatisticamente isotr3pico e que as distribu33es das flutua33es s3o gaussianas, podemos escrever o espectro de pot3ncia C_l das flutua33es de temperatura como uma expans3o em harm3nicos esf3ricos

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad , \quad (1.24)$$

onde l e m representam a ordem do multipolo, θ e φ fornecem a dire3o de chegada dos f3tons e Y_{lm} os harm3nicos esf3ricos, que nos permite obter um mapa de temperatura da RCF. Os coeficientes a_{lm} s3o considerados independentes entre si, de modo que: $\langle a_{lm} \rangle = 0$ e $\langle |a_{lm}|^2 \rangle \equiv C_l$, que por sua vez, se relaciona com as flutua33es na temperatura quando transformadas para o espa3o de Fourier de acordo com $\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle = C_l \delta_{ll'} \delta_{mm'}$ representando o espectro de pot3ncia da RCF.

A curva que relaciona o espectro de potência C_l com os valores dos momentos de multipolo l , possui picos ligados a quantidades fundamentais do Universo, conhecidos como parâmetros cosmológicos. Podemos então determinar estes parâmetros com base no número, altura, largura e posição relativa dos picos. Pode-se relacionar C_l em função da escala angular l , como é mostrado no resultado obtido pelo satélite WMAP na figura 1.7. O primeiro pico em $\theta_H \simeq 1^\circ$, representa o harmônico fundamental e define o tamanho do Universo observável, ou escala angular do horizonte e está relacionado também com a curvatura do Universo.

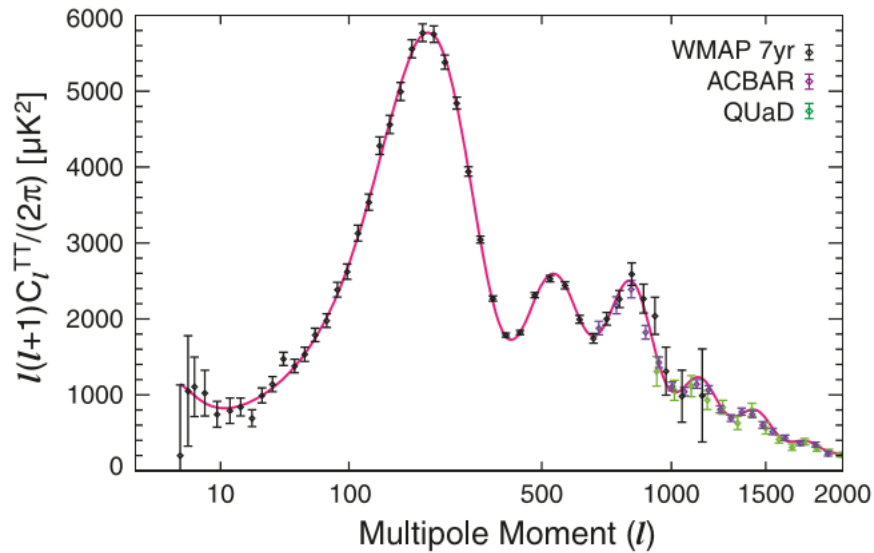


Figura 1.7: Espectro de Potências medido pelo WMAP, ACBAR e QUaD, em função do momento multipolo l [6].

1.2.4 Oscilações Acústicas de Bárions

Flutuações com $\theta \geq \theta_H$, estão ligadas à variações no potencial gravitacional primordial, conhecido como efeito Sachs-Wolfe. Para pequenas escalas angulares, ou seja, em $\theta < \theta_H$, os picos são causados por Oscilações Acústicas Bariônicas (Baryon Acoustic Oscillations, BAO, ver figura 1.8) devido a influência gravitacional da matéria escura no plasma fóton-bárion. Portanto o comportamento observado está associado diretamente com os modos harmônicos desta oscilação. As BAO possuem uma característica bem proeminente no espectro de potência da matéria (assim, são também uma forte evidência de matéria escura) no desacoplamento e por conseguinte nas flutuações de temperatura da CMB.

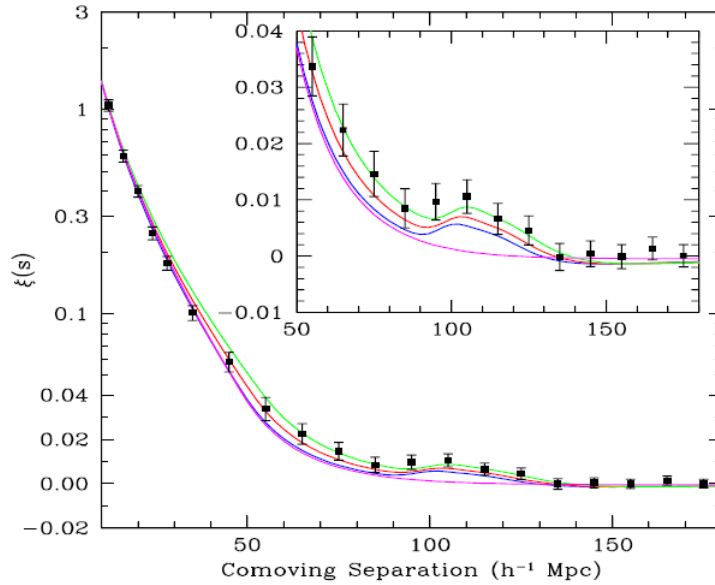


Figura 1.8: A figura mostra a função de correlação onde vemos um excesso de probabilidade de encontrarmos dois pontos à uma dada distância. A referida distância $\sim 100h^{-1}Mpc$, representa uma régua padrão.

O primeiro pico também representa a máxima compressão do fluido dentro desse poço de potencial na época do último espalhamento. Nos picos seguintes, as amplitudes diminuem consideravelmente devido ao efeito de amortecimento devido a difusão do plasma durante o desacoplamento. Em outras palavras, a amplitude cai por causa do arrasto dos fótons da CMB com as partículas já recombinadas.

Os últimos resultados do PLANCK corroboram com um Universo espacialmente plano, que possui uma lei de espectro de potência proveniente de perturbações escalares adiabáticas e que possui seis parâmetros fundamentais: densidade de matéria bariônica Ω_{bar} , densidade de matéria total Ω_m , índice espectral escalar n_s , parâmetro de Hubble H_0 , tamanho angular do horizonte acústico e densidade de matéria escura Ω_{DM} . Alguns valores estão expostos na tabela correspondente a figura 1.9.

Quando uma flutuação de densidade entra no horizonte, começa a colapsar ao cair no poço de potencial formado pela matéria escura (que desacoplara do plasma fóton-

List of Ingredients		
photons:	$\Omega_{\gamma,0} = 5.0 \times 10^{-5}$	
neutrinos:	$\Omega_{\nu,0} = 3.4 \times 10^{-5}$	
total radiation:	$\Omega_{r,0} = 8.4 \times 10^{-5}$	
baryonic matter:	$\Omega_{\text{bary},0} = 0.04$	
nonbaryonic dark matter:	$\Omega_{\text{dm},0} = 0.26$	
total matter:	$\Omega_{m,0} = 0.30$	
cosmological constant:	$\Omega_{\Lambda,0} \approx 0.70$	

Important Epochs		
radiation-matter equality:	$a_{rm} = 2.8 \times 10^{-4}$	$t_{rm} = 4.7 \times 10^4 \text{ yr}$
matter-lambda equality:	$a_{m\Lambda} = 0.75$	$t_{m\Lambda} = 9.8 \text{ Gyr}$
Now:	$a_0 = 1$	$t_0 = 13.5 \text{ Gyr}$

Figura 1.9: Alguns parâmetros cosmológicos encontrados pelo satélite Planck, 2013.

bárion anteriormente e, portanto, começou a entrar em colapso mais cedo). O colapso gravitacional pode, no entanto, ser eficiente apenas quando forças gravitacionais ultrapassam as forças de pressão devido à radiação e portanto, são fortemente reprimidas no Universo primordial, quando o Universo ainda está dominado pela radiação. É só depois da equipartição (igualdade entre radiação e matéria, em $z \sim 3400$) que as estruturas menores que a chamada escala de Jeans, onde a gravidade e pressão são iguais, começam a entrar em colapso. Isso aumenta a densidade e temperatura localmente, resultando em um aumento na pressão radioativa que força a matéria para fora, reduzindo novamente a densidade e temperatura, permitindo que a matéria entre em colapso novamente e assim sucessivamente. Este é o processo oscilatório que dá nome ao fenômeno.

Um fato que se destaca é que as oscilações só começam em escalas que são menores do que o horizonte. Escalas cada vez maiores, portanto, submetem-se a esse processo oscilatório com o passar do tempo, e todos os modos oscilatórios de um dado tamanho no universo estão na mesma fase de sua oscilação em um determinado momento.

Quando ocorre o desacoplamento (matéria-radiação), em um redshift $z = 1100$, as oscilações são subitamente congeladas conforme os fótons escapam (abstendo-se de seu papel de "mola" neste processo oscilatório). A matéria então começa realmente a entrar em colapso, de modo a formar estruturas. Tanto a distribuição de matéria como a de fótons trazem consigo a marca das oscilações que aconteceram pouco antes de sua dissociação. Seu espectro de potência mostra essa característica oscilatória. A maior escala tem flutuação dada pelo horizonte acústico no fim da dissociação [19].

Sendo assim, a perturbação oscila até o momento da equipartição entre matéria e energia. A partir daí, as perturbações de matéria não bariônica fria crescem enquanto que as oscilações das perturbações dos bárions é amortecida. Notamos que as pequenas escalas entram primeiro no horizonte e oscilam com maior frequência.

