

Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza
Observatório do Valongo

Iker Olivares Salaverri

**MODELOS COSMOLÓGICOS E O PERFIL DE
BRILHO DE GALÁXIAS DISTANTES**

2011



Iker Olivares Salaverri

MODELOS COSMOLÓGICOS E O PERFIL DE BRILHO DE GALÁXIAS DISTANTES

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia, Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Astronomia.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Byrro Ribeiro.

Rio de Janeiro
Abril de 2011

Olivares-Salaverri, I.

Modelos Cosmológicos e o Perfil de Brilho de Galáxias Distantes.

Iker Olivares Salaverri - Rio de Janeiro:

UFRJ/ OV, 2011

xii, 62f.:il; 30 cm

Orientador: Marcelo B. Ribeiro

Dissertação (Mestrado em Astronomia) - UFRJ/ OV/ Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2011.

Referências Bibliográficas: f: 128-133.

1.Fundamentos Teóricos 2.Distância por Área Observada para Métricas FLRW
3.Galáxias 4.Brilho Superficial Galáctico 5.Brilho Superficial Recebido

I. Ribeiro, Marcelo B.

II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Observatório do Valongo,
Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2011 III. Título.

Resumo

O objetivo desse trabalho é apresentar e estender o teste cosmológico proposto por Ellis e Perry (1979) onde a distância por área observada (distância por diâmetro angular), obtida em um modelo cosmológico relativístico, se conecta com o perfil de brilho superficial galáctico. Foram considerados os modelos cosmológicos Λ CDM e de Einstein-de Sitter, a partir dos quais foram obtidos os valores para as distâncias por área observada. No caso do modelo de Einstein-de Sitter, foram calculados os desvios para o vermelho onde a distância por área não varia. Foi feita uma revisão das principais características dos dois principais tipos morfológicos de galáxias, a saber, galáxias elípticas e espirais, foram apresentadas as características dos vários perfis de brilho galáctico existentes na literatura, a saber, perfil de Hubble-Reynolds, Hubble-Oemler, Abell-Mihalas, de Vaucouleurs, Sérsic e Core-Sérsic, assim como a conexão que esses perfis têm com várias propriedades galácticas. Escolhendo o perfil de Sérsic como sendo o que melhor se adapta às nossas necessidades, foram realizadas simulações para os brilhos superficiais recebidos nos dois modelos cosmológicos considerados. Calculou-se a razão entre os brilhos recebidos dos dois modelos cosmológicos. Observou-se que o comportamento desta razão depende do valor do índice de Sérsic e que o desvio para o vermelho onde a diferença entre os dois modelos é máxima aumenta à medida em que o valor do índice de Sérsic torna-se maior. Observou-se também que a razão entre o ângulo observado e o raio efetivo muda consideravelmente o comportamento da razão dos brilhos recebidos entre os dois modelos cosmológicos. Ademais, foram identificados valores da razão do ângulo observado e raio efetivo em função do desvio para o vermelho onde a razão de brilho recebido das duas cosmologias consideradas torna-se independente do índice de Sérsic. Finalmente, através dos resultados obtidos e do conhecimento das características dos tipos morfológicos galácticos, discutiu-se os critérios necessários para o estabelecimento de uma classe homogênea de galáxias.

Abstract

The aim of this work is to study and extend the cosmological test developed by Ellis and Perry (1979), where the observed area distance, also known as angular diameter distance, obtained from a relativistic cosmological model, is connected with the galactic brightness profile. The cosmological models studied are Λ CDM and Einstein-de Sitter. Values for the observer area distance were derived in each model. In the Einstein-de Sitter model the redshifts where the observer area distance have the same value were calculated. A review of the main properties of the two most important galactic morphological types, ellipticals and spirals, was also carried out. The different galactic brightness profiles presented in the literature are studied, as well as the connection of such profiles with the different galactic properties. Having selected Sérsic's profile as the best choice for our purpose, simulations were made for the received brightness profile in the two cosmological models under consideration in this work. The ratio of the received brightness of the two cosmological models and how this ratio depends on the Sérsic index were studied. The redshift where we have the highest ratio between these two cosmological model was found to be proportional to the Sérsic index. It was also noted that the variation of the ratio of observed angle with the effective radius affects significantly the behaviour of the ratio of the brightness profile between these two cosmological models. We also noted that at some values of the ratio of observed angle and effective radius, the ratio of the received brightness between the two cosmological models becomes independent of the Sérsic index. We also obtained the values of the ratio of observed angle and effective radius and at what redshift this happens. Finally, it is discussed the concept of homogeneous class of galaxies by means of these results and the knowledge of the properties of the galactic morphological types.

Agradecimentos

A presente dissertação não estaria finalizada se não tivesse os agradecimentos correspondentes.

Em primeiro lugar quero agradecer o meu orientador Marcelo Byrro Ribeiro, pela sua sapiência na hora de orientar e em especial por sua paciência tanto na correção do “Basportunhol”, como pela minha ansiedade na busca de conhecimento.

Quero agradecer aos meus colegas da Astronomia, os colombianos Andrés Perez e Carlos Molina, Gustavo Dopcke, Letícia Dutra Ferreira, Marcelo de Lima Leal Ferreira, Theo Kouro, Bruna Vajgel, e demais colegas. Em especial quero agradecer a Álvaro Iribarem pelas discussões e ajudas, que fizeram com que o nível científico deste trabalho aumentasse consideravelmente. Quero agradecer a todas as pessoas que trabalham no Observatório do Valongo, professores, funcionários e colegas, pelo ambiente acolhedor e produtivo. Aos professores e coordenadores da pós-graduação em Astronomia pela oportunidade e apoio.

Agradeço à CAPES pelo financiamento de dois anos de bolsa de mestrado

Por outro lado quero agradecer ao Brasil por ter me oferecido a possibilidade de realizar o presente mestrado assim como pela grande hospitalidade de sua gente. Agradeço as amizades que fiz tanto quando estudei na PUC-Rio como neste período, na UFRJ. Em especial agradeço ao Leonardo Soares Bazani, Pedro Garbocci Heredia de Sá, Ricardo Machado, Rafael Schiebel, Gustavo Arregui entre outros pela grande amizade que fiz com vocês, e pela paciência que tiveram comigo quando dizia que “tenho que estudar”.

Finalmente agradeço à “Maravilhosa Cidade” por ser eterna fonte de inspiração em todos os sentidos.

Eskerrak

Azkenean heldu naiz lan honen amaierara, baina eskerrak emon barik lan hau ez litzateke bukatuta egongo. Nire aitari, Pedro Olivares Chertudi, eta nire amari, Adelaida Salaverri Nalda, eskertzen diet nagusiki, beraien amore eta laguntza barik ez bait nintzen zoriontsu izango bizitzan orokorki eta ikerketa arlotan bereziki. Nire arrebei, Marta Rodriguez Salaverri eta Matxalen Olivares Salaverri, eskertzen diet, nigatik arduratu izanagatik, beraiek izan baitira nire bizitzan bidea asko errastu dabenak.

Bestalde eskertu nahiko nieke nire Gernikako lagunei, nire kuadrilakoei, Aboitiz, Delpa, Christian, Ubero, Endika, Ibai... Eta “Bake Sexualaren Hiriko” (BSH) parteartzaileei, Kezon a.k.a BH Maury, Siak, Fuker, Um2li, As, Rope, Kobu... Beraiekin elkar bizitzeak, mundu errealeran “konektatu” bainaute, nolabaiteko inspirazioa sortuz lan honetan.

Agradecimientos

Este trabajo no estaría concluido si no hubiese unas personas a las que poder agradecerles. Quiero agradecer a todos los amigos que hice en la época que viví en Madrid, en especial con los que conviví en el colegio mayor Juan Luis Vives. Ya que esta época fue muy alegre y enriquecedora, así como fundamental para que me forjara como la persona que soy hoy en día.

Quiero agradecer a mis compañeros de Físicas y de la facultad de ciencias de la Universidad Autónoma de Madrid (UAM), y en concreto a los que se convirtieron en mis amigos, Andres, Moro, Pellon, Riviere... A su vez, agradezco a los profesores que tuve en la licenciatura por la motivación hacia la ciencia que me proyectaron. Por último, agradezco la existencia de la beca CEAL, ya que sin ella no estaría concluyendo el presente trabajo que tengo entre manos.

Nire "aitita" Dr. D. Juan Maria Salaverriri eskainita.

Sumário

Resumo	4
Agradecimentos	6
Introdução	15
1 Fundamentos Teóricos	22
1.1 Fluxos Emitidos e Recebidos	22
1.2 Brilhos Superficiais Emitidos e Recebidos	26
2 Distância por Área Observada para Métricas FLRW	31
2.1 Cosmologia FLRW	31
2.1.1 Modelo de Einstein-de Sitter	40
2.1.2 Modelo de Λ CDM	43
3 Galáxias	52
3.1 Classificação	52
3.1.1 Classificação Morfológica: Sequência de Hubble	52
3.2 Parâmetros Astronômicos	56
3.3 Galáxias Elípticas	57
3.3.1 A Forma das Galáxias Elípticas	57
3.3.2 Espectro das Galáxias Elípticas	60
3.4 Galáxias Espirais	61
3.4.1 Curvas de Rotação	62
3.4.2 Espectro das Galáxias Espirais	62
4 Brilho Superficial Galáctico	71
4.1 Brilho Superficial Emitido $B_{em}(R, z)$	71
4.2 Perfis de Brilho Galáctico	72
4.2.1 Perfil de Hubble-Reynolds	72

4.2.2	Perfil de Hubble-Oemler	73
4.2.3	Perfil de Abell-Mihalas	73
4.2.4	Perfil de de Vaucouleurs	73
4.2.5	Perfil de Sérsic	74
4.2.6	Perfil de Core-Sérsic	82
4.3	Raio Escalar $a(z)$	83
4.4	Perfil de Brilho de Galáxias Elípticas	86
4.4.1	Relações de Escala	89
4.5	Perfil de Brilho de Galáxias Espirais	93
4.5.1	Perfil de Brilho do Disco	94
4.5.2	Perfil de Brilho do Bojo	94
4.5.3	Relações de Escala	95
5	Brilho Superficial Recebido $B_{re}(\alpha, z)$	100
5.1	Brilho Recebido	101
6	Conclusões	114
A	Filtros	118
	Glossario	125

Lista de Figuras

1.1	Sistema de referência galáctico	24
1.2	Sistema de referência do observador	25
1.3	Projeção da distância	26
2.1	Distância por área no modelo de Einstein-de Sitter	41
2.2	Trajetórias dos raios de luz procedentes de galáxias iguais	42
2.3	Desvios para o vermelho equivalentes no modelo de Einstein- de Sitter	48
2.4	Distâncias por área nos modelos de Λ CDM e Einstein-de Sitter	49
2.5	Diferença entre as distâncias por área para Λ CDM e Einstein-de Sitter	49
2.6	Derivada da diferença entre as d_A para Λ CDM e Einstein-de Sitter	50
2.7	Divisão entre as distâncias por área para Λ CDM e Einstein-de Sitter	50
2.8	Derivada da divisão entre as d_A de Λ CDM e Einstein-de Sitter	51
3.1	Classificação morfológica de Hubble	53
3.2	Medição das formas isofotais de galáxias discoidales e retangulares	65
3.3	Ilustração do ajuste de uma isofota através de uma elipse	66
3.4	Ilustração da <i>discoidalidade</i> e da <i>retangularidade</i>	66
3.5	Correlação do $ \mathbf{a}_4/\mathbf{a} $ com algumas propriedades das galáxias elípticas	67
3.6	Espectro de uma galáxia elíptica	68
3.7	Curva de rotação de uma galáxia espiral	68
3.8	Magnitude aparente e cor de vários tipos galácticos das espirais	69
3.9	Espectro de galáxias espirais	70
4.1	Superestimação de luminosidade usando perfil de Sérsic	79
4.2	Superestimação do R_{eff} para o perfil de Sérsic	80
4.3	Índice de Sérsic para vários tipos morfológicos de elípticas	81
4.4	Ajuste do brilho com o perfil de core-Sérsic	82
4.5	Raio escalar em função do DV (1)	85
4.6	Raio escalar em função do DV (2)	86

4.7	Raio escalar em função do DV (3)	87
4.8	Raio escalar em função do DV (4)	88
4.9	Raio escalar em função do DV (5)	89
4.10	Correlações de alguns parâmetros fotométricos	90
4.11	Correlação entre o raio efetivo R_{eff} e n	91
4.12	Razão Bojo-Disco em função do tipo morfológico	97
4.13	Curvas de rotação do disco das galáxias espirais	98
4.14	Índice de Sérsic n em função do tipo morfológico	99
5.1	Brilhos recebidos para valores cosmológicos	103
5.2	Derivada em função do DV dos brilhos recebidos para valores cosmológicos	104
5.3	Índice de Sérsic em função do z_{max}	106
5.4	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (1)	107
5.5	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (2)	108
5.6	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (3)	109
5.7	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (4)	109
5.8	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (5)	110
5.9	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (6)	110
5.10	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (7)	111
5.11	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (8)	111
5.12	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (9)	112
5.13	Brilhos recebidos para diferentes n em função do DV (10)	112
5.14	Valores de $\Psi = \alpha/R_{eff}$ em função do DV	113
5.15	Brilhos recebidos para os z_{max} em função do Ψ	113
A.1	Espectro electromagnético	122
A.2	Curvas de transmissão de vários sistemas de filtros	123
A.3	Transmissividade atmosférica	124

Lista de Tabelas

2.1	Valores dos parâmetros cosmológicos do RCF + SNIa + OAB	45
2.2	Distâncias por área e DV onde são máximos	46
3.1	Classificação de Hubble e de de Vaucoures em função de T	55
3.2	Valores característicos de galáxias elípticas	58
3.3	Valores característicos de galáxias espirais	61
4.1	Valores de b_n usando diferentes aproximações	78
A.1	Sistema de Filtros $UBVRI$	119
A.2	Sistema de filtros Hipparcos, Tycho, Thuan-Gunn e SDSS	120
A.3	Sistema de Filtros do HTS: WFPC2 e NICMOS	120
A.4	Sistema de filtros de Strömngrem e DDO	121
A.5	DV onde uma banda do UBV se transforma em outra	121

Introdução

“De onde viemos? Quem somos nós? Porque podemos questionar a nossa própria existência?” são perguntas que o ser humano faz desde que passou a ter o uso da razão. Nos primórdios da nossa era, e ainda na nossa, era comum aceitar as respostas místicas dadas pelas diferentes mitologias, religiões, cultos e seitas, devido ao pouco conhecimento do homem sobre a natureza e o cosmos. Um dos primeiros conhecimentos do cosmos foi adquirido através da noção das estações do ano pelos homens primitivos. Com o passar do tempo, o grau de sabedoria sobre o nosso ambiente foi aumentando, mas infelizmente a interpretação feita não tinha nenhuma orientação científica, mas sim *sobrenatural*. Mais tarde egípcios, chineses, persas e gregos propuseram cosmogonias especulativas sem nenhuma base científica. É possível que tenham sido os romanos ou os maias os que mais se aproximaram de uma compreensão quantitativa do cosmos. A descoberta de que a Terra não é o centro do universo, o denominado anti-anropocentrismo, onde nós não ocupamos uma posição privilegiada no cosmos, deu início à ciência moderna. Até o desenvolvimento da teoria de Newton não foi possível estruturar matematicamente o cosmos. Mas, a teoria de Newton pre-relatividade não foi capaz de responder a muitas das questões mais básicas da cosmologia, a expansão do universo e a dinâmica da propagação de sinais luminosos em um universo uniforme e infinito. Com o desenvolvimento da relatividade geral foi possível construir modelos cosmológicos consistentes e capazes de realizar previsões.