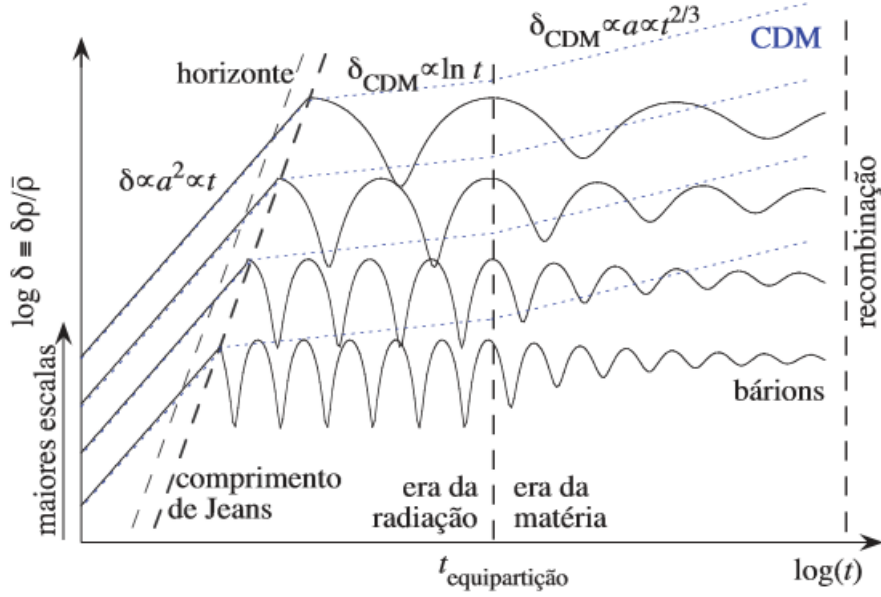


Figura 1.10: A figura mostra, em escala logarítmica, a evolução do contraste de densidade, definido como $\delta\rho/\bar{\rho} \equiv (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$, ao entrar no horizonte e se tornar menor que o comprimento de Jeans (as curvas estão deslocadas verticalmente para maior clareza) [19].

1.2.5 Inflação Cós mica

Além dos parâmetros cosmológicos, as anisotropias primárias permitem ainda testar as diversas classes de modelos inflacionários. A inflação cósmica é uma teoria proposta inicialmente por Alan Guth em 1981 [12], onde postulou-se que o Universo em seu momento inicial, passou por uma fase de crescimento exponencial e surgiu com o objetivo de resolver três problemas fundamentais no modelo Λ CDM:

- o problema do horizonte,
- o problema da planaridade e
- o problema da abundância dos monopólos magnéticos.

A teoria inflacionária é, por enquanto, a melhor alternativa, porém há outros modelos para explicar a origem da formação de estruturas. Estes modelos, prevêem diferentes propriedades estatísticas para as flutuações de temperatura da CMB. Para o modelo inflacionário padrão, perturbações de densidade seriam resultado de flutuações quânticas dos campos escalares no universo muito jovem. Estas flutuações quânticas se tornariam clássicas de acordo com sua evolução, dando origem às sementes para a formação de estruturas. Além disso, sua distribuição teria perfil gaussiano. No entanto, há ainda a necessidade de se explicar o número de Galáxias observadas a altos redshifts, estruturas estas que deveriam ser raras no universo dadas as condições iniciais de gaussianidade [23].

1.2.6 Nucleossíntese

A terceira evidência significativa é concordância entre cálculos teóricos das abundâncias de elementos leves e suas medições. A teoria do Nucleossíntese Primordial (Big Bang Nucleosynthesis, BBN), foi desenvolvida pela primeira vez por Alpher e Gamow ao fim dos anos 40 [Alpher et al; 1948, Gamow; 1948a], que são baseadas nas secções transversais nucleares entre núcleos leves e mostra que os fótons, prótons e nêutrons presentes no Universo primordial começam a formar núcleos mais pesados, enquanto a temperatura do Universo esfria durante os tres primeiros minutos após o Big-Bang. Estas reações nucleares são congeladas quando a temperatura torna-se muito baixa, e os nêutrons começam a decair maciçamente por causa de sua curta vida. Basicamente, o único parâmetro livre é a densidade bariônica, medida pelo parâmetro Ω_{bar} , que representa a fração de densidade de volume de baryons em relação a densidade crítica do universo.

A previsão da abundância de elementos leves como Deutérium, Helio, e Litium é baseada na observação de regiões que experimentaram pouco enriquecimento via nucleossíntese estelar, como regiões que compreendem estrelas pobres em metais ou objetos muito distantes (utilizando-se da chamada floresta *Lyman* – α , oriundos de quasares em alto redshift). Embora estas medições sejam extremamente difíceis devido ao fato da fusão ocorrida no núcleo das estrelas modificar a imagem de uma maneira não desprezível, as observações estão de acordo com as predições teóricas para uma fração de bárions de $\Omega_{bar} \approx 0,02h^{-1}$ (onde h é a constante de Hubble normalizada, $H_0/100 \approx 0,7$, muitas vezes usada para citar quantidades cosmológicas cujo valor real é degenerado com a constante de Hubble). Há com isso uma quantidade muito pequena de matéria bariônica que sugere um Universo de baixa densidade ou um Universo cuja parte em questão é predominantemente escura, como afirma o modelo Λ CDM.

1.2.7 Matéria Escura

A primeira evidência de matéria escura (representada por Ω_{DM}) é usualmente atribuída a Fritz Zwicky em 1933, que ao observar objetos extragalácticos, ⁷ percebeu que elas orbitavam o centro do aglomerado com velocidade superior à velocidade de escape do sistema e portanto, deveria ali estar contido uma quantidade de massa muito maior (não detectável diretamente dada a não interação com radiação) do que previsões teóricas estimavam.

Essa questão permaneceu fora dos debates até que ressurgiu no final da década de 70, com a pesquisadora Vera Rubin em seu famoso artigo de 1980 (Rubin et al.; 1980) sobre a velocidade de rotação de estrelas em galáxias espirais. Este trabalho mostrou que a velocidade orbital das estrelas é basicamente constante, mesmo em regiões mais externas do disco. O que acarreta no fato de que a densidade de massa deve permanecer constante

⁷Ele estudou a dinâmica de galáxias no aglomerado de Coma em 1937, e reforçou a idéia, quando do estudo das chamadas Lentes Gravitacionais, onde a presença de massa provoca a deflexão da luz de forma gerar múltiplas imagens do mesmo objeto, ver referência [46].

mesmo em regiões afastadas do centro luminoso das galáxias (ao contrário do esperado via Lei de Kepler, ver figura 1.11, onde usou-se a Via Láctea como exemplo). Requer-se então a existência de um vasto halo de matéria escura que englobe todo o sistema.

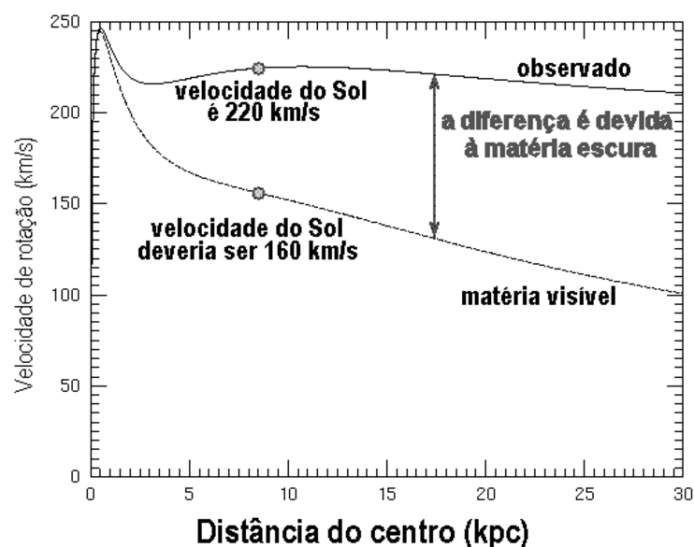


Figura 1.11: No caso da Via Láctea temos que a órbita do sol se encontra a uma velocidade superior aquela prevista pelo modelo Kepleriano. A diferença é atribuída à matéria escura. Fonte: <http://astro.if.ufrgs.br/vialac/node5.htm>.

A questão da Matéria Escura ganhou reforço extra com o nascimento da astronomia em Raio-X (também na década de 70). Os aglomerados de galáxias exibiam intensa emissão de raios-X atribuídas à presença de gás quente. Embora houvesse a hipótese da explicação da dinâmica das galáxias (em clusters) via gás quente, logo concluiu-se que, assumindo o equilíbrio hidrostático, esse gás explicaria não mais que 50% da massa ali contida. Sobretudo, dada a temperatura do gás, $10^7 - 10^9 K$, tendendo a expandir-se, uma quantidade bem superior de massa não visível deveria existir, como cita [30]. Em outro trabalho, foi estimado que cerca de 85 à 90% a mais de matéria, era necessário para que o sistema permanecesse ligado gravitacionalmente [25].

Uma outra forma de estudar este fenômeno é considerar uma proposta alternativa (funcional) à matéria escura (não observada diretamente), que modifica a mecânica Newtoniana (conhecida como MODified Newtonian Dynamics, MOND). Neste contexto, A MOND imputa à discrepância de massa em sistemas galácticos, a falha da mecânica Newtoniana no limite do regime de pequenas acelerações [16]. Nesse contexto, a análise das Curvas de Rotação (CR) é, sem dúvida, sua principal motivação. Foi originalmente proposta por M. Milgrom em 1983, e tem como base a assunção de que para acelerações menores que $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-2}$, tal aceleração seria responsável pela variação da força atrativa como r^{-1} [3].

De acordo com a dinâmica Newtoniana, uma galáxia luminosa encontra-se imersa em um Halo escuro, cuja massa escura desempenha um efeito dominante que se traduz no perfil de velocidades observado. Quanto à MOND, a dinâmica é totalmente explicada pela massa ali contida (gás e estrelas)[25]. Além de fornecer uma natural explicação para

a relação Tully-Fisher.⁸[34]

Em oposição à esta corrente, como sustenta R. Sanders em [32] e referências lá contidas, em algumas galáxias, as CR em regiões mais externas (sua forma, quer seja em aclave ou declive, ou sua amplitude), permanecem não ajustáveis às previsões no regime da MOND, e pode facilmente falhar.

⁸A Relação Tully-Fisher é uma relação empírica entre massa/luminosidade de uma galáxia espiral e sua velocidade angular. Foi publicada em 1977 pelos astrônomos B. Tully e R. Fisher[42]. Podem surgir sob diferentes aproximações, a depender do intervalo de massa e/ou luminosidade considerados. Posteriormente, provaram ainda que quando definida usando radiação no infravermelho ou no caso de substituímos a luminosidade pela massa bariônica total da galáxia a relação é ainda mais precisa.

Capítulo 2

Curva de Rotação Galáctica

Neste capítulo, a matéria escura em galáxias espirais é estudada com base em modelos de distribuição de densidade de matéria escura (Esfera Isotérmica e Navarro-Frenk-White) sob a perspectiva das curvas de rotação. Utilizamos parâmetros fotométricos para derivar o perfil de massa, bem como dados espectroscópicos (ambos retirados da literatura). Testes χ^2 são aplicados à nossa amostra com o fim de ordenar os diferentes perfis estudados com base na eficiência em explicar o acordo entre curva esperada *versus* observada.

2.1 Aspectos Gerais

Em um processo contínuo, a combinação entre detectores de alta resolução espectral e a capacidade maior de processamento dessa informação, ao longo do tempo, permitem um crescente avanço nas análises das Curvas de Rotação (CR) em galáxias espirais. Esta abordagem revela a distribuição de massa bariônica e não-bariônica em um sistema galáctico em equilíbrio.

As CR das galáxias espirais são a principal ferramenta para o estudo da distribuição de massa em seus respectivos halos, aproximadamente esferoidais. Além disso, sua utilidade estende-se à vários outros propósitos, tais como;

- estudar o processo de formação galáctica;
- inferir as histórias evolutivas e conseqüentemente, o papel que as interações (fusões galácticas) têm desempenhado;
- relacionar os desvios da curva esperada (forma Kepleriana) com a quantidade e distribuição de matéria, incluindo a matéria escura;
- observar sua evolução comparando curvas em galáxias em diferentes redshifts;
- estrutura em larga escala, entre outros.

As CR observadas, derivadas a partir das linhas de emissão (medidas espectroscopicamente), como $H\alpha$, HI (Hidrogênio neutro) e CO (Carbono e Oxigênio), são importantes, pois manifestam o movimento de gases interestelares, que têm dispersão de velocidades muito menor, da ordem de $5 - 10 km s^{-1}$, em comparação com as velocidades de rotação (o que permite negligenciar o termo de pressão na equação de movimento para calcular a distribuição de massa em uma aproximação suficientemente precisa) [37]. Atualmente, astrônomos dispõem de várias técnicas de observação para sua obtenção, inclusive através dos campos de velocidade, tanto para o gás ionizado como para estrelas. Ver, por exemplo, a colaboração internacional do telescópio Sloan Digital Sky Survey (com funcionamento entre julho de 2014 à julho de 2020), SDSS-III, que possui experimentos como APOGEE (Galaxy Evolution Experiment, no Apache Point Observatory, Novo México), MaNGA (Mapping Nearby Galaxies, com aproximadamente 10.000 galáxias próximas) e eBOSS (Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey).

A linha HI é uma ferramenta poderosa para obtermos informação acerca da cinemática de galáxias espirais, em parte porque sua extensão radial é muitas vezes maior do que na região visível. As linhas CO são emitidas a partir de nuvens moleculares associadas a regiões de formação de estrelas que, por sua vez, emitem a linha $H\alpha$. Assim, CO é uma boa alternativa para $H\alpha$ e também para HI no disco interno, enquanto que HI é frequentemente fraca ou ausente nas regiões centrais. As curvas de rotação a partir das linhas $H\alpha$, CO e HI concordam bem entre si nos discos em regiões intermediárias das espirais (Sofue et al., 1999a, b). Pequenos deslocamentos entre a rotação de $H\alpha$ e CO podem surgir nas regiões internas a partir da extinção das linhas ópticas.

As CR revelam portanto a distribuição de densidade superficial de massa no disco, atingindo um máximo amplo num raio de cerca de duas vezes o raio da escala do disco exponencial. Por exemplo, para galáxias Sb (na classificação de Hubble) maciças, o máximo de rotação aparece em um raio de 5 ou $6 kpc$. Além desse máximo, a curva de rotação é geralmente plana, devido a contribuição do enorme halo escuro. Superpostas às CR, há suaves flutuações, de algumas dezenas de $km s^{-1}$, devido a presença de braços espirais ou, até mesmo de flutuações da ordem de $50 km s^{-1}$, em espirais barradas [37].

A semelhança geral na forma das CRs em espirais levou a uma variedade de tentativas de categorizar seu comportamento e assim, estabelecer suas propriedades estatísticas. Kyazumov (1984) catalogou as curvas de 116 galáxias tipo S e Irregulares normais, e categorizou suas formas. Também, Rubin et al. (1985) construiu famílias de curvas sintéticas em Sa , Sb e Sc como função da luminosidade, a partir de observações. Casertano & van Gorkom (1991), utilizando velocidades baseadas em nuvens de HI , estudaram as curvas também em função da luminosidade. Porém, apenas recentemente, as CR foram obtidas para galáxias distantes, usando o Hubble Space Telescope (HST) e telescópios terrestres de grande abertura. As velocidades de rotação para espirais moderadamente distantes, $z \approx 0,2 - 0,4$ (Bershady 1997, Simard & Prichet 1998, Kelson et al., 2000a) já foram superadas, atingindo $z \approx 1$ (Vogt et al., 1993, 1996, 1997, Koo 1999), para galáxias cujos diâmetros subtendem apenas alguns segundos de arco. As propriedades de rotação são semelhantes às de galáxias próximas, com o pico de velocidades entre $100 - 220 km s^{-1}$ e também, velocidades planas de disco externo. Discos espirais que giram regularmente, já foram observados em $z \approx 1$, quando o universo tinha menos da metade de sua idade

atual. A evolução da galáxia espiral, durante a última metade da idade do universo não alterou dramaticamente a relação de Tully-Fisher (isto é, a correlação da velocidade de rotação com a magnitude se dá conforme $L \propto v^4$, para mais detalhes ver referência [42]).

Quando Rubin & Ford (1970) publicaram a curva de rotação de *M31*, formada a partir de velocidades de 67 regiões *HII*, observaram que a velocidade continuava a subir até à última região medida, a 24 *kpc* do centro. Eles concluíram que "a extrapolação além dessa distância é claramente uma questão de gosto". Em 1978, Rubin et al. (1978) perceberam que "as curvas de rotação de galáxias espirais de alta luminosidade são planas, a distâncias nucleares tão grandes quanto 50 *kpc*".

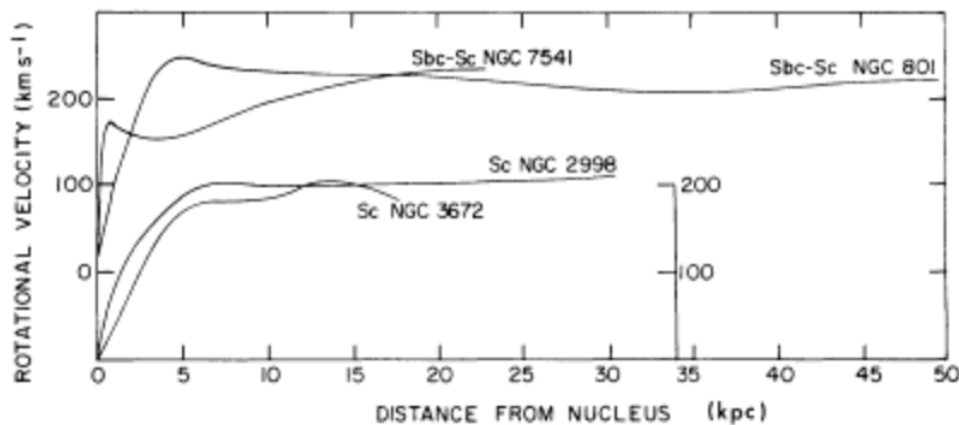


Figura 2.1: Figura retirada de [29]

As curvas planas de rotação (em *HI*) foram observadas pela primeira vez usando um telescópio de prato único (Roberts & Rots 1973). No entanto, alguns anos antes, os observadores e os teóricos reconheceriam o trabalho de cada um e declarariam coletivamente que as galáxias de disco estão imersas em matéria escura estendida (Ostriker et al., 1974, Einasto et al., 1974). As observações de *HI* mais profundas e de resolução mais alta revelam que, para a maioria das galáxias espirais, as curvas de rotação permanecem planas além dos discos ópticos (Bosma, 1981a, Albatra et al., 1985, Begeman, 1989). A conclusão de que uma curva de rotação é plana se origina na presença de um halo escuro maciço que envolve um disco em espiral e requer que a teoria gravitacional de Newton se mantenha sobre distâncias cosmológicas. Embora a prova desta suposição esteja faltando, a maioria dos astrônomos e físicos preferem esta explicação à alternativa, onde a dinâmica newtoniana necessita de modificação quando aplicada sobre grandes distâncias.

De modo geral, dados cosmológicos recentes revelam que aproximadamente 26% do conteúdo material do Universo é composto por matéria escura não bariônica (Planck Collaboration 2015). Até o presente momento, não há completo entendimento acerca de sua natureza e sistemas galácticos são uma das principais fontes de estudo. Em contrapartida aos dados espectroscópicos, medidas fotométricas (que evidenciam a distribuição de massa do componente bariônico, que ao empregarmos a gravitação newtoniana, permite a dedução da velocidade orbital) se mostram em profundo desacordo. Fruto de simula-

ções de N-corpos, Navarro e colaboradores [18] desenvolveram um perfil de distribuição de matéria escura em halos (em equilíbrio, no qual nos referiremos como NFW, devido a Navarro, Frenk e White), que empregamos com o fim de aperfeiçoar o ajuste entre espectroscopia e fotometria.

Alternativamente empregamos também o perfil de distribuição teórico, denominado Pseudo-Esfera Isotérmica (Pseudo-Isothermal Sphere, PSE em inglês) [5] e comparamos os resultados obtidos em ambos os casos. Descrevemos na próxima seção, como se dá o processo e detalhamos os cálculos envolvidos.

2.2 Metodologia

Estamos interessados em estudar observáveis cosmológicos indicadores da presença de matéria escura no universo. Especificamente, vamos analisar as CR de estrelas e nuvens de gás (HI) ao redor de galáxias espirais. Usamos dados fotométricos da literatura [15] e reconstruímos, como exemplo ilustrativo, as respectivas curvas de rotação para uma amostra de galáxias [21]. As curvas de rotação serão derivadas com base na distribuição da matéria luminosa, e deduzidas a partir do brilho superficial da galáxia.

Temos como objetivo investigar a compatibilidade do modelo bariônico puro e bariônico mais matéria escura, sendo dois dos modelos mais conhecidos de matéria escura (NFW e PSE), com observações oriundas do banco de dados montado. Em outras palavras, investigamos quando o componente escuro, e em que quantidade, é necessário para explicar as CR espectroscópicas e qual deles apresenta melhor desempenho no ajuste. A partir daí, classificamos os modelos de acordo com critério estatístico que quantifica a concordância com os dados.