Apesar dos enormes avanços da cosmologia moderna, como ela pretende reconstruir a história completa do Universo utilizando poucas observações diretas, é necessário lançar mão de certas especulações. Assim, muitas das teorias da cosmologia moderna são construídas com base em generalizações. Deste ponto de vista cosmológico, o sistema Solar não parece ter uma posição privilegiada no espaço e ainda menos estar no centro do universo, como Nicolaus Copérnico pensou. Hoje em dia é mais razoável ter essa noção do posicionamento da Terra devido em parte ao grande desenvolvimento científico, mas na era do Copérnico as coisas eram diferentes. Voltando à cosmologia, se assumimos a ideia de Copérnico, chamado de *Princípio Copernicano*, e observarmos que o universo parece isotrópico, i.e, em todas as direções observamos uniformidade, pode-se provar que o uni-

verso parece geralmente homogêneo e isotrópico em qualquer ponto. Estas duas condições, homogeneidade e isotropia, compõem o chamado *Princípio Cosmológico*¹. A homogeneidade do universo deve ser entendida no mesmo sentido que a homogeneidade de um gás, ou seja, não se aplica ao universo em detalhe, mas sim a um universo em grandes escalas, onde as variações locais de densidade de matéria são desprezadas.

Mas, não dissemos nada sobre o que acontece com a coordenada temporal. Teve início o universo? Terá um fim? É estático? Infinito? Em 1929, E. Hubble e M. Humalson (Hubble 1929), observaram que a velocidade de recessão era proporcional à distância da galáxia a nós. A medição da velocidade utiliza o assim chamado desvio para o vermelho (DV) z que é nada mais que o efeito Doppler aplicado às ondas luminosas. Como os objetos astronômicos possuem linhas de emissão e absorção identificáveis nos seus espectros, onde as frequências características são bem conhecidas, medindo o desvio em comprimento de onda mede-se a velocidade. Assim um DV proporcional à distância percorrida sugere um aumento do comprimento de onda no percurso do fóton, sendo este maior quanto maior a distância percorrida. Desta forma foi dada a interpretação de que o universo está em expansão.

Mas, o que faz com que o universo se expanda? No universo todas as coisas são formadas através de partículas fundamentais e o comportamento do universo como um todo depende das propriedades destas partículas. Isto é, dependendo da quantidade de partículas e de suas propriedades, a configuração espaço-temporal do universo se modifica. Além disso o universo pode possuir uma curvatura intrínseca que modificará ainda mais a configuração geométrica do universo.

Então, de modo a poder fazer um modelo simplificado do universo, assume-se o princípio cosmológico e a interpretação de z como efeito da expansão. Desta forma a métrica que descreve uma geometria homogênea e isotrópica em expansão é do tipo Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker ou FLRW. Combinando este tipo de métrica com as equações de campo de Einstein, que relaciona matéria e curvatura, é construído o que hoje em dia é chamado de modelo do *Big Bang* ou modelo padrão.

Como todo modelo, ele tem que ser testado para podermos verificar onde ele acerta ou falha. Assim, são muitos os métodos empregados de forma a testar este modelo, como a análise da radiação cósmica de fundo, contagens de galáxias e observação de supernovas, entre outros. Mas, todos estes testes assumem algumas pressuposições sobre a estrutura e evolução dos objetos analisados devido ao nosso atual desconhecimento detalhado desses objetos. Assim os resultados derivados destes testes são muitas vezes similares, embora

¹A homogeneidade ocorre apenas nas coordenadas espaciais. Se assumirmos que ocorre também na coordenada temporal, temos o chamado de *Princípio Cosmológico Perfeito*.

outros não sejam. Muitos cosmólogos interpretam os resultados similares como confirmação do modelo padrão, e os resultados díspares como consequência de uma modelagem inapropriada dos fenômenos astrofísicos observados pelos diferentes testes. Outra possível interpretação é que o modelo padrão poderia ter algumas imperfeições e/ou a modelagem dos fenômenos precisaria ser aperfeiçoada, porque muitos fenômenos astrofísicos ou são ignorados ou são modelados levando em conta várias simplificações. De qualquer forma ainda há muito que entender para poder designar como teoria o modelo padrão.

Desta forma é razoável procurar outras vias para testar os modelos cosmológicos existentes. Um desses testes foi proposto por G.F.R. Ellis e J.J. Perry em 1979. No trabalho desenvolvido por eles foi analisada a conexão dos perfis de brilho superficial galáctico com os modelos cosmológicos. A proposta deles era determinar a geometria do universo conectando a distância por diâmetro angular, também conhecida como distância por área, com um estudo fotométrico detalhado de galáxias. Através da análise do perfil de brilho superficial de galáxias com alto DV, os autores discutem a possibilidade de obter informações sobre a distância por área, que está intrinsecamente conectada com o modelo cosmológico. Os motivos que levaram os autores ao desenvolvimento deste trabalho foram, principalmente, a procura de uma cosmologia observacional sem correções, isto é, obter os dados observacionais sem ter que pressupor previamente nenhuma cosmologia, de modo a poder comparar o que observamos com o que modelamos.

Mas, para realizar este projeto, primeiramente é necessário desenvolver a conexão teórica que relaciona as quantidades que são emitidas pela fonte com as quantidades que são medidas pelo observador. Desta forma devemos considerar o problema tanto no sistema de referência da galáxia (fonte) como no nosso sistema de referência (observador). Localizados no sistema de referência da galáxia, temos a luminosidade intrínseca da galáxia, que depende da configuração dos parâmetros intrínsecos galácticos e é independente da posição espaço-temporal do observador numa geometria euclideana, isto é, dois observadores euclidianos, em sistemas de referência diferentes devem observar a mesma luminosidade. Se agora consideramos como sistema de referência a Terra, para poder relacionar as quantidades astrofísicas emitidas, dependentes da luminosidade intrínseca, com as quantidades recebidas ou medidas pelo observador, dependentes da luminosidade intrínseca e da curvatura do espaço-tempo, é necessário levar em consideração a mudança na estrutura espaço-temporal entre os dois sistemas de referência. Assim o *teorema da reciprocidade de Etherington* (Etherington 1933, 2007) ou *lei da reciprocidade*, que relaciona a distância medida no sistema em relação a fonte com a distância medida pelo observador e combinado com uma quantidade astrofísica independente da distância, mas dependente do modelo cosmológico, neste caso o brilho superficial, fornece uma relação entre o brilho

superficial emitido na fonte com o brilho superficial observado na Terra (Ellis 1971, 2009).

Em um universo em expansão, a luz que chega na Terra de fontes luminosas está alterada, onde essa alteração depende do caminho ótico percorrido, que depende da configuração da geometria e da matéria. Mas, antes de poder descrever esse caminho, é preciso saber como a fonte de luz emite e como o observador recebe a luz depois de percorrer a distância entre a fonte e o observador. Note-se que a informação codificada na luz, recebida pelo observador, leva tanto a informação da fonte que gerou o fóton como a informação do caminho percorrido por ele mesmo. Desta forma, para poder subtrair a informação referente ao caminho percorrido, é preciso conhecer a fonte que gerou o quantum de luz. No caso dos objetos que geram essa informação de forma padronizada, isto é, a física intrínseca do objeto é conhecida, são denominados velas padrão.

Porém, para as galáxias os requerimentos de vela padrão através do brilho superficial são muito difíceis de atingir. O motivo principal é que a luminosidade intrínseca não é bem conhecida porque os limites observáveis de uma galáxia não são bem definidas e as variações da luminosidade intrínseca, isto é, a evolução galáctica, é ainda uma incógnita, embora nos últimos anos tenha havido progressos devido ao desenvolvimento tecnológico dos telescópios. Sabendo destas limitações Ellis e Perry (1979), se basearam no conceito de classe homogênea de objetos, que supõe que existem classes de galáxias onde cada membro do dito grupo possui uma estrutura e evolução similares onde as variações na luminosidade são devido às variações nos parâmetros intrínsecos (Ellis et al. 1984). Baseados nesta ideia, e pressupondo um conhecimento prévio da evolução no brilho superficial dos membros da classe homogênea de objetos, eles desenvolveram um método para analisar o brilho superficial galáctico dos membros localizados em diferentes tempos cósmicos diretamente das observações e determinar um modelo cosmológico baseado apenas na informação sobre o brilho.

Existe uma ampla variedade de galáxias, onde cada classe de galáxias possui características específicas. A primeira aproximação no desenvolvimento de agrupamento das galáxias, isto é, os critérios para agrupar as galáxias numa dada classe homogênea de objetos, foi feita por Hubble em 1936 (Hubble 1936). O critério usado foi a forma com que as galáxias se apresentam na banda espectral do ótico, sendo divididas em três grandes grupos: elípticas, espirais e irregulares. Posteriormente, com base nesta primeira classificação, foram introduzidos novos subgrupos de galáxias dividindo-as segundo a luminosidade, metalicidade, cor, etc. Numa primeira tentativa para descrever a evolução galáctica, Hubble supôs uma evolução entre morfologias de galáxias, a conhecida sequência de Hubble. Mas, hoje se pensa que a dita evolução não concorda totalmente com as observações, embora os termos para designar cada grupo galáctico tenham sido manti-

dos. Como é bem sabido na área da astrofísica extragaláctica, a evolução galáctica para o mesmo tipo morfológico ainda não é bem definida. Embora para alguns tipos morfológicos a evolução parece estar melhor definida do que para outros tipos morfológicos, a evolução entre os diferentes tipos morfológicos está num estagio menos desenvolvido e há muitas mais questões em aberto. Principalmente devido a estas limitações, o objetivo de Ellis e Perry (1979) em determinar o modelo cosmológico diretamente das observações torna-se muito ambicioso no sentido que para poder obter informação sobre a cosmologia diretamente dos dados observacionais a evolução galáctica tem que ser bem conhecida.

O nosso trabalho é baseado na teoria de Ellis e Perry (1979), mas o objetivo é mais limitado. Vamos procurar prever qual seria o brilho superficial teórico recebido (Ellis 1971, 2009) assumindo previamente um modelo cosmológico específico para uma galáxia pertencente a uma classe homogênea de objetos em diferentes tempos cósmicos. Estas previsões teóricas podem ser comparadas com os dados observacionais de galáxias pertencentes à mesma classe homogênea de galáxias em diferentes valores de z e, assim, podemos estudar a consistência do modelo cosmológico assumido. Através da interligação da cosmologia com a evolução galáctica intrínseca, outra aplicação seria, assumir o modelo cosmológico como verdadeiro e estudar as diferenças no brilho superficial baseados na evolução das galáxias do grupo homogêneo escolhido.