Gostaríamos de ressaltar que nossas análises são ajustes de caráter cinemático, no sentido de que os modelos e hipóteses aqui considerados não mudam a dinâmica da interação da galáxia com seus componentes, isto é, bojo e disco com as nuvens de HI e estrelas em seus braços espirais.

Como metodologia, utilizamos a distribuição espacial de densidade luminosa do componente bariônico com base no perfil do brilho superficial das galáxias. Um modelo (considerando simetria axial) de massa bariônica com razão entre eixos variável (para os componentes bojo e disco) e os modelos de matéria escura são empregados para ajustar as curvas de velocidade rotacional teóricas para o conjunto de dados, conforme referência [15]. Estatisticamente, executamos testes de χ^2 para estabelecer a relevância dos modelos de distribuição espacial de matéria escura para classificá-las. [43]

O brilho superficial S é o fluxo radiativo F por unidade de ângulo sólido $\Delta\Omega$ tal que $S \approx F/\Delta\Omega$, independente da distância (já que consideramos um Universo plano). S é dado em unidades L_{\odot}/kpc^2 e se relaciona com a mesma quantidade μ em unidades de $mag/arcsec^2$, de forma que:

$$S_{obs}(R) \propto 10^{(M_{\odot} - \mu(R) - 5)} \quad . \quad (2.1)$$

Seguimos Tempel & Tenjes (2006) para derivar o brilho superficial a partir do modelo esperado. Assumimos que a distribuição espacial da densidade de luminosidade é dada por

$$l(a) = l_0 e^{-(a/ka_0)^{\frac{1}{N}}} \quad , \quad (2.2)$$

- l_0 é a densidade central,
- $a = (R^2 + z^2/q^2)^{\frac{1}{2}}$; R e z são as coordenadas cilíndricas no plano galáctico,
- q é a razão entre eixos,
- k é o parâmetro de normalização,
- a_0 é o raio médio harmônico,
- N é o parâmetro livre

A distribuição de densidade é projetada perpendicularmente à linha de visada, e sua soma fornece a distribuição de brilho superficial do modelo, dada por

$$S(R) = 2 \sum_1^n q_i \int_0^{\infty} \frac{l_i(a)a}{\sqrt{a^2 - R^2}} da \quad , \quad (2.3)$$

É comparada com o brilho superficial das galáxias $\mu(R)$, para revelar a densidade espacial $l_i(a)$.

Além disso, decompomos o modelo em componentes em bojo e disco, que possui perfil de densidade escrita como

$$\rho(a) = \sigma_b l(a) + \tau_d l(a) \quad , \quad (2.4)$$

onde, σ é a razão massa-luminosidade do bojo, τ é a razão massa-luminosidade do disco,

Usando a equação de Poisson ($\nabla^2 \phi = -4\pi G \rho$), obtemos a velocidade de rotação no plano galáctico gerado pelo i-ésimo componente bariônico

$$V_i^2(R) = 4\pi q_i G \int_0^R \frac{\rho_i(a)a^2}{\sqrt{R^2 - e_i^2 a^2}} da \quad , \quad (2.5)$$

onde, $e_i = (1 - q_i^2)^{1/2}$ é a excentricidade do i-ésimo componente, $\rho_i(a)$ é a densidade de massa, e que usamos para obter a velocidade do sistema.

Assumindo que a matéria escura possui distribuição esferoidal, então sua contribuição é dada por

$$V_{DM}^2(r) = \frac{GM_{DM}(r)}{r} \quad , \quad (2.6)$$

com coordenada radial r e a massa contida na esfera de raio r sendo

$$M_{DM}(r) = 4\pi \int_0^r \rho_{DM}(r') r'^2 dr' \quad . \quad (2.7)$$

O perfil Navarro-Frenk and White foi desenvolvido num contexto de simulação de N-corpos, onde o estudo do perfil de densidade do halo (escuro) de uma galáxia encontra-se em equilíbrio (virializado, isto é, quando a energia potencial vale o dobro da energia cinética), em um Universo no qual a matéria se aglomera hierarquicamente. Foi descoberto que, além de todos os perfis de densidade apresentarem o mesmo comportamento, são independentes da massa do halo, das suas flutuações primordiais de matéria e também, de parâmetros cosmológicos [17, 18]. O perfil NFW é dado por

$$\rho_{NFW} = \frac{\rho_S}{\left(\frac{r}{r_S}\right)\left(1 + \frac{r}{r_S}\right)^2} \quad , \quad (2.8)$$

onde ρ_S e r_S são parâmetros, descrevendo a densidade característica e a escala de distância respectivamente. A distribuição radial da densidade nesse caso corresponde a figura abaixo.

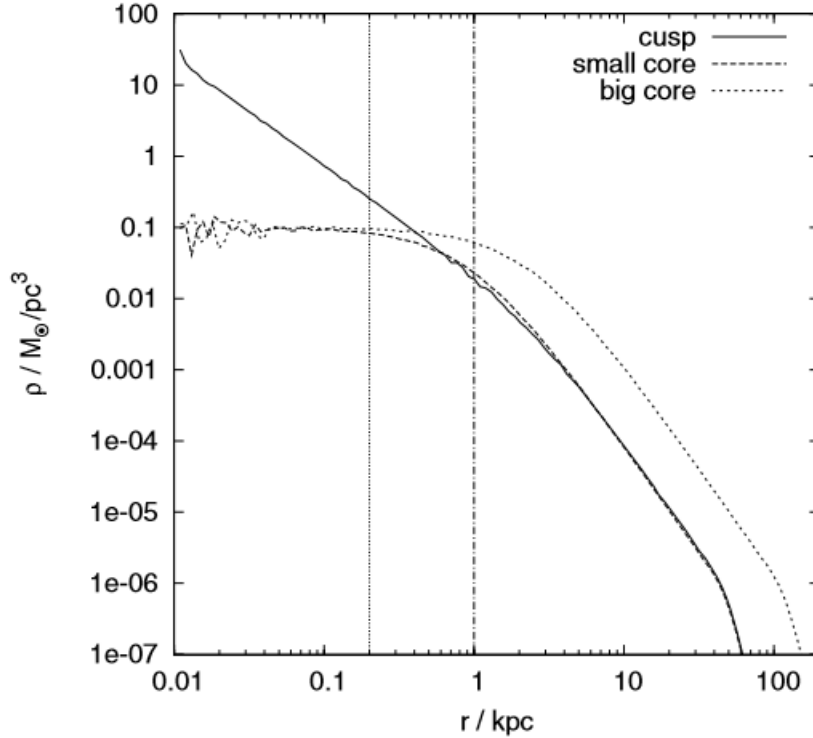


Figura 2.2: Figura retirada de [11], onde temos a distribuição radial de densidade de matéria assumindo o perfil NFW, para três halos de diferentes tamanhos. As linhas verticais indicam onde há transição no comportamento core *versus* cusp.

Assim sendo, sua contribuição para velocidade é:

$$V_{NFW}^2 = 4\pi G \rho \frac{r_s^3}{r} \left[\ln \left(1 + \frac{r}{r_s} \right) - \frac{r}{r_s} \left(\frac{1}{1 + \frac{r}{r_s}} \right) \right] . \quad (2.9)$$

Segundo a referência [5] o perfil PSE é motivado teoricamente, e é resultado da equação

$$\frac{dP}{dr} = \frac{k_B T}{m} \frac{d\rho}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} , \quad (2.10)$$

onde k_B é a constante de Boltzman, T é a temperatura, m é a massa por partícula, P é a pressão e ρ é a densidade. Compreende a estrutura de um gás ideal politrópico, com equação de estado $P(r) = \frac{K_B T}{m} \rho(r)$, em um sistema não colisional, e representa o balanço hidrostático de uma esfera auto-gravitante. Sua solução é conhecida como o perfil radial de densidade que recebe o nome de Esfera Isotérmica, que ao ter seu raio reescalado para que se evite a divergência central em $r = 0$, é denominado Pseudo Esfera Isotérmica, e é dado por

$$\rho_{PSE}(r) = \rho_{P,0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} , \quad (2.11)$$

onde $\rho_{P,0}$ e r_c são parâmetros que descrevem a densidade central e o raio que fornece a escala do núcleo. Dessa maneira, sua contribuição para a velocidade é

$$V_{PSE}^2 = 4\pi G \rho_{P,0} r_c^2 \left[1 - \left(\frac{r_c}{r} \right) \arctan \left(\frac{r}{r_c} \right) \right] . \quad (2.12)$$

Levando em consideração tanto a matéria visível, bojo e disco quanto a escura (no halo), o quadrado da velocidade orbital é

$$V^2(R) = V_b^2 + V_d^2 + V_{DM}^2 , \quad (2.13)$$

onde DM significa Dark Matter (na sigla em inglês).

Com a utilização de uma rotina em python, reconstruímos as curvas de acordo com o descrito, as quais serão utilizadas para teste comparativo perante as respectivas curvas oriundas de dados espectroscópicos (ver figuras). A metodologia que usamos segue a literatura encontrada em [5, 18, 39, 41, 15, 17, 9]

Exibimos nossos resultados nas figuras a seguir (capítulo 3), as quais mostram as curvas de rotação (geradas pela matéria puramente bariônica, bariônica + NFW e bariônica + PSE) para as galáxias de alto e baixo brilho superficial (HSB e LSB, respectivamente), nossos resultados são similares às curvas correspondentes que aparecem na literatura.

Capítulo 3

Análise das Curvas de Rotação de Galáxias

Dados fotométricos e espectroscópicos das galáxias amostradas serão usados para estudar suas respectivas curvas de rotação. Dispomos para tanto de 18 galáxias espirais, sendo 9 de alto brilho superficial (em inglês, High Surface Brightness, HSB) e 9 de baixo brilho superficial (em inglês, Low Surface Brightness, LSB), para as quais temos informações sobre as respectivas densidades superficiais de brilho, assim como dados das Curvas de Rotação espectroscópicas. Realizamos um teste comparativo entre modelos de halo de matéria escura, isto é, Navarro-Frenk-White (NFW) e Pseudo-Esfera-Isotérmica (PSE), com o objetivo de investigar a compatibilidade dos modelos com as observações. Por último, analisamos a relevância desses modelos conforme o critério estatístico de χ^2 . Registramos que nossa análise não possui viés dinâmico. Em outras palavras, não consideramos a interação entre os componentes galácticos, bojo e disco, e seu conteúdo gás e estrelas.