Para poder obter resultados coerentes sobre a cosmologia e/ou a evolução galáctica, é necessário realizar uma análise minuciosa dos parâmetros que compõem o brilho superficial emitido. Eles podem ser modelados como uma amplitude central modulada por um perfil de brilho superficial multiplicado pela função de distribuição de energia espectral (Ellis e Perry 1979). No caso dos perfis de brilho superficial, existem na literatura astronômica vários perfis propostos para situações específicas. Começando desde o mais simples, como o perfil de *Hubble-Reynolds* (Hubble 1929). Baseado no trabalho feito por Reynolds (1913) e nas observações de 15 galáxias elípticas, Hubble mostrou que os contornos isofotais se aproximam a elipses. O perfil de *Hubble-Reynolds* é válido até valores do raio não muito afastados do centro da galáxia, porque para valores maiores prevê uma luminosidade total infinita. Outros perfis baseados neste último procuraram melhorar o perfil de Hubble para evitar a limitação no raio. Assim temos o perfil de *Hubble-Oemler* (Oemler 1976) e o perfil de *Abell-Mihalas* (Abell e Mihalas 1966). Outros perfis citados na literatura, com um comportamento exponencial em vez de lei de potências, e que também resolvem o problema da luminosidade total infinita da galáxia, são o perfil de *de Vaucouleurs* (1948), que descreve bem o perfil luminoso de muitas galáxias elípticas com raios galácticos intermediários, mas se desvia das observações quando são considerados raios menores e maiores que raios intermediários, e o perfil de *Sérsic* (Sérsic 1968), que é

a generalização do perfil de *de Vaucouleurs* e é válido desde galáxias cujas propriedades são dominadas pelo bojo até galáxias com características dominadas pelo disco. Ao longo do tempo houve várias discussões em relação à universalidade dos dois últimos perfis e encontramos trabalhos defendendo a universalidade do perfil de *Sérsic* frente ao perfil de *de Vaucouleurs*, como Caon et al. (1993) e D’Onofrio et al. (1994) só para citar alguns. Aparentemente, hoje o perfil de *Sérsic* está melhor estabelecido como o perfil mais geral e, conseqüentemente, há muitos trabalhos que o utilizam e os relacionam com outras quantidades astrofísicas (Ciotti 1991, Ciotti e Bertin 1999, Graham 2002, La Barbera et al. 2005, Mazure e Capelato 2002, Trujillo et al. 2001). Como já foi dito, para o caso do perfil de *de Vaucouleurs*, a previsão do brilho superficial se afasta dos valores observacionais quando os raios galácticos são menores do que um raio característico, chamado de *raio de quebra*. Esse problema também ocorre com o perfil de *Sérsic*, ou seja, ele não é tão eficiente em modelar a parte central galáctica porque fornece valores de brilho diferentes em raios pequenos. Desta forma, considerando o modelo de Sérsic para os valores radiais externos, foi desenvolvido o perfil de *core-Sérsic* (Trujillo et al. 2004). Este último perfil modela o brilho superficial com bastante eficiência para uma faixa de raios galácticos ampla, conseqüentemente, é o que apresenta mais variáveis entre todos os perfis discutidos. O desvio do perfil de *Sérsic*, para um perfil de *core-Sérsic* está relacionado com algumas propriedades galácticas. No caso das galáxias elípticas, teríamos galáxias sem núcleo que apresentam uma luminosidade maior ao ajuste dado pelo perfil de Sérsic perto do centro, que se relacionam com a discoidalidade das isofotas, e galáxias com núcleo, que apresentam uma luminosidade menor ao ajuste dado pelo perfil de Sérsic perto do centro, e se relacionam com a retangularidade das isofotas (Faber et al. 1997, Ferrarese et al. 1994).

Como discutido acima, existe na literatura uma ampla variedade de perfis de brilho a nossa disposição. No nosso trabalho aprofundaremos a conexão dos perfis de brilho propostas por Ellis e Perry (1979), fazendo uso do conhecimento desenvolvido sobre os perfis de brilho no campo da extragaláctica desde a publicação desse trabalho. Assim usaremos o perfil de *Sérsic* por ser um perfil bastante geral que permite a distinção entre diferentes tipos morfológicos, mas sem muitas variáveis, como seria o caso de usar o perfil de *core-Sérsic*. Analisaremos as diferenças no perfil de brilho teórico recebido para diferentes morfologias galácticas, entre o modelo cosmológico Λ CDM que é a cosmologia mais aceita hoje, com os parâmetros cosmológicos ajustados para diferentes testes observacionais em cosmologia (Komatsu et al. 2009), e o modelo de *Einstein-de Sitter*, sendo a motivação principal da escolha deste último os resultados analíticos que ele fornece. Algumas das abordagens comentadas nesta dissertação e uma introdução ao nosso trabalho podem ser consultadas em **Olivares-Salaverri** e Ribeiro (2009, 2010).

Nesta dissertação concluímos que as elípticas sem núcleo com um índice de Sérsic de $n = 4$, parecem uma boa escolha da classe homogênea de galáxias para levar a cabo o teste observacional para discriminar um modelo cosmológico de outro. Porque com o valor de $n = 4$, a proporção entre os brilhos recebidos para os dois modelos cosmológicos, fornece em um DV não muito alto uma diferença notável entre as duas cosmologias consideradas, valores diferentes do ângulo de abertura e/ou raio efetivo não afetam muito na diferença entre as duas cosmologias consideradas ao longo do DV, e são sistemas em um estado dinamicamente bastante relaxados.

A dissertação se divide da seguinte forma. No capítulo 1 mostraremos a conexão da distância cosmológica por área com o perfil de brilho baseando-nos nos trabalhos de Ellis (1971, 2009) e Ellis e Perry (1979). No capítulo 2 analisaremos o comportamento da distância por área em função de z para cosmologias FLRW, em particular para o modelo Λ CDM, usando os parâmetros cosmológicos derivados da combinação dos estudos da Radiação Cósmica de Fundo (RCF), Oscilações Acústicas Bariônicas (OAB) e Supernovas tipo Ia (Komatsu et al. 2009), assim como para o modelo Einstein-de Sitter. No capítulo 3 faremos uma revisão global da classificação morfológica de galáxias, enfatizando os grupos morfológicos de elípticas (3.3) e espirais (3.4). Na continuação da dissertação apresentaremos os diferentes perfis de brilho (capítulo 4) existentes na literatura, comentados anteriormente, e algumas características no perfil dos grupos morfológicos das elípticas e das espirais, assim como algumas relações de escala. No capítulo 5, simularemos a proporção dos brilhos superficiais entre os dois modelos cosmológicos considerados, para as diferentes morfologias galácticas e valores diferentes dos parâmetros do perfil de brilho.

Capítulo 1

Fundamentos Teóricos

O objetivo deste primeiro capítulo é apresentar os fundamentos teóricos essenciais para o desenvolvimento da análise proposta. Ao longo do capítulo nos basearemos nos trabalhos de Ellis (1971) e Ellis e Perry (1979) para obter a relação entre o *brilho superficial recebido* e o *brilho superficial emitido* em um contexto cosmológico, explicitando os parâmetros que conectam os modelos cosmológicos com as quantidades astrofísicas.

1.1 Fluxos Emitidos e Recebidos

Para poder testar um modelo cosmológico é preciso medir objetos que se situem suficientemente longe para que os efeitos da deformação do espaço-tempo sejam mensuráveis. As galáxias podem ter este papel, desde que se situem longe o suficiente, isto é, a uma distância onde o desvio para o vermelho (DV) seja suficientemente alto, na qual os efeitos cosmológicos sejam notáveis. O desvio para o vermelho, ou z , de um fóton emitido por uma fonte, e medido por um observador é definido por,

$$z = \frac{\lambda_{recebido} - \lambda_{emitido}}{\lambda_{emitido}}, \quad (1.1)$$

$$1 + z = \frac{\lambda_{recebido}}{\lambda_{emitido}}, \quad (1.2)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz. Note-se a distinção feita entre o λ emitido e recebido é devido ao fato de se considerar um modelo do cosmos em expansão. Nestes casos o DV não pode ser interpretado como um efeito Doppler, porque o observador e a fonte estão em movimento relativo um do outro, devido à expansão do espaço. Os fótons que viajam através do espaço-tempo sofrem uma variação de frequência ao longo

do caminho entre a fonte e o observador, fazendo com que os parâmetros medidos na fonte dos fótons sejam diferentes dos parâmetros medidos pelo observador. Assim esta desigualdade, $\lambda_{emitido} \neq \lambda_{recebido}$, vamos considerar que só depende do DV no contexto cosmológico, sem considerar efeitos de avermelhamento devido ao meio intergaláctico ou do meio interestelar ou devido aos efeitos atmosféricos terrestres.

Iremos agora proceder com a análise de alguns parâmetros astronômicos que são afetados pelo DV. É importante ressaltar que os livros de cosmologia mais habituais, como Peebles (1993) e Weinberg (2008) entre outros, não apresentam uma análise semelhante à de Ellis (1971), como será feito a seguir.

Em primeiro lugar escolhemos como fontes as galáxias porque elas são os nossos objetos de estudo. Em segundo lugar, é muito importante diferenciar quando estamos no sistema de referência do observador, ou seja, diferenciar os valores *emitidos* pela galáxia e os valores *recebidos* pelo observador. Para não haver confusão denotaremos com sub-índice “*em*” os valores correspondentes aos emitidos e com “*re*” os valores recebidos.

Consideremos a energia total emitida por segundo por uma galáxia, isto é, a luminosidade intrínseca ou L . Imaginemos a galáxia como sendo uma esfera, ou seja, que irradia com simetria esférica, e definimos um sistema de coordenadas no centro da galáxia (figura 1.1).

Considerando um espaço-tempo Euclideano local perto da galáxia em questão, a relação entre o fluxo emitido F_{em} , que é a energia total emitida por segundo e por área, em uma área de uma esfera bidimensional, ou 2-esfera, S com raio unitário e luminosidade L é,

$$L = \int_{S_{unitario}} F_{em} d\sigma_G = 4\pi F_{em}. \quad (1.3)$$

Se nos deslocamos para um tempo futuro, t_0 , a relação anterior não é mais válida porque passamos de um espaço-tempo Euclideano a um espaço-tempo curvo em expansão. Deste novo ponto de vista o fluxo recebido F_{re} não será igual ao F_{em} devido à expansão do universo. A relação do fluxo recebido com a luminosidade intrínseca tem que considerar a expansão do espaço-tempo. Assim a luminosidade da galáxia no tempo considerado, t_0 , há de medir-se numa 2-esfera S , no cone de luz do futuro da galáxia, que terá um tamanho determinado pela distância ao tempo t_0 . Assim a relação entre o fluxo recebido e a luminosidade escreve-se como (Ellis 1971),

$$L = \int_S (1+z)^2 F_{re} d\sigma_G. \quad (1.4)$$

Note-se as diferenças entre as duas equações anteriores. A ultima eq. leva em conta a mudança a um espaço-tempo em expansão, denotado pelo fator $(1+z)^2$.

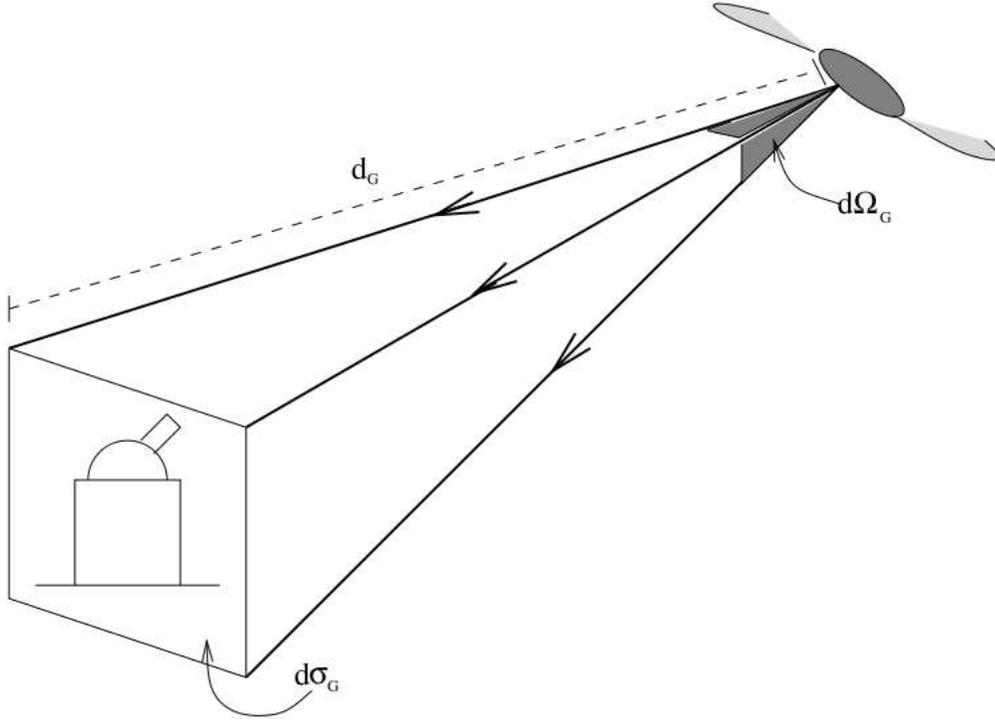


Figura 1.1: Sistema de referência galáctico. $d\Omega_G$ é o ângulo sólido infinitesimal centrado na galáxia e $d\sigma_G$ é a área projetada infinitesimal do cone formado pelo ângulo sólido no observador. O sub-índice G denota o feixe de geodésicas divergindo da galáxia (Ribeiro 2005).

A *lei das áreas* (Ellis 1971) afirma que a luminosidade é uma constante independentemente da escolha da 2-esfera e sua velocidade, i.e., a luminosidade intrínseca tem que ser a mesma independentemente do observador. Aplicando esta lei no desenvolvimento teórico temos que as integrais das eqs. (1.3) e (1.4) são iguais,

$$[(1+z)^2 F_{re} d\sigma_G] = L = F_{em} d\Omega_G, \quad (1.5)$$

onde levamos em conta que a 2-esfera no caso do fluxo emitido tem raio unitário, o que, neste caso, implica que temos que $d\sigma_G = d\Omega_G$. Definindo agora a *distância por área galáctica* d_G da fonte como abaixo (ver figura 1.1),

$$d\sigma_G = d_G^2 d\Omega_G, \quad (1.6)$$

substituindo esta expressão na eq. (1.5) e reordenando os termos obtemos que,

$$F_{re} = \frac{F_{em}}{d_G^2 (1+z)^2} = \frac{L}{4\pi} \frac{1}{d_G^2 (1+z)^2}, \quad (1.7)$$

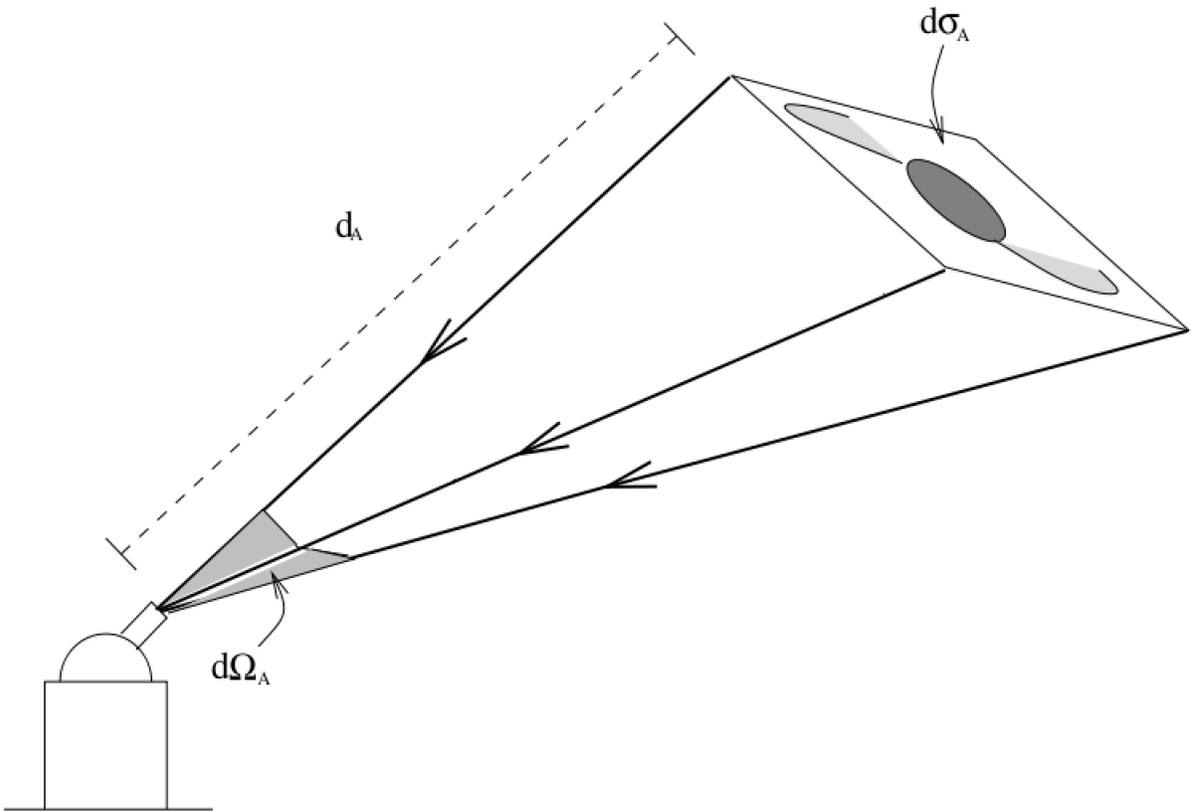


Figura 1.2: Sistema de referência do observador. $d\Omega_A$ é o ângulo sólido infinitesimal centrado no observador e $d\sigma_A$ é a área projetada infinitesimal do cone formado pelo ângulo sólido na galáxia (Ribeiro 2005).

é o fluxo recebido ou observado da fonte em função da luminosidade intrínseca L , desvio para o vermelho z e distância por área galáctica d_G . O fator de $(1+z)^2$ pode-se interpretar como sendo devido a **i)** perda de energia do fóton devido ao DV e **ii)** taxa de medida menor de chegada de fótons por causa da dilatação temporal pois fonte e observador estão em movimento relativo. Nesta equação a cosmologia está implícita em d_G , além disso esta distância não é útil no sentido que não somos capazes de medir o ângulo sólido $d\Omega_G$ na fonte.

Para poder obter um parâmetro que possamos medir a partir do nosso referencial (observador), vamos considerar feixes de geodésicas nulas (raios de luz) que saem da fonte e convergem no observador. Neste caso, como está mostrado na figura 1.2, $d\Omega_A$ é o ângulo subtendido por feixes de luz, procedentes do passado e de geodésicas nulas, no observador e $d\sigma_A$ é uma área de seção transversal na galáxia observada. Analogamente à definição de

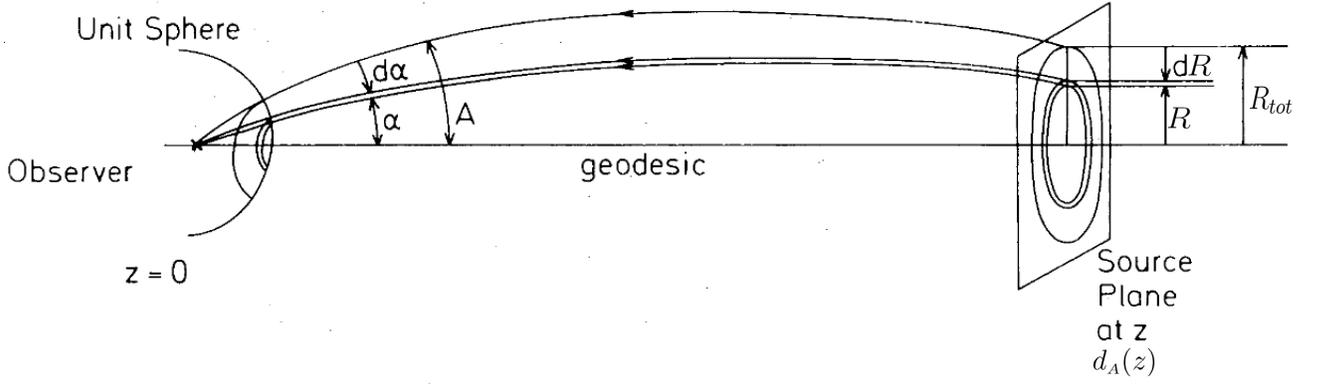


Figura 1.3: Ilustração da relação entre o ângulo α , a *distância por área observada* d_A e R da eq. (1.10). O A refere-se à meia abertura do telescópio, e o R_{tot} é o raio total da galáxia (Ellis e Perry 1979).

d_G , se define a *distância por área observada* d_A como sendo,

$$d\sigma_A = d_A^2 d\Omega_A. \quad (1.8)$$

Esta distância é em princípio mensurável se pudermos medir o ângulo sólido que subtende o objeto, no nosso caso a galáxia, e a seção de área transversal através de considerações astrofísicas. Mas, como veremos mais adiante, as considerações astrofísicas a levar em conta não são nada triviais e em muitos casos são muito ambíguas.

1.2 Brilhos Superficiais Emitidos e Recebidos

De forma a simplificar o cenário do estudo seguindo Ellis e Perry (1979) faremos algumas suposições como abaixo.

(1) Assume-se que as observações são feitas na direção onde as imagens não sofrem deformação. Assim cada ângulo α medido pelo observador (ver figura 1.3) corresponde a uma distância projetada R na fonte, onde (Ellis e Perry 1979)¹

$$R = \alpha d_A(z) \quad (1.10)$$

sendo d_A a distância por área observada (Ellis 1971, 2009), onde a dependência com o

¹Trigonometricamente temos que

$$\sin \alpha = \frac{R}{d_A}; \text{ se } \alpha \ll 1 \longrightarrow \sin \alpha \sim \alpha = \frac{R}{d_A} \quad (1.9)$$

DV, como veremos mais adiante, torna implícito o modelo cosmológico.

(2) A segunda restrição é considerar a fonte esférica, circular no caso projetado na abóboda celeste. Assim todas as propriedades só vão depender da posição do ângulo observado a partir do centro da galáxia.

Continuando com o desenvolvimento teórico, foram definidas acima duas distâncias em função do sistema de referência escolhido, que aparentemente são independentes, d_A e d_G . Mas, o resultado geométrico descoberto por Etherington em 1933, mostrou que estas duas distâncias se relacionam através do *teorema da reciprocidade* (Ellis 1971, 2009, Etherington 2007),

$$(d_G)^2 = (d_A)^2(1 + z)^2. \quad (1.11)$$

Esta relação é válida para todos os tipos de cosmologias em expansão, inclusive para os modelos com métricas inomogêneas. Combinando o teorema anterior com a eq. (1.7) temos a relação,

$$F_{re} = \frac{F_{em}}{(d_G)^2(1 + z)^2} = \frac{L}{4\pi} \frac{1}{(d_A)^2(1 + z)^4}. \quad (1.12)$$

Assim, a partir da equação anterior, supondo uma luminosidade intrínseca do objeto e medindo o DV e o fluxo recebido poderíamos ser capazes de determinar a distância por área observada e assim determinar a cosmologia. Mas, existem alguns inconvenientes como veremos a seguir.

Até agora só levamos em conta a luminosidade intrínseca L e o fluxo total F . Contudo, atualmente os objetos celestes são observados fotometricamente numa banda de comprimentos de onda restrita (em observações no rádio, perto de uma frequência, em observações no óptico nas bandas U, B, V...²). Para considerar este fato, se representa a distribuição de energia espectral da fonte por uma função $J(\nu)$, onde o $LJ(\nu)d\nu$ é a proporção de radiação emitida pela fonte entre as frequências ν e $\nu + d\nu$ e, por definição J é normalizado a um, i.e.,

$$\int_0^\infty J(\nu)d\nu = 1. \quad (1.13)$$

Da definição do DV e sendo que $\lambda\nu = c$, onde ν é a frequência e c é a velocidade da luz, temos que a relação entre a frequência emitida, ν_{em} e a frequência recebida ν_{re} é $\nu_{re} = \nu_{em}/(1 + z)$, o que implica $d\nu_{re} = d\nu_{em}/(1 + z)$. Desta forma a eq. (1.12) pode ser escrita como

$$F_{re} = \frac{L}{4\pi} \frac{\int_0^\infty J(\nu_{em})d\nu_{em}}{(d_A)^2(1 + z)^4} = \frac{L}{4\pi} \frac{\int_0^\infty J[\nu_{re}(1 + z)]d\nu_{re}}{(d_A)^2(1 + z)^3}. \quad (1.14)$$

²ver apêndice A

Assim o fluxo recebido na faixa de frequências entre ν_{re} e $\nu_{re} + d\nu_{re}$ pelo observador é,

$$F_{re,\nu_{re}} d\nu_{re} = \frac{L}{4\pi} \frac{J[\nu_{re}(1+z)] d\nu_{re}}{(d_A)^2(1+z)^3} = \frac{L}{4\pi} \frac{J[\nu_{re}(1+z)] d\nu_{re}}{(d_G)^2(1+z)}. \quad (1.15)$$

F_ν é chamado de *fluxo específico* da radiação, i.e., é o fluxo específico para dada uma frequência.

O fluxo é um bom observável quando estamos considerando objetos pontuais, como estrelas. Mas, para estudar as galáxias é preciso outro parâmetro mais adequado ao estudo de fontes luminosas de objetos extensos. Assim em vez de medir o fluxo da fonte, o que se mede nas galáxias é o fluxo por unidade de ângulo sólido, isto é, a *intensidade* da radiação da fonte. Conforme Bradt (2004), existe na literatura astronômica uma ambiguidade na hora de definir a *intensidade* I e o *brilho superficial* B . Estas duas quantidades anteriores possuem as mesmas unidades, i.e., $Wm^{-2}sr^{-1}$ mas costuma-se usar I quando estamos considerando a radiação *recebida* e B quando estamos designando a radiação *emitida*. Esta distinção não é, com frequência, notada, o que gera uma grande confusão conceitual, por este motivo iremos explicitar os casos onde as duas quantidades anteriores são iguais e os casos onde elas diferem.

Como comentado anteriormente, para observar objetos celestes extensos, o parâmetro adequado é a intensidade I . Considerando o esquema da figura 1.2, em uma observação extragaláctica a área transversal projetada pelo ângulo sólido $d\Omega_A$ é igual a $d\sigma_A$, que vamos considerar coincidente com a área projetada na abóbada celeste da galáxia. A intensidade é definida como sendo o fluxo dividido pelo ângulo sólido. Assim temos que I_{re} se escreve como,

$$I_{re} = \frac{F_{re}}{d\Omega_A}. \quad (1.16)$$

Usando esta definição na eq. (1.8), temos,

$$I_{re} = \frac{F_{re}}{d\sigma_A} d_A^2, \quad (1.17)$$

onde o F_{re} é dado pela eq. (1.12), e assim temos que,

$$I_{re} = \frac{F_{em}}{d_A^2(1+z)^4} \frac{d_A^2}{d\sigma_A} = \frac{F_{em}}{d\sigma_A} \frac{1}{(1+z)^4}. \quad (1.18)$$

A quantidade $F_{em}/d\sigma_A$ é a intensidade *emitida* pela fonte ou o *brilho superficial*,

$$B_{em} = \frac{F_{em}}{d\sigma_A}. \quad (1.19)$$

Substituindo na expressão anterior, chegamos finalmente na relação entre a *intensidade* e o *brilho superficial*,

$$I_{re} = B_{em} \frac{1}{(1+z)^4}. \quad (1.20)$$

Através dessa relação, pode-se observar dois casos diferentes:

i) $I_{re} = B_{em}$:

Se consideramos distâncias onde os efeitos cosmológicos não têm efeito no percurso do fóton, i.e. $z \sim 0$. Se não levamos em conta a perda de informação por absorção do meio galáctico e/ou interestelar, temos que as duas quantidades, *intensidade* e *brilho superficial* são iguais. Esta igualdade é independente da distância (para $z \sim 0$) e é consequência de um teorema da física, o *teorema de Liouville* (Bradt 2004 p. 245).

ii) $I_{re} \neq B_{em}$:

A desigualdade dos termos surge quando estamos enfrentando problemas em distâncias cósmicas. Devido ao efeito do DV temos que o *brilho emitido* é maior que a *intensidade recebida* pela perda de energia da luz ao longo da trajetória fonte-observador.