3.1 Descrição dos dados analisados

Utilizamos dados disponíveis na literatura [15], referentes a distribuição de densidade de brilho superficial de galáxias S_{obs} em unidades de L_{\odot}/kpc^2 , calculados a partir de $\mu(R)$ em unidades de $mag/arcsec^2$. Todas as 9 galáxias de alto brilho superficial (HSB) foram obtidas na banda I (Palunas & Williams 2000) ¹. Já das 9 galáxias LSB, 8 foram detectadas na banda R (F561-1, UGC1230, van der Hulst et al., 1993), (F563-1, F579-V1, F583-1, de Blok et al., F568-3, UGC128, UGC5750. de Blok et al., 1995) e uma na banda-V (F730-V1, Kim 2007) ².

¹Que apresentou modelos de disco máximo para uma amostra de 74 galáxias espirais localizadas nas proximidades do cluster Hydra-Centaurus. Para cada galáxia, tinham imagens CCD na banda I e mapas de velocidade bidimensional de $H\alpha$, a partir dos quais a distribuição de brilho superficial e as curvas de rotação de cada galáxia foram produzidas. A partir desta amostra foram selecionadas 9 galáxias que não apresentam barras ou warps, de forma que não contrariam a suposição da simetria axial (Gergely et al., 2011).

²São curvas de velocidade de rotação híbridas $H\alpha$ - HI das galáxias LSB F561-1, F563-1, F568-3, F730-V1, UGC5750 é de McGaugh et al. (2001), a curva de rotação em HI de F579-V1 de Blok et al.

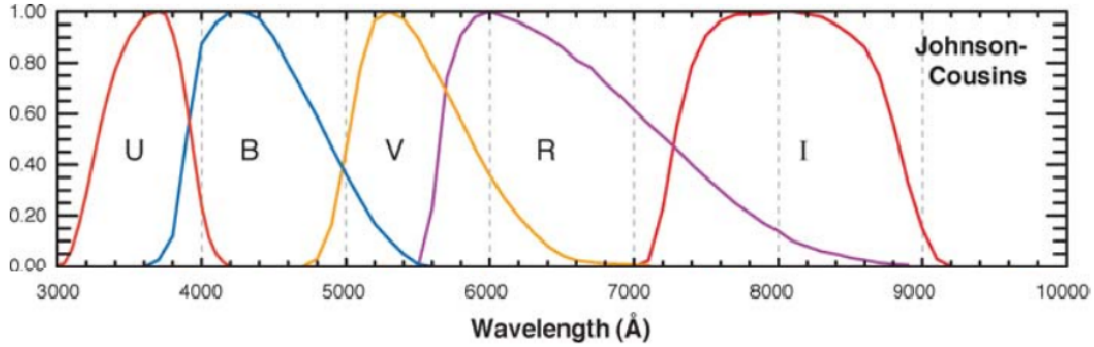


Figura 3.1: Sistema fotométrico Johnson-Cousins, no qual se definem as bandas **UBVRI**.

O gráfico acima, figura 3.1, ilustra o sistema fotométrico Johnson-Cousins (Standard Photometric Systems, Michael S. Bessell, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 43 293-336 (2005)), conforme referência [4]. É também denotado como sistema fotométrico **UBVRI**, que subdivide o espectro eletromagnético em cinco bandas que correspondem aos comprimentos de onda apropriados. Denotam-se por ultravioleta (**U**), azul (**B**), visível (**V**), vermelho (**R**) e infravermelho próximo (**I**).

O brilho absoluto do Sol, que representamos por M_{\odot} , foi substituído na Eq.(2.1) de acordo com o filtro fotométrico de observação. Em seguida, usando a Eq. (2.3) e variando os parâmetros q , $l(0)$, Ka_0 , e N , as densidades de luminosidade espacial foram ajustadas ao brilho superficial das galáxias por métodos de ajuste de mínimos quadrados. Os resultados do ajuste são apresentados na Tabela 3.1, e a decomposição do perfil de brilho se dá nos componentes bojo e disco. Ressaltamos que no caso das galáxias LSB F563-1 e F583-1, a distribuição de brilho superficial indica apenas um componente, que no caso é o bojo.

Conhecendo a distribuição espacial da matéria luminosa $l(a)$ (a variável a é dada em coordenadas cilíndricas), é possível construir o modelo de massa como descrito no capítulo 2 e, conseqüentemente, a curva de rotação do componente bariônico, ao empregarmos as leis de Newton. Estudaremos esses dados considerando a matéria bariônica e dois diferentes perfis de densidade de matéria escura a saber, Pseudo Esfera Isotérmica e Navarro-Frenk-Withe, PSE e NFW. O procedimento foi semelhante tanto para as galáxias HSB quanto LSB. Ao ajustar modelos de matéria escura, reinclui-se o componente bariônico, com razão massa-luminosidade como parâmetros livres. Nossos resultados, após ajustes usando o aferidor estatístico χ^2 , para os modelos puramente bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE encontram-se nas tabelas subseqüentes, 3.2 e 3.3.

O objetivo central do presente trabalho foi reproduzir os resultados mostrados na referência [15], que por sua vez, foi baseado em [41, 39]. No entanto, ao longo do nosso desenvolvimento, verificamos a incapacidade dos parâmetros originais (que são massa-luminosidade do bojo, σ , do disco τ e densidade central ρ e raio reescalado r , quando da inclusão da ME) em reproduzir os dados, uma vez que se encontram subestimados em sua integralidade. Isto é evidenciado através das CR geradas que, claramente, não reproduziam as observações espectroscópicas, mas foram aqui mantidas para fins de comparação.

(1996), bem como UGC128 e UGC1230 são de van der Hulst et al. (1993).

Tabela 3.3: Parâmetros que descrevem o best-fit do modelo puramente bariônico, bariônico + NFW, bariônico + PSE em galáxias LSB, retiradas de [15].

ID	σ_b	τ_b	σ_{b+NFW}	τ_{b+NFW}	$\log \rho_s \times [M_\odot pc^{-3}]$	$r_s \times kpc$	σ_{b+PSE}	τ_{b+PSE}	$\log \rho_c \times [M_\odot pc^{-3}]$	$r_c \times kpc$
<i>F561-1</i>	1.61	1.34	1.37	1.19	-5.75	16.21	0.35	0.42	-2.17	1.4
<i>F563-1</i>	2.68	—	0.14	—	-2.65	18.79	0.05	—	-1.31	2.10
<i>F568-3</i>	1.45	4.89	1.31	4.24	-5.47	32.72	0.03	0.00	-1.54	3.20
<i>F579-V1</i>	13.36	4.43	9.07	0.50	-3.20	29.84	0.22	0.07	-0.33	0.65
<i>F583-1</i>	8.11	—	0.03	—	-3.03	35.5	0.04	—	-1.58	2.66
<i>F730-1</i>	4.87	1.69	2.8	0.47	-3.52	39	0.38	0.56	-0.96	1.2
<i>UGC128</i>	0.03	14.79	0.004	2.9	-3.85	82	0.26	0.19	-2.13	6.43
<i>UGC1230</i>	0.01	19.80	0.12	1.00	-3.22	32	0.17	0.21	-2.15	5.33
<i>UGC5750</i>	0.02	4.65	0.02	0.38	-3.31	23	0.08	0.80	-2.62	6.40

3.2 Análise estatística dos modelos bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE

Com os dados da tabela 3.1 pudemos reconstruir as CR conforme os modelos considerados no capítulo anterior, e os parâmetros livres correspondendo a razão massa-luminosidade tanto do bojo quanto do disco em referência ao modelo puramente bariônico. Paralelamente, reconstruímos as mesmas curvas, mas considerando os parâmetros das colunas 2 e 3 (σ_b e τ_b) das tabelas 3.2 e 3.3 para fins de comparação, pois esses dados foram utilizados em [15] para construir as curvas correspondentes. Nossa principal motivação é investigar a real necessidade da inclusão de um perfil de matéria escura na qualidade do ajuste às observações espectroscópicas.

Ao adicionarmos o primeiro modelo de matéria escura (NFW), mantivemos livres os parâmetros de densidade central ρ_S e raio reescalado $r_{S,c}$ (sendo S para NFW e c para PSE). Similarmente, reconstruímos as curvas conforme as colunas 6 e 7, das tabelas 3.2 e 3.3 (ρ_s e r_s). Nossa motivação é saber a quantidade de matéria escura que temos que incluir para obtermos o formato plano revelado pela espectroscopia nas CR. Analogamente, procedemos a inclusão do perfil PSE, mas para isso, com base nas colunas 10 e 11 das tabelas 3.2 e 3.3 (ρ_c e r_c). Nossos resultados seguem abaixo, onde apresentamos também o χ^2 normalizado (caso a caso), ou seja, dividido pelo valor correspondente ao número de parâmetros livres do modelo assumido (2) menos o número dados observados (de acordo com [15]).

Tabela 3.4: Parâmetros que descrevem o best-fit do modelo puramente bariônico, bariônico + NFW, bariônico + PSE. Análises correspondentes as galáxias HSB.

ID	σ_b	τ_b	χ^2	σ_{b+NFW}	τ_{b+NFW}	$\log\rho_s \times [M_{\odot}pc^{-3}]$	$r_s kpc$	χ^2	σ_{b+PSE}	τ_{b+PSE}	$\log\rho_c \times [M_{\odot}pc^{-3}]$	$r_c kpc$	χ^2
<i>ESO215G39</i>	7.53	11.46	0.511	5.76	3.43	-3.11	116	0.271	3.47	0.01	-0.72	1.78	0.124
<i>ESO322G76</i>	1.22	2.83	0.486	1.22	1.85	-3.77	243	0.197	1.39	1.48	-1.54	4.26	0.201
<i>ESO322G77</i>	2.67	4.39	0.269	2.67	3.56	-3.67	277	0.239	3.34	3.00	-1.01	2.05	0.328
<i>ESO323G25</i>	5.86	3.69	0.677	6.20	3.14	-4.45	722	0.504	3.28	1.69	-0.001	0.75	0.248
<i>ESO383G02</i>	2.87	4.00	0.186	2.87	3.83	-2.87	9	0.185	2.38	2.83	-0.75	1.10	0.182
<i>ESO445G19</i>	2.78	3.00	0.134	2.78	2.78	-4.00	153	0.105	2.78	2.33	-1.67	3.76	0.102
<i>ESO446G01</i>	1.51	4.22	0.367	2.01	0.44	-3.77	485	0.187	1.67	1.00	-1.00	2.56	0.244
<i>ESO509G80</i>	3.14	4.86	0.526	3.14	4.89	-4.43	82	0.503	2.57	0.15	-1.15	5.18	0.456
<i>ESO569G17</i>	1.12	1.89	0.217	1.12	1.67	-3.33	120	0.190	0.67	1.67	-0.001	0.34	0.123

Tabela 3.5: Parâmetros que descrevem o best-fit do modelo puramente bariônico, bariônico + NFW, bariônico + PSE. Análises correspondentes as galáxias LSB.