Depois de ter esclarecido a ambiguidade existente vamos proceder ao longo do texto da seguinte forma: denotaremos por B_{em} o *brilho superficial emitido* e por B_{re} o *brilho superficial recebido*, abandonando o termo de *intensidade* I_{re} .

Como estávamos dizendo anteriormente, na hora de observar só são consideradas algumas frequências de onda, assim o que é medido é o *brilho superficial específico recebido* da radiação da fonte, $B_{re,\nu_{re}}$. Portanto, considerando frequências específicas, a eq. (1.20) fica como,

$$B_{re,\nu_{re}} d\nu_{re} = B_{em} \frac{J[\nu_{re}(1+z)] d\nu_{re}}{(1+z)^3}, \quad (1.21)$$

onde pela definição do DV temos que $J[\nu_{re}(1+z)] = J(\nu_{em})$. Sendo o brilho superficial específico emitido, $B_{em,\nu_{em}}$

$$B_{em,\nu_{em}} = B_{em} J(\nu_{em}), \quad (1.22)$$

a eq. (1.21) torna-se,

$$B_{re,\nu_{re}} d\nu_{re} = \frac{B_{em,\nu_{em}}}{(1+z)^3} d\nu_{re}. \quad (1.23)$$

Como foi comentado anteriormente, introduzimos a suposição simplificadora de que cada ângulo α medido pelo observador corresponde a um raio projetado R na fonte (ver figura 1.3). Desta forma o *brilho específico recebido* dependerá do ângulo observado, que corresponde a um valor do raio galáctico do DV. Assim, escrevendo as dependências com as variáveis nos parâmetros, considerando que a galáxia evolui afetando o brilho superficial emitido [$B_{em}(R)=B_{em}(R, z)$] e considerando que a distribuição por energia espectral pode

dependem do raio galáctico, a eq. (1.21) pode ser reescrita como (Ellis e Perry 1979),

$$B_{re,\nu_{re}}(\alpha, z) = B_{em}(R, z) \frac{J[\nu_{re}(1+z), R, z]}{(1+z)^3}. \quad (1.24)$$

Imaginemos que somos capazes de determinar o brilho superficial emitido para todos os valores do raio e a função J de várias galáxias em diferentes profundidades cósmicas, sendo que estas galáxias possuem características exatas, i.e., são iguais em todos os aspectos, só se diferenciando no valor de z . Comparamos os brilhos superficiais recebidos de galáxias com z grande com a galáxia de z pequeno, na qual o brilho recebido e o emitido são iguais, e observamos que há diferenças entre os brilhos, por exemplo, depois de corrigir o fator $(1+z)^3$, o valor de brilho “X” se encontra em diferentes valores do raio projetado. Como as galáxias possuem características idênticas, a diferença no brilho advém da deformação do caminho percorrido pela luz. Assim, através da diferença do raio projetado que possui o valor de brilho “X”, por exemplo, poderíamos determinar a distância por área através da eq. (1.10), e como veremos no seguinte capítulo, determinar o modelo cosmológico observado. Isto é, sendo α_1 o ângulo medido da galáxia 1 com z_1 pequeno, e α_2 o ângulo medido da galáxia com z_2 grande, como são galáxias que possuem características idênticas ($R_1 = R_2$), temos que,

$$R = \alpha_1 d_A(z_1) = \alpha_2 d_A(z_2), \quad (1.25)$$

onde,

$$d_A(z_2) = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} d_A(z_1). \quad (1.26)$$

Para obter o valor de $d_A(z_2)$, mediríamos os ângulos α_1 e α_2 e determinaríamos $d_A(z_1)$ por métodos euclidianos, já que a galáxia 1 se encontra a uma distância pequena. Esta é a proposta original de Ellis e Perry (1979). Mas, existem vários problemas em medir “diretamente” a cosmologia. Um deles é a determinação do brilho superficial emitido e a sua evolução, porque engloba a estrutura e evolução galáctica o que hoje em dia é um tema ainda em aberto. Assim, no capítulo 4 é discutida esta questão fazendo uma análise das propriedades de $B_{em}(R, z)$. Mas, antes é preciso discutir como a informação do modelo cosmológico está implícita na distância por área observada, $d_A(z)$. Discutiremos esse tópico no capítulo 2.

Capítulo 2

Distância por Área Observada para Métricas FLRW

Neste capítulo serão apresentados os valores que a distância por área observada $d_A(z)$ pode assumir supondo-se cosmologias com métricas do tipo Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW). Faremos uma análise de como os parâmetros cosmológicos afetam os valores desta distância para os modelos de Einstein-de Sitter e Λ CDM. Para este último modelo faremos uso dos parâmetros cosmológicos obtidos através da combinação de diferentes estudos observacionais, tais como, Radiação Cósmica de Fundo (CMB), Supernovas do tipo Ia (SNIa) e Oscilações Acústicas Bariônicas (BAO) (Komatsu et al. 2009).

2.1 Cosmologia FLRW

O elemento de linha em coordenadas esféricas para uma métrica de FLRW pode ser escrita como

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (2.1)$$

onde $a(t)$ é uma função chamada *fator de escala cósmico*, que depende do *tempo cósmico* t , k é o *parâmetro de curvatura*, c a velocidade da luz no vácuo e r , θ e ϕ são as variáveis nas coordenadas esféricas. O nosso objetivo é calcular os valores da distância por área observada d_A em função do DV. Uma forma análoga a como foi definido d_A no capítulo 1 é considerar a distância de diâmetro angular observado na terra ($r = 0$ e $t = 0$) de uma fonte de diâmetro próprio D ($r = r_1$ e $t = t_1$) que corresponde a um ângulo θ . Assim, considerando só a parte espacial dl na equação anterior e com $dr = 0$ e $d\phi = 0$,

$$dl = a(t)r d\theta, \quad (2.2)$$

integrando temos que,

$$\int_0^D dl = \int_0^\theta a(t)r d\theta, \quad (2.3)$$

$$D = \theta a(t_1)r_1, \quad (2.4)$$

seguindo a linha de raciocínio da dissertação, i.e. o uso de raios e ângulos que partem do centro, temos que $D = 2R_{tot}$ e $\theta = 2\alpha_{tot}$,

$$2R_{tot} = 2\alpha_{tot}a(t_1)r_1, \quad (2.5)$$

$$R_{tot} = \alpha_{tot}a(t_1)r_1. \quad (2.6)$$

A definição dada na equação anterior é equivalente a definição da d_A , conforme descrita por Ellis e Perry (1979) (ver o cap. 1), desta forma, ignorando os subíndices, temos uma definição da *distância por área observada* em função dos parâmetros da métrica,

$$d_A(t) = a(t)r. \quad (2.7)$$

Então, para poder calcular os valores desta distância é necessário conhecer como varia o fator de escala com o tempo, $a(t)$, e qual o valor do raio comóvel r para esse tempo.

A métrica FLRW descreve um universo espacialmente homogêneo e isotrópico, assim as soluções das equações de campo de Einstein com constante cosmológica, na condição do fluido perfeito, com este tipo de métrica levam à *equação de Friedmann* [ver Liddle (2003), pag. 51 eq. (7.1)],

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_m - \frac{c^2 k}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (2.8)$$

onde ρ_m é a *densidade de matéria* e Λ é a constante cosmológica. A *função de Hubble* é definida em função do fator de escala como,

$$H(t) \equiv \frac{1}{a(t)} \frac{da(t)}{dt}. \quad (2.9)$$

Definindo a *densidade crítica atual* como,

$$\rho_{cr}^0 = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \quad (2.10)$$

onde o índice 0 denota que estamos considerando o valor no tempo $t = 0$ e H_0 é o valor da função do Hubble no tempo presente, denominada *constante de Hubble*. Vamos multiplicar

e dividir a eq. (2.8) por H_0^2 ,

$$H^2 = H_0^2 \left[\frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_m - \frac{c^2 k}{a^2 H_0^2} + \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \right], \quad (2.11)$$

utilizando a definição de ρ_{cr}^0 , temos que,

$$H^2 = H_0^2 \left[\frac{\rho_m}{\rho_{cr}^0} - \frac{c^2 k}{a^2 H_0^2} + \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \right]. \quad (2.12)$$

A constante cosmológica pode ser interpretada como sendo um fluido de densidade ρ_Λ e pressão p_Λ . Assim,

$$\rho_\Lambda \equiv \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \rho_{cr}^0 \quad (2.13)$$

$$\frac{\rho_\Lambda}{\rho_{cr}^0} = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \quad (2.14)$$

Por definição, o efeito de Λ , é equivalente a uma gravidade repulsiva. Assim, é necessário ter uma pressão negativa ¹,

$$p_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2. \quad (2.16)$$

Substituindo a eq. (2.14) na eq. de Friedmann (2.8), obtemos,

$$H^2 = H_0^2 \left[\frac{\rho_m}{\rho_{cr}^0} - \frac{c^2 k}{a^2 H_0^2} + \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{cr}^0} \right]. \quad (2.17)$$

A densidade de matéria ρ_m pode ser escrita como a soma de vários tipos de matéria, isto é ²,

$$\rho_m = \rho_{bar} + \rho_{CDM} + \rho_{rad}, \quad (2.18)$$

onde “*bar*” designa os bárions, “*CDM*” a matéria escura fria e “*rad*” a radiação. Para poder continuar com a análise é preciso estudar como as densidades de cada tipo variam com o tempo. Vamos partir da primeira eq. da termodinâmica,

$$dE + pdV = TdS, \quad (2.19)$$

¹Modelos cosmológicos chamados de *quintessência* descrevem a relação entre a pressão e a densidade do “fluido” como,

$$p_q = w\rho_q c^2 \quad (2.15)$$

onde no caso $w = -1$ temos a constante cosmológica. Nestes modelos a constante cosmológica não é exatamente constante, mas tem uma lenta variação. Nós vamos considerar uma constante cosmológica perfeita, sem variações.

²Não vamos considerar a contribuição na densidade total devida aos neutrinos.

aplicada a um volume V em expansão. A energia do sistema está dada por,

$$E = mc^2, \quad (2.20)$$

sendo m a massa do sistema e c a velocidade da luz. Escrevendo a energia em função da densidade $\rho = m/V$,

$$E = V\rho c^2, \quad (2.21)$$

o volume do sistema tem um raio físico dado pelo fator de escala a , assim, $V = (4\pi/3)a^3$ e substituindo na eq. anterior,

$$E = \frac{4\pi}{3}a^3\rho c^2. \quad (2.22)$$

Como estamos interessados na variação do sistema na coordenada temporal, vamos calcular a variação da energia em um intervalo temporal dt ,

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi}{3} \frac{d}{dt}(a^3)\rho c^2 + \frac{4\pi}{3} a^3 \frac{d}{dt}(\rho)c^2, \quad (2.23)$$

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi a^2 \dot{a} \rho c^2 + \frac{4\pi}{3} a^3 \dot{\rho} c^2, \quad (2.24)$$

onde o ponto denota a derivada temporal. Da mesma forma, a variação do volume em um intervalo temporal é,

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi \frac{d}{dt}(a^3), \quad (2.25)$$

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi a^2 \dot{a}. \quad (2.26)$$

O que acontece com a variação temporal da entropia dS ? Em termodinâmica, um sistema que não modifica a quantidade total de entropia, i.e., $dS = 0$, se diz ser um sistema reversível. Isto é, não há perdas de energia em forma de calor e assim o sistema pode voltar à configuração inicial (sistema reversível). De outra forma, a energia do sistema se conserva. No nosso caso, um volume em expansão adiabática a energia há de se conservar. Se a expansão não fosse adiabática, geraria regiões com maior energia e em consequência, com maior densidade, tornando o universo inhomogêneo em contradição ao postulado de um universo homogêneo e isotrópico. Por tanto, no nosso caso, a variação de entropia há de ser nula $dS = 0$. Desta forma, retomando a análise, temos que,

$$\frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} = 0, \quad (2.27)$$

e substituindo as variações temporais da energia e do volume,

$$4\pi a^2 \dot{a} \rho c^2 + \frac{4\pi}{3} a^3 \dot{\rho} c^2 + 4\pi p a^2 \dot{a} = 0, \quad (2.28)$$

simplificando,

$$\dot{a} \rho c^2 + \frac{a}{3} \dot{\rho} c^2 + p \dot{a} = 0, \quad (2.29)$$

$$\frac{1}{3} \dot{\rho} c^2 a + \dot{a} (\rho c^2 + p) = 0, \quad (2.30)$$

$$\dot{\rho} + \frac{3\dot{a}}{c^2 a} (\rho c^2 + p) = 0, \quad (2.31)$$

$$\dot{\rho} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) = 0. \quad (2.32)$$

Esta última expressão é a *eq. do fluido*, que relaciona densidade e pressão. Agora, para poder obter $\rho(t)$, precisamos conhecer como a pressão depende da densidade, isto é, temos que obter a *eq. de estado*, $p = p(\rho)$, onde cada tipo de matéria, possui eqs. de estado diferentes.