ID	σ_b	τ_b	χ^2	σ_{b+NFW}	τ_{b+NFW}	$\log\rho_s \times [M_{\odot}pc^{-3}]$	$r_s kpc$	χ^2	σ_{b+PSE}	τ_{b+PSE}	$\log\rho_c \times [M_{\odot}pc^{-3}]$	$r_c kpc$	χ^2
<i>F561 - 1</i>	2.97	2.36	1.214	2.84	2.42	-5.78	16.21	1.2	0.38	0.76	-5.75	1.4	0.55
<i>F563 - 1</i>	2.68	-	1.331	0.32	-	-2.47	18.79	0.12	0.22	-	-1.21	2.10	0.106
<i>F568 - 3</i>	2.97	8.42	1.143	2.92	8.47	-18.68	32.72	1.143	0.75	0.56	-1.55	3.20	0.578
<i>F579 - V1</i>	25.0	7.86	0.089	20.08	0.54	-2.71	29.84	0.139	4.89	1.31	-0.29	0.65	0.0125
<i>F583 - 1</i>	8.17	-	8.2	1.40	-	-3.07	35.5	0.95	0.48	-	-1.55	2.66	0.053
<i>F730 - 1</i>	7.71	5.39	0.067	3.30	0.01	-2.64	39	0.542	6.50	4.96	-1.29	1.2	0.255
<i>UGC128</i>	1.34	14.16	1.992	0.94	6.89	-3.67	82	0.079	1.83	0.94	-2.00	6.43	0.065
<i>UGC1230</i>	0.001	17.00	4.123	0.001	1.78	-3.07	32	2.85	0.72	4.86	-2.14	5.33	0.17
<i>UGC5750</i>	0.01	9.50	0.317	0.01	2.32	-3.07	23	1.577	0.01	5.14	-2.50	6.40	0.026

3.3 Resultados das análises das curvas de rotação

Nas curvas mostradas em linhas sólidas, figuras 3.2 e 3.3, temos os parâmetros originais. Em pontilhadas com os outputs gerados pelo código usado, e que se encontram nas tabelas 3.4 e 3.5. Os pontos com barra de erro são os dados espectroscópicos. Em azul, temos o modelo puramente bariônico, em vermelho e verde, os modelos bariônico + NFW e bariônico + PSE respectivamente.

Como podemos extrair das análises mostradas (todos os modelos possuem igual número de parâmetros e χ^2 reduzido mais próximo de 1 foi o critério considerado) e comparando as tabelas 3.2 e 3.3 com 3.4 e 3.5, os parâmetros reajustados apresentam um valor significativamente melhor em comparação com os originais (ajustes mais precisos). Além disso, dos modelos de matéria escura, há preferência pelo perfil NFW em galáxias LSB, diferentemente das HSB, onde o modelo puramente bariônico predomina amplamente.

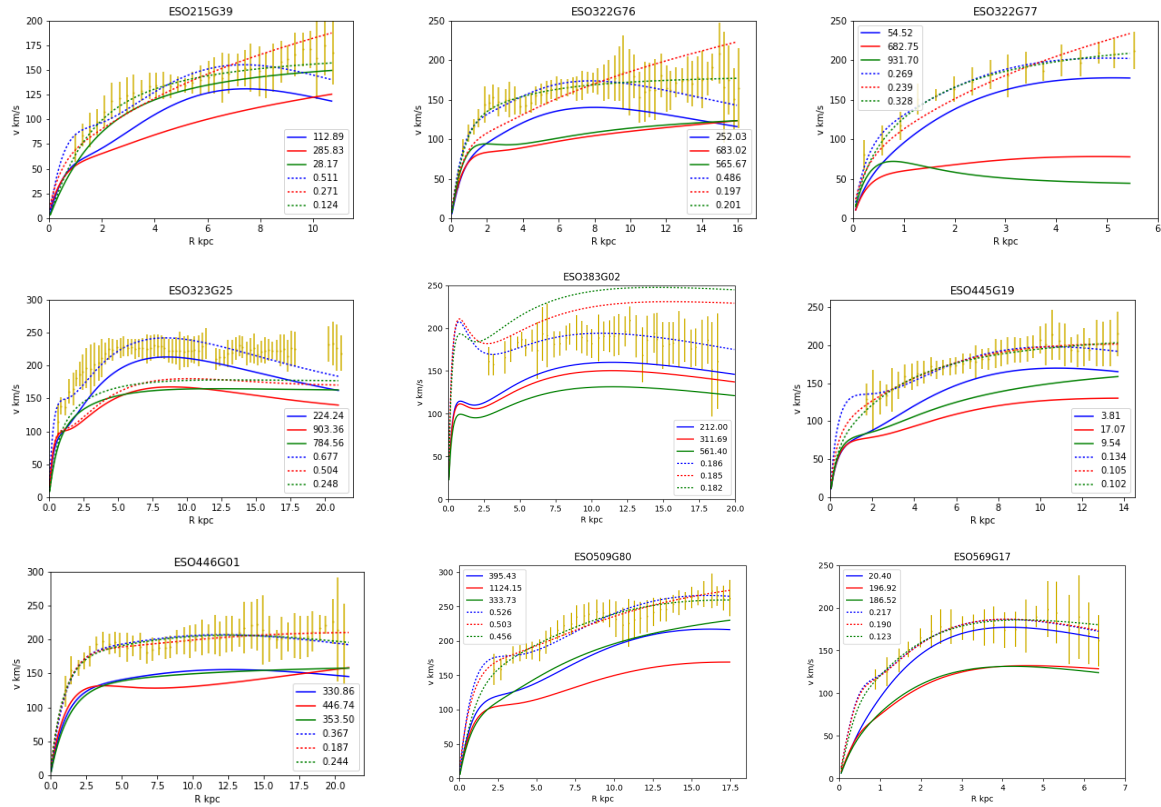


Figura 3.2: Curvas de rotação ajustadas para as galáxias de alto brilho superficial, HSB. Os pontos com barra de erro denotam dados espectroscópicos. Linhas sólidas remetem aos resultados reproduzidos de acordo com os parâmetros originais da referência [15] cujas cores referem-se aos modelos puramente bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE como azul, vermelho e verde respectivamente. As curvas pontilhadas seguem a mesma notação, sendo que foram produzidas com os parâmetros recalculados para obter o melhor ajuste dos modelos aos dados observacionais.

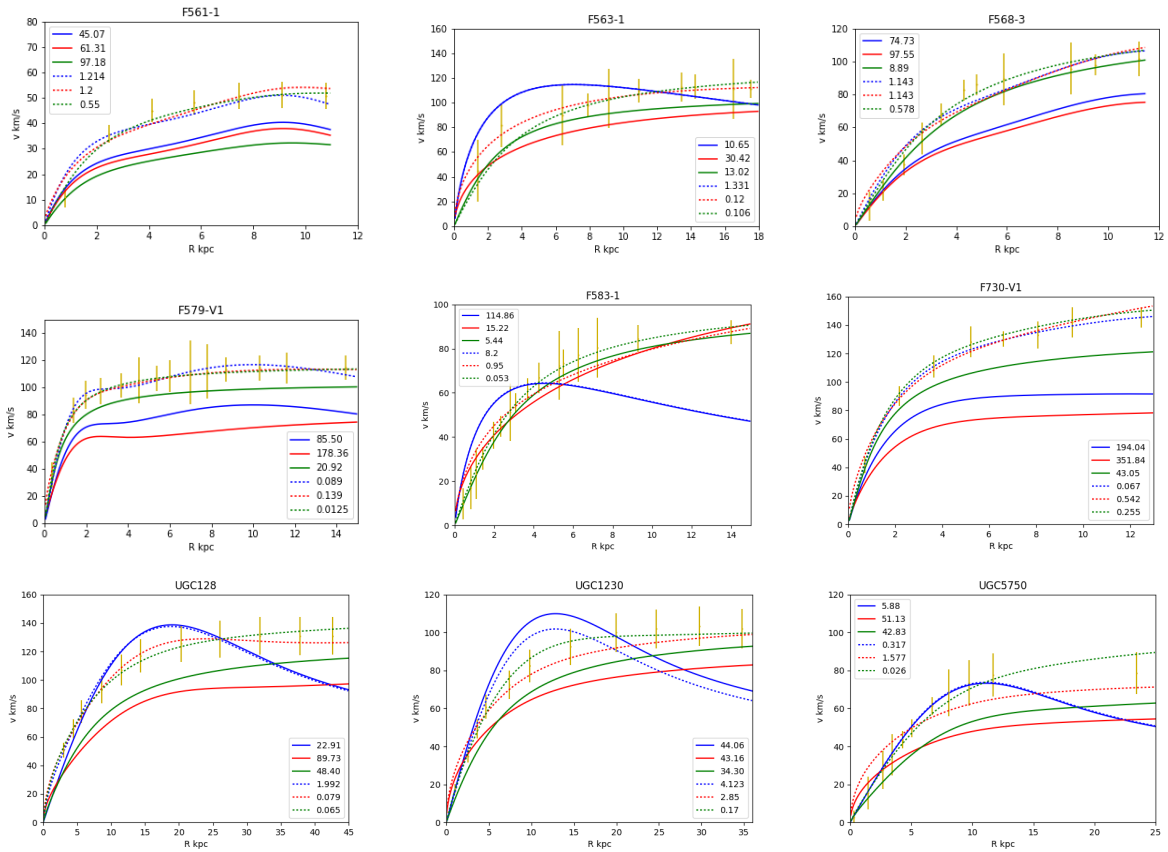


Figura 3.3: Curvas de rotação ajustadas para as galáxias de baixo brilho superficial, LSB. Os pontos com barra de erro denotam dados espectroscópicos. Linhas sólidas remetem aos resultados reproduzidos de acordo com os parâmetros originais da referência [15] cujas cores referem-se aos modelos puramente bariônico, bariônico + NFW e bariônico + PSE como azul, vermelho e verde respectivamente. As curvas pontilhadas seguem a mesma notação, sendo que foram produzidas com os parâmetros recalculados para obter o melhor ajuste dos modelos aos dados observacionais.