1. No caso da matéria bariônica, e da matéria escura fria, assume-se que não fornecem pressão alguma, $p = 0$, porque possuem energias não relativísticas. Substituindo na eq. (2.32),

$$\dot{\rho} + 3 \frac{\dot{a} \rho}{a} = 0, \quad (2.33)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -3 \frac{da}{dt} \rho, \quad (2.34)$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -3 \frac{da}{a}, \quad (2.35)$$

integrando,

$$\int_{\rho^0}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = -3 \int_{a_0}^a \frac{da}{a}, \quad (2.36)$$

$$\ln \left(\frac{\rho}{\rho^0} \right) = -3 \ln \left(\frac{a}{a_0} \right), \quad (2.37)$$

$$\ln \left(\frac{\rho}{\rho^0} \right) = \ln \left(\frac{a_0}{a} \right)^3, \quad (2.38)$$

$$\frac{\rho}{\rho^0} = \left(\frac{a_0}{a} \right)^3, \quad (2.39)$$

onde finalmente obtemos que,

$$\rho = \rho^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3. \quad (2.40)$$

2. A radiação possui uma eq. de estado diferente da matéria, $p = \rho c^2/3$ (ver, por exemplo, Reichl 1998). Conseqüentemente, a eq. do fluido (2.32) é diferente para o caso da radiação,

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}\left(\rho + \frac{\rho}{3}\right), \quad (2.41)$$

$$\dot{\rho} = -4\frac{\dot{a}}{a}\rho, \quad (2.42)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -4\frac{da}{dt}\left(\frac{1}{a}\right), \quad (2.43)$$

$$\int_{\rho^0}^{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = -4 \int_{a_0}^a \frac{da}{a}, \quad (2.44)$$

$$\ln\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = \ln\left(\frac{a_0}{a}\right)^4, \quad (2.45)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{a_0}{a}\right)^4, \quad (2.46)$$

onde finalmente obtemos que,

$$\rho = \rho^0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^4. \quad (2.47)$$

Dos resultados calculados para cada tipo de matéria, temos que:

$$\begin{aligned} \rho_{bar} &= \rho_{bar}^0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 \\ \rho_{CDM} &= \rho_{CDM}^0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 \\ \rho_{rad} &= \rho_{rad}^0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^4. \end{aligned} \quad (2.48)$$

A densidade no caso dos bárions e da matéria escura, dependem do fator de escala ao cubo, enquanto a radiação escala à quarta. Por esta diferença consideramos que atualmente a radiação não contribui na pressão total (ela decai mais rapidamente que a matéria), e assim temos que,

$$\rho_m = \rho_{bar} + \rho_{CDM} = \rho_{bar}^0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \rho_{CDM}^0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^3,$$

$$\rho_m = (\rho_{bar}^0 + \rho_{CDM}^0) \left(\frac{a_0}{a}\right)^3.$$

Substituindo esta expressão na eq. (2.17) obtemos que,

$$H^2 = H_0^2 \left[\frac{1}{\rho_{cr}^0} (\rho_{bar}^0 + \rho_{CDM}^0) \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 - \frac{c^2 k}{a^2 H_0^2} + \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{cr}^0} \right]. \quad (2.49)$$

Continuando com o desenvolvimento, definimos o *parâmetro de densidade atual* como sendo a proporção entre a densidade atual e a densidade crítica atual, isto é,

$$\Omega_i^0 = \frac{\rho_i^0}{\rho_{cr}^0}, \quad (2.50)$$

onde “ i ” designa os diferentes tipos de matéria considerados. Substituindo na eq. (2.49), obtemos que,

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_m^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 - \frac{c^2 k}{a^2 H_0^2} + \Omega_\Lambda \right], \quad (2.51)$$

onde levamos em conta a condição da constante cosmológica perfeita, isto é, $\Omega_\Lambda^0 = \Omega_\Lambda$ pois Λ não depende do valor do fator de escala a , e que $\Omega_m^0 = \Omega_{bar}^0 + \Omega_{CDM}^0$.

Agora vamos considerar a eq. de Friedmann na forma da eq. (2.51) para o tempo cósmico atual. Assim teremos que $H^2 = H_0^2$, $a = a_0$ e temos que,

$$\begin{aligned} \Omega_m^0 - \frac{c^2 k}{a_0^2 H_0^2} + \Omega_\Lambda &= 1, \\ \Omega^0 - \frac{c^2 k}{a_0^2 H_0^2} &= 1, \\ \Omega^0 - 1 &= \frac{c^2 k}{a_0^2 H_0^2}, \\ (\Omega^0 - 1) a_0^2 H_0^2 &= c^2 k, \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} -\Omega_k^0 a_0^2 H_0^2 &= c^2 k \\ -\Omega_k^0 a_0^2 &= \frac{c^2 k}{H_0^2}, \end{aligned} \quad (2.53)$$

onde definimos que $\Omega^0 = \Omega_m^0 + \Omega_\Lambda$ e $\Omega^0 + \Omega_k^0 = 1$, onde Ω_k^0 é o parâmetro de densidade da curvatura. A última eq. é consequência da condição da normalização da função de Hubble, onde a soma dos parâmetros de densidade para $z = 0$ tem que ser igual a 1, para obter $H(z = 0) = H_0$. Substituindo na eq. (2.51) obtemos,

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_m^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_k^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 + \Omega_\Lambda \right]. \quad (2.54)$$

Até agora fizemos a análise da evolução do fator de escala a , mas para poder determinar d_A temos que definir a evolução do raio comovel, r . Vamos considerar um observador localizado em um tempo t_0 e posição $r = 0$ que recebe uma radiação em t_0 de uma fonte localizada em r_1 e emitida em t_1 . Pelo fato dos eventos estarem conectados por geodésicas nulas, $ds^2 = 0$, e considerando a trajetória dos raios luminosos na direção de $\theta = cte$ e $\phi = cte$, a eq. (2.1) reduz-se a,

$$ds^2 = 0 = c^2 dt^2 - \frac{a^2(t)}{1 - kr^2} dr^2. \quad (2.55)$$

Desenvolvendo a eq. anterior temos que,

$$\begin{aligned} \frac{c^2 dt^2}{a^2(t)} &= \frac{dr^2}{1 - kr^2}, \\ \int_{t_1}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} &= - \int_{r_1}^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}, \\ \int_{t_1}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} &= \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \end{aligned} \quad (2.56)$$

onde a escolha do sinal negativo, é porque estamos considerando geodésicas que chegam ao observador. Reordenando as variáveis na integral temporal, como

$$\frac{da}{dt} = \dot{a} \rightarrow dt = \frac{da}{\dot{a}}, \quad (2.57)$$

então,

$$\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{a_1}^{a_0} \frac{cda}{a\dot{a}}. \quad (2.58)$$

Vamos analisar separadamente as duas integrais que compõem a equação anterior. A integral do raio comovel (lado direito), vai depender do valor de curvatura k , assim vamos ter que:

- $k > 0$ (modelo fechado ou esférico)

$$\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \sin^{-1} r_1, \quad (2.59)$$

- $k = 0$ (modelo plano)

$$\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = r_1, \quad (2.60)$$

- $k < 0$ (modelo aberto ou hiperbólico)

$$\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \sinh^{-1} r_1. \quad (2.61)$$

Para analisar a integral do fator de escala vamos reescrevê-lo em função de z . Uma forma análoga de escrever o DV em um contexto cosmológico é,

$$1 + z = \frac{a_0}{a}, \quad (2.62)$$

sendo a proporção entre o valor do fator de escala atual e o fator de escala em um dado z . Pode-se chegar no resultado anterior, ao se calcular a Lagrangiana da geodésica nula radial assumindo que o observador e a fonte estão em movimento relativo, e aplicar as equações de Euler-Lagrange (para mais detalhes ver Moura Júnior 1997). Agora podemos escrever a integral da seguinte forma,

$$\int_{a_1}^{a_0} -\frac{ca^2 dz}{a_0 a \dot{a}}, \quad (2.63)$$

onde fizemos $da = -\frac{a^2 dz}{a_0}$. Da definição da função de Hubble na eq. (2.9), podemos reescrever a eq. acima como,

$$\frac{c}{a_0} \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \quad (2.64)$$

onde o $H(z)$ é dado pela eq. de Friedmann (2.54) em função de z , isto é,

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m^0 (1+z)^3 + \Omega_k^0 (1+z)^2 + \Omega_\Lambda}. \quad (2.65)$$

Finalmente a solução da eq. (2.58) é dada por,

$$\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \frac{c}{a_0 H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_m^0 (1+z)^3 + \Omega_k^0 (1+z)^2 + \Omega_\Lambda}}. \quad (2.66)$$

No caso da *distância por área observada*, da definição da eq. (2.7) e usando a definição do DV para diferentes curvaturas, as soluções gerais são:

- $k > 0$ (modelo fechado ou esférico)

$$d_A = \frac{a_0}{1+z} \sin \left[\frac{c}{a_0 H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_m^0 (1+z)^3 + \Omega_k^0 (1+z)^2 + \Omega_\Lambda}} \right], \quad (2.67)$$

- $k = 0$ (modelo plano)

$$d_A = \frac{c}{H_0(1+z)} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_m^0(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}, \quad (2.68)$$

- $k < 0$ (modelo aberto ou hiperbólico)

$$d_A = \frac{a_0}{1+z} \sinh \left[\frac{c}{a_0 H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_m^0(1+z)^3 + \Omega_k^0(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}} \right]. \quad (2.69)$$

Nos casos dos modelos aberto e fechado a unidade de distância esta dado pelo fator de escala a_0 conforme definido na eq. 2.53. Nas subseções seguintes vamos analisar a forma que a d_A assume para os modelos de Einstein-de Sitter e Λ CDM.

2.1.1 Modelo de Einstein-de Sitter

O modelo cosmológico de Einstein-de Sitter (EdS) pressupõe uma curvatura intrínseca nula, i.e., $k = 0$, sem constante cosmológica, $\Omega_\Lambda = 0$ e $\Omega_m^0 = 1$. Com estes valores a eq. (2.68) torna-se,

$$d_A = \frac{c}{H_0(1+z)} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^3}}, \quad (2.70)$$

e calculando a integral, temos a função $d_A(z)$,

$$d_A(z) = \frac{2c}{H_0(1+z)} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right]. \quad (2.71)$$

Esta expressão tem um máximo para um desvio ao vermelho igual a, $z_{max}(EdS) = 1,25$ (Hoyle 1961), como se pode verificar calculando a condição do máximo para $d_A(z)$, isto é,

$$\frac{d}{dz}[d_A(z)] = -\frac{2c}{H_0(1+z)^2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right) + \frac{c}{H_0(1+z)^{5/2}} = 0, \quad (2.72)$$

$$\frac{d}{dz}[d_A(5/4)] = 0, \quad (2.73)$$

$$\frac{d^2}{dz^2}[d_A(z)] = -\frac{4c}{H_0(1+z)^3} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right) - \frac{7c}{2H_0(1+z)^{7/2}}, \quad (2.74)$$

$$\frac{d^2}{dz^2}[d_A(1.25)] = -0.0877914952 \frac{c}{H_0} < 0. \quad (2.75)$$

Para poder visualizar o comportamento da $d_A(z)$ no modelo EdS, na figura 2.1 representamos esta função, considerando a velocidade da luz $c = 3 \times 10^8$ m/s e a constante

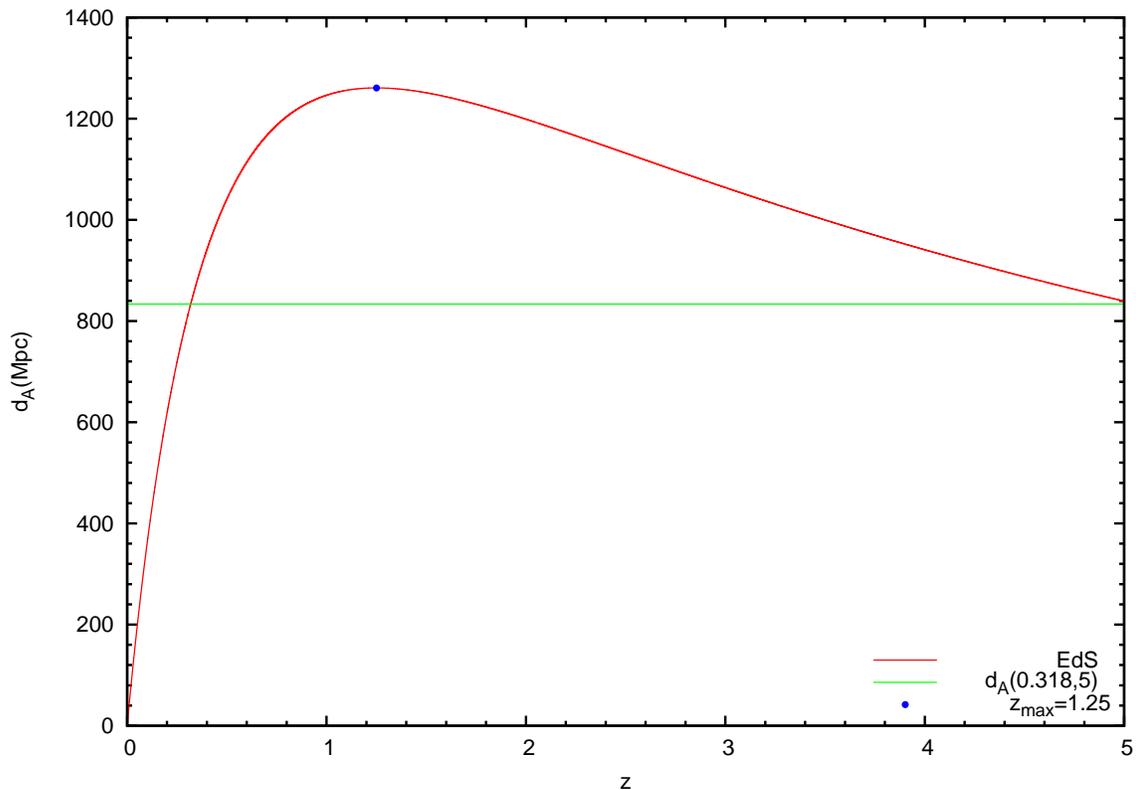


Figura 2.1: Representação da eq. (2.71) pela linha curvada, juntamente com a reta que cruza a $d_A(z)$ nos $z_{eq1} = 0,318$ e $z_{eq2} = 5$, linha horizontal. O valor de z onde o $d_A(z)$ obtêm o máximo valor está representado pelo ponto, $z_{max} = 1,25$.

de Hubble, $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s} \times \text{Mpc})$,³ para o intervalo de $0 < z < 5$. Podemos observar na figura o ponto onde o valor do $d_A(z)$ obtêm o máximo valor (ponto) como comentado anteriormente. Em um universo estático, o valor de distância máxima nunca é atingido e d_A aumenta quando mais profundamente observamos, o que é o caso do universo local ($z < 0,1$). Assim o efeito do máximo pode-se interpretar como sendo causado pela matéria no universo que atua como uma lente gravitacional, focalizando os raios de luz devido à atração gravitacional (Ellis 1971). De um ponto de vista relativístico, o ponto de máximo ocorre quando o cone de luz do passado (do observador) atravessa o horizonte aparente (Hellaby 2006).