3.3.1 Análise de Galáxias de alto brilho Superficial (HSB)

Neste caso, há clara preferência pelo modelo puramente bariônico. Sendo que o perfil PSE demonstrou melhor desempenho em somente um caso, a saber; ESO322G77. Ao passo que o perfil NFW não apresenta melhor ajuste em nenhum dos casos. Sintetizamos então, o seguinte cenário;

- Em 8 casos, ESO215G39, ESO322G76, ESO323G25, ESO383G02, ESO445G19, ESO446G01, ESO509G80 e ESO569G17 se obteve um excelente ajuste, com χ^2 normalizado indicando a preferência pelo modelo puramente bariônico,
- Em 1 caso, ESO322G77, obtivemos um bom ajuste, com χ^2 normalizado indicando a preferência pelo modelo PSE,
- Não houve ocorrência para NFW.

3.3.2 Análise de Galáxias de baixo brilho superficial, (LSB)

Neste caso, há clara preferência pelo modelo NFW, ao passo que o perfil puramente bariônico ajusta melhor as observações no caso da galáxia F563-1. Em particular, a galáxia F568-3 permite um bom ajuste tanto para o modelo puramente bariônico quanto NFW. Este último, mostra-se mais adequado para as galáxias F561-1, F579-V1, F583-1, F730-V1, UGC128 e UGC5750. Por fim, o modelo PSE ajusta melhor os dados para UGC1230. Sintetizamos então, o seguinte cenário;

- Em 2 casos, F563-1 e F568-3, que divide importância com NFW, se obteve um melhor ajuste com χ^2 reduzido indicando a preferência pelo modelo puramente bariônico,
- Em 1 caso, UGC1230 se obteve um melhor ajuste com χ^2 reduzido indicando a preferência pelo modelo PSE,
- Em 7 casos, F561-1, F568-3, F579-V1, F583-1, F730-V1, UGC128 e UGC5750 se obteve um melhor ajuste com χ^2 reduzido indicando a preferência pelo modelo NFW.

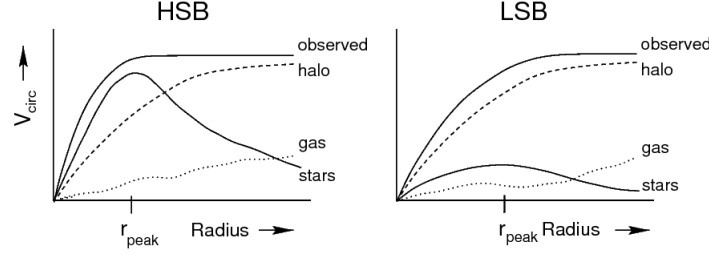


Figura 3.4: Representação icônica da diferença sistemática entre a cinemática de uma galáxia HSB e LSB, com velocidades de rotação similares às observadas. Figura retirada de [44].

3.4 Discussão dos resultados

Em consonância com os objetivos propostos, neste capítulo estudamos as CR de uma amostra cuidadosamente escolhida, ver seção 3.1, composta por 18 galáxias (sendo 9 HSB e 9 LSB) cujos dados fotométricos e espectroscópicos encontram-se disponíveis na literatura. Pudemos averiguar a necessidade de incorporarmos um halo composto por matéria escura fria, em um Universo bem descrito pelo modelo Λ CDM.

Dos perfis de densidade apresentados (todos apresentam igual número de parâmetros) aquele encontrado em simulações de N-corpos por Navarro, Frenk e White, NFW, motivado fenomenologicamente, mostrou-se predominante. Sua ocorrência é favorecida principalmente nas galáxias LSB, sendo sete entre nove, apresentando melhores níeis de χ^2 reduzido. Em um caso, houve ambiguidade com perfil de densidade puramente bariônico, que ocorreu para F568-3, equanto para F563-1, somente bárions foi preferível. Além disso, há uma ocorrência de favorecimento ao perfil PSE. De forma complementar, para as galáxias de Alto Brilho Superficial, HSB, o modelo que envolve somente bárions é bem favorecido em todos os casos.

Dessa maneira, temos que a não inclusão de quaisquer dos perfis de ME em LSB, ou seja, somente o componente bariônico, apresenta melhor ajuste em apenas um caso frente ao total. Dito de outra maneira, à excessão de um caso, todos os demais ajustes se mostraram insatisfatórios, quando comparados à adição de ME. Reforça-se portanto, diversos trabalhos anteriores, entre eles, podemos citar: [7] e [44]. Com respeito a este último, no qual retiramos a figura 3.4, ilustramos a idéia de que galáxias LSB são mais suscetíveis à matéria escura em comparação com galáxias HSB. Esta figura ainda nos permite notar que, principalmente em HSB, mas de forma geral, para regiões internas, o movimento circular é dominado pelo conteúdo bariônico, gás e estrelas, em detrimento da própria matéria escura. Diferentemente, quanto maior o raio observado, mais a ME exerce o domínio do movimento.

Capítulo 4

Conclusões e perspectivas

O mistério que envolve a existência da chamada matéria escura (ME) despontou no cenário científico em 1933 com Fritz Zwicky [46], e desde então permanece um dos mais intrigantes até os dias atuais.

A presença ubíqua da ME no Universo permanece até hoje como um dos problemas centrais para cosmologia moderna. Sua abrangência varia desde pequenos sistemas galácticos a até mesmo todo o Universo observável. Como forte evidência, discutimos basicamente sua convincente presença em galáxias anãs e espirais, principalmente nos baseando em trabalhos pioneiros da astrônoma Vera Cooper Rubin (1928 – 2016) através do estudo de curvas de rotação (CR) [27, 29, 28, 26, 8, 14].

É amplamente conhecido que a velocidade de rotação nas regiões externas das galáxias é muito maior que aquela que seria produzida por seu conteúdo bariônico. E essa discrepância é associada à existência da ME. De acordo com a dinâmica Newtoniana, o conteúdo luminoso de uma galáxia, insuficiente para descrever seu movimento orbital, encontra-se imerso em um halo escuro, cuja massa escura associada a ele desempenha um efeito gravitacional dominante, revelando um perfil de velocidades bem característico, que observamos na natureza. Consequentemente, podemos testar diferentes modelos (ou classes de modelos) matemáticos com a finalidade de, possivelmente, entendermos este fenômeno.

Para atingirmos os objetivos propostos nesta dissertação, entudando as características dessas curvas, utilizamos uma base de dados cuidadosamente escolhida, constituída por 18 galáxias espirais sendo 9 de alto brilho superficial, HSB em inglês (ESO 215G39, ESO322G76, ESO322G77, ESO323G25, ESO383G02, ESO445G19, ESO445G19, ESO446G01, ESO509G80 e ESO569G17, todas extraídas de Palunas & Williams 2000) e 9 de baixo brilho superficial, LSB (F561-1, F563-1, F568-3, F583-1, F730-V1, UGC 5750 extraídas de McGaugh et al. 2001, F579-V1 extraídas de Blok et al. 1996 e UGC 128, UGC 1230 extraídas de van der Hulst et al. 1993), representativas de várias morfologias.

Em particular, o conjunto de galáxias HSB contém espirais de vários perfis de brilho, com brilho superficial no centro do disco, na banda I, variando de $18.29\text{mag}/\text{arcsec}^2$ à

20.50mag/arcsec². O conjunto de galáxias LSB contém galáxias de disco e galáxias anãs. Para as galáxias selecionadas, tanto os dados de densidade de brilho superficial como os dados da curva de rotação espectroscópica (utilizando nuvens de $H\alpha - HI$) estão disponíveis na literatura.

Utilizamos este conjunto de dados para um teste comparativo de dois modelos de halo de ME frequentemente aplicados e bem estabelecidos: Navarro-Frenk-White (NFW) e Pseudo-Esfera-Isotérmica (PSE). Assim, investigamos a compatibilidade do modelo bariônico puro e o modelo bariônico mais cada um dos modelos de halo mencionados, com igual número de parâmetros livres. Estamos interessados em saber se o componente escuro é, e em que quantidade, ou não, necessário para explicar as curvas de rotação espectroscópicas/fotométricas já estudadas na literatura.

É oportuno enfatizar que as nossas análises são ajustes de caráter puramente cinemático. Ou seja, as hipóteses, bem como os modelos estudados não estão relacionados à dinâmica da interação da galáxia através de seus componentes, bojo e disco, com as nuvens de gás e estrelas em seus braços espirais. Para estudos que modificam esta dinâmica de interação, ver por exemplo, referência [20].

A distribuição de massa do componente bariônico das galáxias foi derivado a partir da distribuição de luminosidade espacial, usando a equação 2.2, também conhecida como perfil de Sérsic, conforme a referência [41], onde se transforma o perfil de brilho em perfil de massa. Estes valores foram corrigidos de modo que estejam perpendiculares a linha de visada, via equação 2.3. Além disso, os perfis de brilho foram ajustados para obtenção das relações massa-luminosidade para cada componente e para cada galáxia. Tanto no caso do modelo puramente bariônico, quanto no da adição dos modelos NFW e PSE, onde temos adicionalmente a densidade central de matéria escura e raio reescalado como parâmetros livres, realizamos o teste estatístico de mínimos quadrados, χ^2 , em relação a um fator de normalização, que considera o número de parâmetros livres menos o número de dados observados, para com isso, estabelecermos a relevância/prevalência desses modelos.

Contudo, ao reproduzirmos as curvas fruto dos ajustes extraídos de [15], notamos que os parâmetros se mostraram claramente incapazes de explicar os dados espectroscópicos de forma robusta. Daí, surgiu a oportunidade de produzirmos novas análises, que nos levam à novos parâmetros referentes aos modelos estudados. Assim, criamos uma rotina em python de modo a computar nossas próprias estatísticas. Elas se encontram expostas nas tabelas 3.4 e 3.5 (são eles: $\sigma, \tau, \rho_S, r_S, \rho_c, r_c$ para cada um dos três modelos e seus respectivos χ^2 devidamente normalizados). Conseqüentemente, produzimos nossas curvas em linhas pontilhadas, ver figuras 3.1 e 3.2, e em linhas sólidas, redesenhamos as CR com os parâmetros originais, de [15], para efeitos comparativos.

Nossos principais resultados são:

- Em 8 casos, ESO215G39, ESO322G76, ESO323G25, ESO383G02, ESO445G19, ESO446G01, ESO509G80 e ESO569G17 se obteve um excelente ajuste, com χ^2 indicando a preferência pelo modelo puramente bariônico.
- Em 1 caso, ESO322G77, obtivemos um bom ajuste, com χ^2 indicando a preferência

pelo modelo PSE.

- Em 2 casos, F563-1 e F568-3 se obteve um melhor ajuste com χ^2 indicando a preferência pelo modelo puramente bariônico.
- Em 1 caso, UGC1230 se obteve um melhor ajuste com χ^2 indicando a preferência pelo modelo PSE.
- Em 7 casos, F561-1, F568-3, F579-V1, F583-1, F730-V1, UGC128 e UGC5750 se obteve um melhor ajuste com χ^2 indicando preferência pelo modelo NFW. Notamos que F568-3 reaparece novamente pois também permite um bom ajuste.

Notamos dessa maneira que, a dispensa de um modelo que descreve o perfil de massa (incluindo a ME) do halo oferece um entrave à explicação das curvas observadas espectroscopicamente. Galáxias LSB necessitam uma inclusão quantitativa (densidade central de ME) maior em relação às HSB, em média. Também, o perfil proposto por Navarro-Frenk-White melhor se coaduna à fenomenologia envolvida. Sabemos que o debate central acerca do tema da ME, entender sua natureza, está longe de um ponto final. Suas propriedades fundamentais permanecem em aberto, bem como seu papel na dinâmica do Universo em escala cosmológica. Finalmente, esperamos através desta dissertação, incentivar novos testes envolvendo outros perfis de halo de ME, como por exemplo, o perfil de Einasto, de Hernquist ou Darkexp, encontrados por exemplo na referência [9]. Inclusive, estendendo-os a novos surveys que provejam uma quantidade cada vez maior de dados, tanto no contexto fotométrico quanto no espectroscópico.

Referências Bibliográficas

- [1] PAR Ade, N Aghanim, M Arnaud, M Ashdown, J Aumont, C Baccigalupi, AJ Banday, RB Barreiro, JG Bartlett, N Bartolo, et al. Planck 2015 results-xiii. cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 594:A13, 2016.
- [2] Rene Andrae, Tim Schulze-Hartung, and Peter Melchior. Dos and don'ts of reduced chi-squared. *arXiv preprint arXiv:1012.3754*, 2010.
- [3] KG Begeman, AH Broeils, and RH Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 249(3):523–537, 1991.
- [4] Michael S Bessell. Standard photometric systems. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 43:293–336, 2005.
- [5] James Binney and Michael Merrifield. *Galactic astronomy*. Princeton University Press, 1998.
- [6] JR Bond and G Efstathiou. The statistics of cosmic background radiation fluctuations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 226:655–687, 1987.
- [7] WJG De Blok and A Bosma. High-resolution rotation curves of low surface brightness galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, 385(3):816–846, 2002.
- [8] WJG De Blok, Stacy S McGaugh, and Vera C Rubin. High-resolution rotation curves of low surface brightness galaxies. ii. mass models. *The Astronomical Journal*, 122(5):2396, 2001.
- [9] Leandro J Beraldo e Silva, Marcos Lima, and Laerte Sodr e. Testing phenomenological and theoretical models of dark matter density profiles with galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436(3):2616–2624, 2013.
- [10] Wendy L Freedman, Barry F Madore, Brad K Gibson, Laura Ferrarese, Daniel D Kelson, Shoko Sakai, Jeremy R Mould, Robert C Kennicutt Jr, Holland C Ford, John A Graham, et al. Final results from the hubble space telescope key project to measure the hubble constant. *The Astrophysical Journal*, 553(1):47, 2001.
- [11] Tobias Goerdt, Ben Moore, JI Read, Joachim Stadel, and Marcel Zemp. Does the fornax dwarf spheroidal have a central cusp or core? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368(3):1073–1077, 2006.

- [12] Alan H Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Physical Review D*, 23(2):347, 1981.
- [13] Edwin Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 15(3):168–173, 1929.
- [14] Deidre A Hunter, Vera C Rubin, Rob A Swaters, Linda S Sparke, and Stephen E Levine. The stellar and gas kinematics of several irregular galaxies. *The Astrophysical Journal*, 580(1):194, 2002.
- [15] E Kun, G Szűcs, Z Keresztes, and LÁ Gergely. Comparative testing of dark matter models with 9 hsb and 9 lsb galaxies. *arXiv preprint arXiv:1604.02465*, 2016.
- [16] Mordehai Milgrom. A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *The Astrophysical Journal*, 270:365–370, 1983.
- [17] Julio F Navarro. Dark matter halos and disk rotation curves. *Arxiv preprint astro-ph/9801073*, 1998.
- [18] Julio F Navarro, Carlos S Frenk, and Simon DM White. A universal density profile from hierarchical clustering. *The Astrophysical Journal*, 490(2):493, 1997.
- [19] GB Neto. Notas de aula. *UFRGS. Disponível em: <http://www.pgge.ufrgs.br/giacomo/arquivos/escolhapublica/aula04.pdf>* Acessado em, 10:06–14.
- [20] Vladimir G Ortega and JA de Freitas Pacheco. Dark matter in sc galaxies. *The Astronomical Journal*, 106:899–906, 1993.
- [21] Povilas Palunas and TB Williams. Maximum disk mass models for spiral galaxies. *The Astronomical Journal*, 120(6):2884, 2000.
- [22] Philip JE Peebles and JT Yu. Primeval adiabatic perturbation in an expanding universe. *The Astrophysical Journal*, 162:815, 1970.
- [23] HV Peiris, E Komatsu, L Verde, DN Spergel, CL Bennett, M Halpern, G Hinshaw, N Jarosik, A Kogut, M Limon, et al. First-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap)* observations: implications for inflation. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148(1):213, 2003.
- [24] Adam G Riess, Lucas M Macri, Samantha L Hoffmann, Dan Scolnic, Stefano Casertano, Alexei V Filippenko, Brad E Tucker, Mark J Reid, David O Jones, Jeffrey M Silverman, et al. A 2.4% determination of the local value of the hubble constant based on observations with the nasa/esa hubble space telescope, obtained at the space telescope science institute, which is operated by aura, inc., under nasa contract nas 5-26555. *The Astrophysical Journal*, 826(1):56, 2016.
- [25] Vera C Rubin. Galaxy dynamics and the mass density of the universe. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 90(11):4814–4821, 1993.

- [26] Vera C Rubin, David Burstein, W Kent Ford Jr, and Norbert Thonnard. Rotation velocities of 16 sa galaxies and a comparison of sa, sb, and sc rotation properties. *The Astrophysical Journal*, 289:81–98, 1985.
- [27] Vera C Rubin and W Kent Ford Jr. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *The Astrophysical Journal*, 159:379, 1970.
- [28] Vera C Rubin, W Kent Ford Jr, Norbert Thonnard, and David Burstein. Rotational properties of 23 sb galaxies. *The Astrophysical Journal*, 261:439–456, 1982.
- [29] Vera C Rubin, N Thonnard, and WK Ford Jr. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. iv-systematic dynamical properties, sa through sc. *The Astrophysical Journal*, 225:L107–L111, 1978.
- [30] Barbara Ryden. *Introduction to cosmology*. Cambridge University Press, 2016.
- [31] Rainer K Sachs and Arthur M Wolfe. Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background. *The Astrophysical Journal*, 147(1):73–90, 1967.
- [32] RH Sanders. A historical perspective on modified newtonian dynamics 1. *Canadian Journal of Physics*, 93(2):126–138, 2014.
- [33] Tilman Sauer. Einstein equations and hilbert action: What is missing on page 8 of the proofs for hilbert’s first communication on the foundations of physics? *Archive for history of exact sciences*, 59(6):577–590, 2005.
- [34] Riccardo Scarpa, José B Almeida, and Eric J Lerner. Modified newtonian dynamics, an introductory review. In *AIP Conference Proceedings*, volume 822, pages 253–265. AIP, 2006.
- [35] Douglas Scott and George F Smoot. Cosmic microwave background mini-review. *arXiv preprint arXiv:1005.0555*, 2010.
- [36] Joseph Silk. Cosmic black-body radiation and galaxy formation. *The Astrophysical Journal*, 151:459, 1968.
- [37] Yoshiaki Sofue and Vera Rubin. Rotation curves of spiral galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39(1):137–174, 2001.
- [38] Rashid A Sunyaev and Ya B Zeldovich. Small-scale fluctuations of relic radiation. *Astrophysics and Space Science*, 7(1):3–19, 1970.
- [39] A Tamm and P Tenjes. Surface photometry and structure of high redshift disk galaxies in the hdf-s nicmos field. *Astronomy & Astrophysics*, 449(1):67–78, 2006.
- [40] JM Tejeiro. Principios de relatividad general. *Universidad Nacional de Colombia*, 2005.
- [41] Elmo Tempel and Peeter Tenjes. Line-of-sight velocity dispersions and a mass-distribution model of the sa galaxy ngc 4594. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 371(3):1269–1279, 2006.

- [42] R Brent Tully and J Richard Fisher. A new method of determining distances to galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 54:661–673, 1977.
- [43] Licia Verde. Statistical methods in cosmology. In *Lectures on Cosmology*, pages 147–177. Springer, 2010.
- [44] Marc Verheijen and Brent Tully. A dichotomy between hsb and lsb galaxies. In *International Astronomical Union Colloquium*, volume 171, pages 92–101. Cambridge University Press, 1999.
- [45] Steven Weinberg. *Cosmology*. Oxford University Press, 2008.
- [46] Fritz Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *The Astrophysical Journal*, 86:217, 1937.