Para poder visualizar melhor o conceito, vamos considerar uma galáxia de raio total R_{tot} , esfericamente simétrica, localizada em um z dado com uma estrutura bem definida, onde combinando com a eq. (1.10), temos que $R_{tot}(z) = \alpha_{tot} d_A(z)$. Ignorando todos os efeitos de diminuição do fluxo por causas cosmológicas e astrofísicas, essa mesma galáxia subtenderá o mesmo ângulo α_{tot} para um dado conjunto de DV equivalentes, z_{eq1} e z_{eq2} ,

³A escolha do valor de H_0 será esclarecida na subseção seguinte.

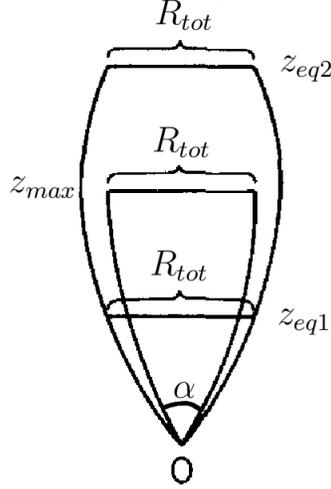


Figura 2.2: Representação esquemática das possíveis trajetórias dos raios de luz procedentes de galáxias iguais com o mesmo raio R_{tot} , em diferentes z , chegando no observador O num universo em expansão. Os valores de z que têm o mesmo ângulo α estão especificados por z_{eq1} e z_{eq2} , assim como o z_{max} onde o α é mínimo. Os valores de z_{eq} e z_{max} variam para diferentes cosmologias.

porque $d_A(z_{eq1}) = d_A(z_{eq2})$. Isto é, duas galáxias iguais, deslocadas no espaço-tempo ($z_{eq1} \neq z_{eq2}$), aparentam o mesmo tamanho angular no céu. Na figura 2.2 pode-se visualizar o conceito comentado anteriormente. Seguindo esta linha de raciocínio, parece sensato se perguntar quais são os valores do par de z , (z_{eq1}, z_{eq2}) , onde acontece este efeito. Uma forma simples de achar os valores de z é resolvendo a seguinte equação,

$$d_A(z) = \frac{2c}{H_0(1+z)} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{(1+z)}} \right] - y = 0, \quad (2.76)$$

ou seja, achar os valores onde a reta y cruza $d_A(z)$, e a que valores de z isto acontece. Como exemplo, na figura 2.1 esta representado o valor da reta que intersecta o par $(z_{eq1} = 0.318, z_{eq2} = 5)$. Computando a equação anterior obtemos os valores dos DVs equivalentes. Na figura 2.3 representamos os valores de (z_{eq1}, z_{eq2}) e $(|z_{eq2} - z_{eq1}|, z)$ respetivamente. O comportamento dos valores do z equivalente, como comentado anteriormente, depende dos diferentes valores dos parâmetros cosmológicos, i.e. $(c, H_0, \Omega_m^0, \Omega_\Lambda, \Omega_k^0)$. No modelo considerado $d_A(z)$ depende de (c, H_0, Ω_m^0) mas o valor do z_{max} onde ocorre o valor máximo da distância, só depende do Ω_m^0 (ver derivada da eq. (2.71), torna-se nula para valores de z onde H_0 e c não interferem).

A questão da distância por área observada máxima $d_A(z_{max})$ já foi discutida por vários

autores. Sendo algumas pesquisas centradas na sensibilidade da variação do máximo, entre outros:

★ Araújo e Stoeger (2009) mostram que a variação do máximo só depende do valor do parâmetro da constante cosmológica quando um universo plano é considerado, mas quando consideramos um universo com curvatura não nula, depende dos parâmetros de matéria e da constante cosmológica. Anteriormente, este fato já foi indagado pelo Krauss e Schramm (1993), mas estes não apresentaram resultados algébricos e sim resultados em forma de figuras.

★ No trabalho de Janis (1986) mostra-se como varia o z_{max} , quando um universo sem constante cosmológica é considerado, ao se variar o sinal da curvatura k .

★ Lima e Alcaniz (2000), considerando um universo composto por um fluido de quintessência (em vez da constante cosmológica), investigam o z_{max} para este tipo de cosmologias.

★ Mudando a métrica, e considerando-a do tipo *Lemaître-Tolman-Bondi (LTB)* (os autores anteriores consideraram métricas tipo FLRW), Hellaby (2006), investiga este efeito para métricas inomogêneas, entre outras coisas.

2.1.2 Modelo de Λ CDM

O modelo de Λ CDM, também chamado de modelo padrão, é o modelo cosmológico mais aceito atualmente. Este modelo parece indicar um parâmetro de curvatura nulo, $\Omega_k^0 \sim 0$, mas uma contribuição da constante cosmológica diferente de zero. Assim a expressão da distância por área, segundo estes valores, é dada pela eq. (2.68). Para poder obter o comportamento da $d_A(z)$, temos que resolver a integral, mas como esta não tem solução analítica vamos proceder numericamente.

Vamos considerar a eq. (2.65), em função do fator de escala e explicitando a derivada temporal de $a(t)$, i.e.,

$$H(z) = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = H_0 \left[\Omega_m^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_k^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 + \Omega_\Lambda \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.77)$$

$$\frac{da}{dt} = H_0 \left[\Omega_m^0 \frac{a_0^3}{a} + \Omega_k^0 a_0^2 + \Omega_\Lambda a^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.78)$$

Resolvendo esta equação obteremos os valores do fator de escala $a(t)$ para diferentes tempos cósmicos. Como o nosso objetivo é calcular a d_A precisamos tanto o valor do fator

de escala num tempo t como o valor do raio comóvel para esse tempo t [eq. (2.7)]. Vamos, então expressar o fator de escala em função do raio comóvel,

$$\frac{da}{dr} = \frac{da}{dt} \frac{dt}{dr}, \quad (2.79)$$

sendo que dt/dr pode-se calcular considerando que a luz viaja através de geodésicas radiais nulas da fonte até o observador, ou seja, $ds = 0$, $d\theta = 0$ e $d\phi = 0$. Da métrica eq. (2.1) temos que,

$$\begin{aligned} \frac{c^2 dt^2}{a^2} &= \frac{dr^2}{1 - kr^2}, \\ \frac{dt^2}{dr^2} &= \frac{a^2}{c^2 - c^2 kr^2}. \end{aligned} \quad (2.80)$$

Usando a eq. (2.53) e tirando a raiz quadrada, temos que,

$$\frac{dt}{dr} = - \left[\frac{a^2}{c^2 + H_0^2 a_0^2 \Omega_k^0 r^2} \right]^{1/2}. \quad (2.81)$$

Com as expressões de da/dt e dt/dr podemos calcular a variação do fator de escala em função do raio comovel,

$$\frac{da}{dr} = -H_0 \left[\frac{\Omega_\Lambda a^4 + \Omega_k^0 a_0^2 a^2 + \Omega_{m0} a_0^3 a}{c^2 + H_0^2 a_0^2 \Omega_k^0 r^2} \right]^{1/2}. \quad (2.82)$$

Assim a equação diferencial pode ser resolvida numericamente e esta solução fornecerá tabelas de dados de r e a , isto se a cosmologia for previamente definida, i.e, depois de fornecer valores numéricos para Ω_Λ , Ω_{m0} e H_0 . Da condição da normalização, $\Omega_k^0 = 1 - \Omega_m^0 - \Omega_\Lambda$, obtêm-se o valor do Ω_k^0 . Uma rotina que use o método Runge-Kutta de quarta ordem é suficiente para resolver o problema porque as funções são suaves e a experiência prévia de Iribarrem (2009) mostra que tal método é suficiente (para mais detalhes do código computacional ver Iribarrem 2009).

Para determinar os valores dos parâmetros cosmológicos podemos usar as análises da radiação cósmica de fundo (RCF), de supernovas tipo Ia (SNIa) e as oscilações acústicas bariônicas (OAB). Desta forma combinando os resultados dos três estudos anteriores consegue-se uns resultados mais precisos e mais significativos, do fato que são estudos independentes a priori. Assim segundo Komatsu et al. (2009), que combina os resultados dos estudos anteriores, temos os valores apresentados na tabela 2.1.

Como alguns valores do nosso interesse aparecem misturados na tabela, temos que re-

Tabela 2.1: Valores dos parâmetros cosmológicos, necessários na determinação de $d_A(z)$, combinando os resultados de RCF, SNIa e OAB (Komatsu et al. 2009).

	RCF + OAB + SN
h	$0,705 \pm 0,013$
$\Omega_{bar}^0 h^2$	$0,0227 \pm 0,0006$
$\Omega_{CDM}^0 h^2$	$0,113 \pm 0,003$
Ω_Λ	$0,726 \pm 0,015$

alizer cálculos prévios para obter Ω_m^0 e H_0 . A constante de Hubble atual é escrita como $H_0 = 100h [Km/(s \times Mpc)]$. O valor do parâmetro de densidade de matéria atual, Ω_m^0 , é definido como,

$$\Omega_m^0 = \Omega_{bar}^0 + \Omega_{CDM}^0. \quad (2.83)$$

Vê-se que os valores fornecidos, assim como os erros, estão multiplicados pela constante de Hubble, então é preciso calcular os valores dos parâmetros cosmológicos assim como suas respectivas incertezas. Para isso, vamos definir uma função $f = f(\Omega_i, h)$ equivalente ao formato apresentado no Komatsu et al. (2009) onde

$$f(\Omega_i, h) = \Omega_i h^2. \quad (2.84)$$

Isolando o parâmetro de densidade e associando o erro temos que

$$\Omega_i = \frac{f}{h^2} \pm \Delta\Omega_i. \quad (2.85)$$

Os erros são calculados de forma quadrática, ou seja,

$$(\Delta\Omega_i)^2 = \left(\frac{\partial\Omega_i}{\partial f}\right)^2 (\Delta f)^2 + \left(\frac{\partial\Omega_i}{\partial h}\right)^2 (\Delta h)^2. \quad (2.86)$$

Fazendo os cálculos necessários obtemos, finalmente, os valores dos parâmetros cosmológicos com os respectivos erros,

$$H_0 = 70,5 \pm 1,3 \left[\frac{Km}{s \times Mpc} \right],$$

$$\Omega_{m0} = 0,273 \pm 0,022, \quad (2.87)$$

$$\Omega_\Lambda = 0,726 \pm 0,015.$$

Tabela 2.2: Valores dos parâmetros usados para os cálculos das d_A levando em conta as incertezas, somadas (+) e subtraídas (-), e o DV onde o d_A obtêm o máximo valor.

	H_0	$\frac{Km}{s \times Mpc}$	Ω_{m0}	Ω_Λ	z_{max}
$d_A(+)$	71,8		0,295	0,741	1,59
d_A	70,5		0,273	0,726	1,64
$d_A(-)$	69,2		0,250	0,711	1,69

Agora que temos os valores necessários dos parâmetros, podemos calcular numericamente a distância por área observada. Para poder visualizar melhor a precisão dos parâmetros calculados usando os estudos anteriormente comentados, vamos calcular a faixa de valores de d_A , obtidos ao se considerar tanto os valores dos parâmetros como os erros somados e subtraídos. Assim na figura 2.4 está representado o valor de d_A em função do DV, tanto para os modelos de Λ CDM como para o modelo *Einstein-de Sitter* (*EdS*). No caso do modelo Λ CDM, a curva do meio, d_A representa os valores dos parâmetros sem o erro, enquanto que a curva de acima, $d_A(-)$, e de abaixo, $d_A(+)$ são os valores levando em conta as incertezas nos parâmetros cosmológicos, calculados usando os diferentes estudos cosmológicos (tabela 2.2). Na tabela 2.2 também estão os valores do DV onde d_A obtêm o máximo valor, z_{max} . O cálculo da d_A para EdS foi realizado usando o parâmetro de Hubble sem a incerteza, $H_0 = 70,5 \text{ km}/(s \times \text{Mpc})$.

Comparando as duas curvas, se observa que a medida que z aumenta a diferença entre elas também aumenta, até um DV onde essa diferença parece que se mantém constante.

Para poder visualizar melhor a diferença entre os dois modelos vamos realizar alguns cálculos aritméticos. Calcularemos a divisão assim como as respectivas derivadas, para os valores da $d_A(z)$. Começando pela subtração entre os valores da distância por área observada, temos que,

$$\Delta d_A(z) = d_{A,\Lambda CDM}(z) - d_{A,EdS}(z), \quad (2.88)$$

e a derivada em função de z ,

$$\Delta' d_A(z) = \frac{\delta}{\delta z} [\Delta d_A(z)] = \frac{\delta}{\delta z} [d_{A,\Lambda CDM}(z)] - \frac{\delta}{\delta z} [d_{A,EdS}(z)]. \quad (2.89)$$

Para a divisão dos valores de $d_A(z)$ temos,

$$\delta d_A(z) = \frac{d_{A,\Lambda CDM}(z)}{d_{A,EdS}(z)}, \quad (2.90)$$

e a derivada correspondente,

$$\delta' d_A(z) = \frac{\delta}{\delta z} [\delta d_A(z)] = \frac{1}{[d_{A,EdS}(z)]^2} \left\{ d_{A,EdS}(z) \frac{\delta}{\delta z} [d_{A,\Lambda CDM}(z)] - d_{A,\Lambda CDM}(z) \frac{\delta}{\delta z} [d_{A,EdS}(z)] \right\}. \quad (2.91)$$

Em cada uma das figuras 2.5, 2.6, 2.7 e 2.8, estão representadas as três curvas dos diferentes valores das incertezas (tabela 2.2), para $d_{A,\Lambda CDM}$ e para $d_{A,EdS}$, onde no caso do cálculo do modelo EdS só levou-se em conta a incerteza na constante de Hubble.

Para interpretar os resultados obtidos, começamos pela subtração das duas curvas (fig. 2.5). Considerando a curva com os parâmetros sem as incertezas, pode-se observar que $\Delta d_A(z)$ atinge um máximo para aproximadamente $z \sim 2,45$, e depois decresce lentamente. Isto pode-se ver na derivada da diferença, mostrado na figura 2.6. Uma forma de interpretar o resultado, diz que não é preciso observar muito profundamente para poder comparar os dois modelos. Assim, por exemplo, a diferença entre os dois modelos considerando $\Delta d_A(z)$, para $z \sim 5$, é a mesma que para $z \sim 1.3$. Isto traz várias vantagens, entre elas, o fato que para um universo menos profundo os dados observacionais em algumas bandas (por exemplo no ótico), são de melhor qualidade do que quando observamos um universo mais profundo. Outra vantagem, é que o desvio para o vermelho é menos acentuado para um universo menos profundo, podendo observar a mesma faixa do espectro electromagnético emitido, através de escolha de filtros em uma mesma faixa do espectro, por exemplo no visível.

No que se refere à divisão das curvas, neste caso um máximo não é atingido, mas podemos observar que para $z \sim 1,4$ d_A em ΛCDM é 1,4 vezes maior que em EdS. Observando a variação da divisão (figura 2.8), para z maiores a diferença é quase constante, atingindo em $z \sim 5$ uma proporção de $d_{A,\Lambda CDM} \sim 1,6 d_{A,EdS}$. Podemos concluir de forma semelhante ao caso anterior, isto é, que não precisamos observar muito distante para poder atingir uma diferença notável entre os dois modelos cosmológicos considerados. Mas, como veremos no capítulo 5, quando os parâmetros astrofísicos são considerados, estes comportamentos podem mudar.

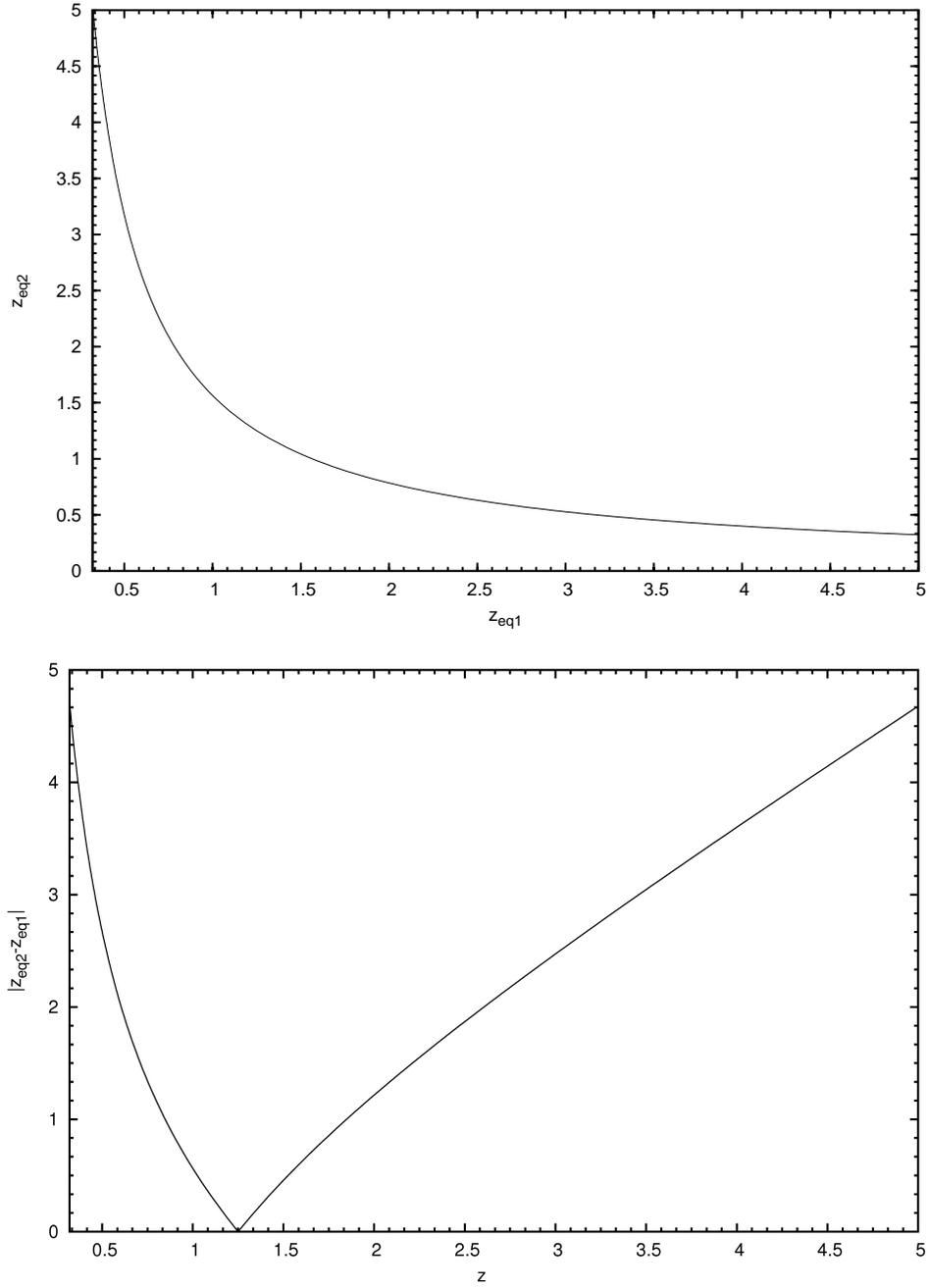


Figura 2.3: Representação da resolução da eq. (2.76) com os valores de (z_{eq1}, z_{eq2}) para EdS. *Acima:* Valores de (z_{eq1}, z_{eq2}) . *Abaixo:* Representação de $(|z_{eq2} - z_{eq1}|, z)$.

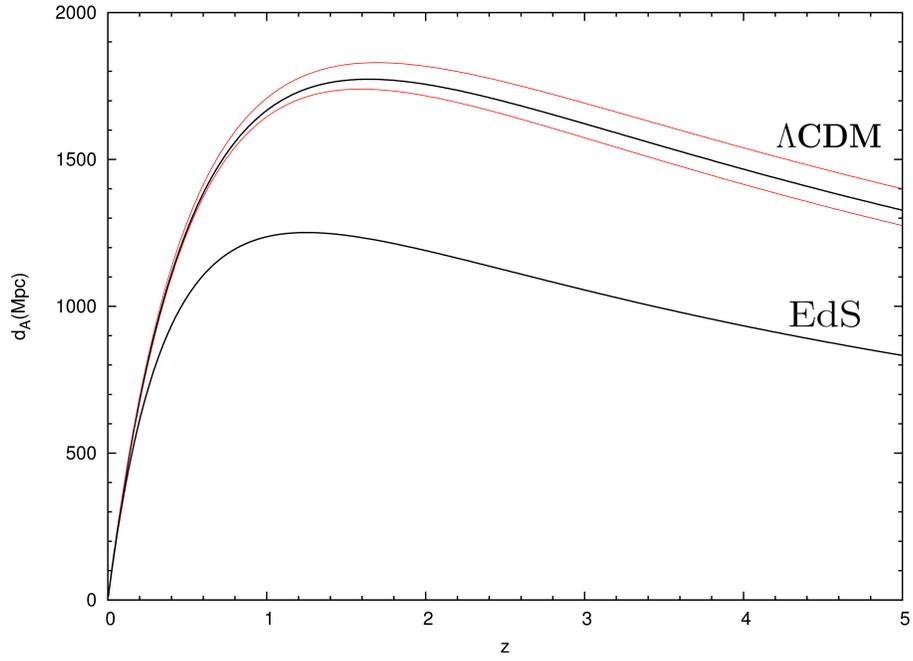


Figura 2.4: Valores de $d_A(z)$ para os modelos ΛCDM e *Einstein-de Sitter* (*EdS*). No 1º caso, a curva do meio representa o d_A com os valores dos parâmetros sem o erro, enquanto as curvas acima e abaixo consideram as incertezas nos parâmetros cosmológicos, subtraídas $d_A(-)$ e somadas $d_A(+)$, respectivamente calculadas usando os diferentes estudos cosmológicos.

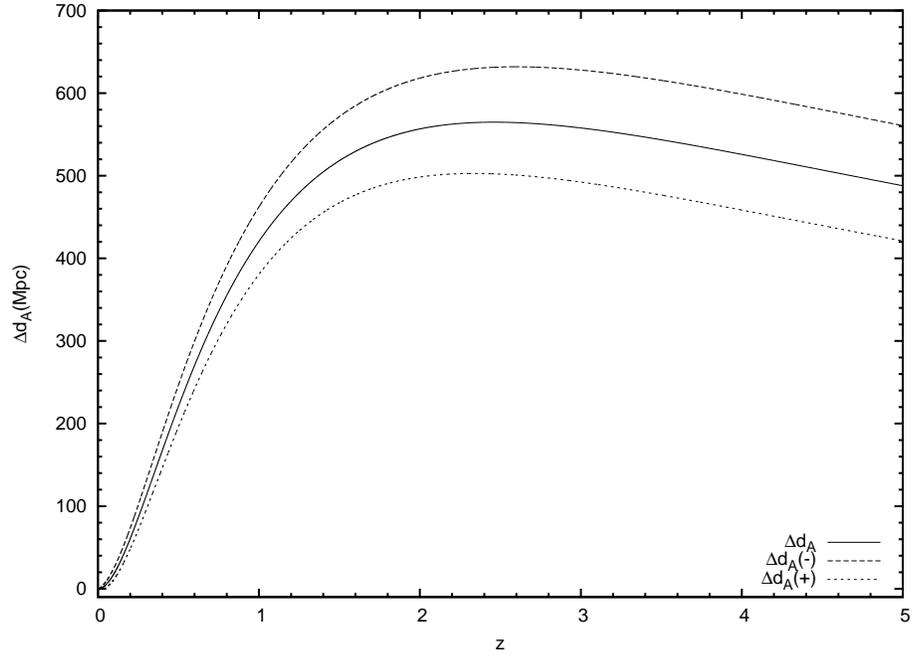


Figura 2.5: Diferença entre a $d_A(z)$ para ΛCDM e para *EdS*, $\Delta d_A(z)$ eq. (2.88). O Δd_A , utiliza os parâmetros cosmológicos sem as incertezas, $\Delta d_A(-)$ com as incertezas substratos, e $\Delta d_A(+)$ com as incertezas somadas.

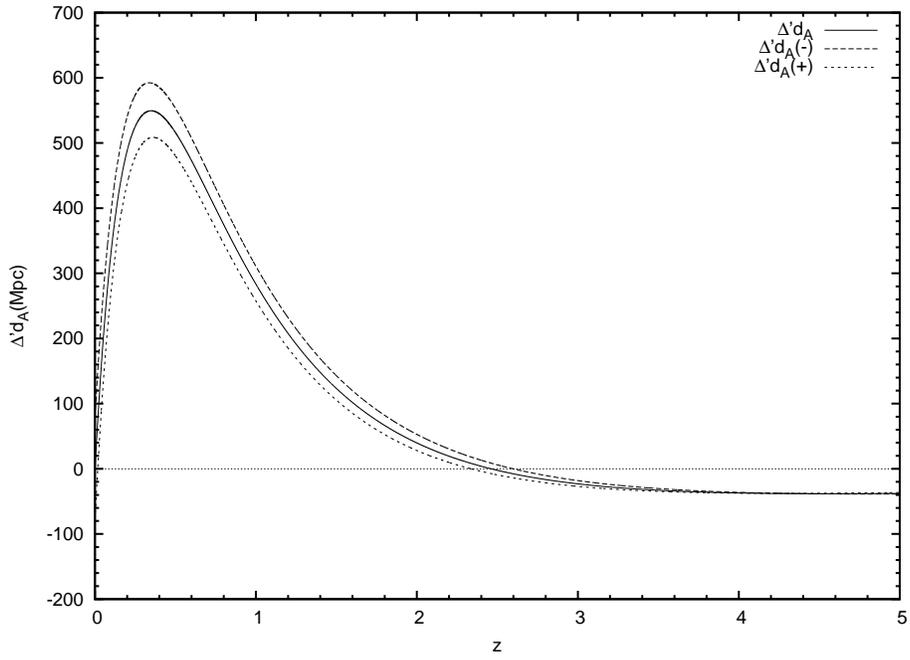


Figura 2.6: Derivada em função do z , da diferença entre a $d_A(z)$ para Λ CDM e para EdS , $\Delta'd_A(z)$ eq. (2.89). O $\Delta'd_A$, utiliza os parâmetros cosmológicos sem as incertezas, $\Delta'd_A(-)$ com as incertezas subtraídas, e $\Delta'd_A(+)$ com as incertezas somadas.

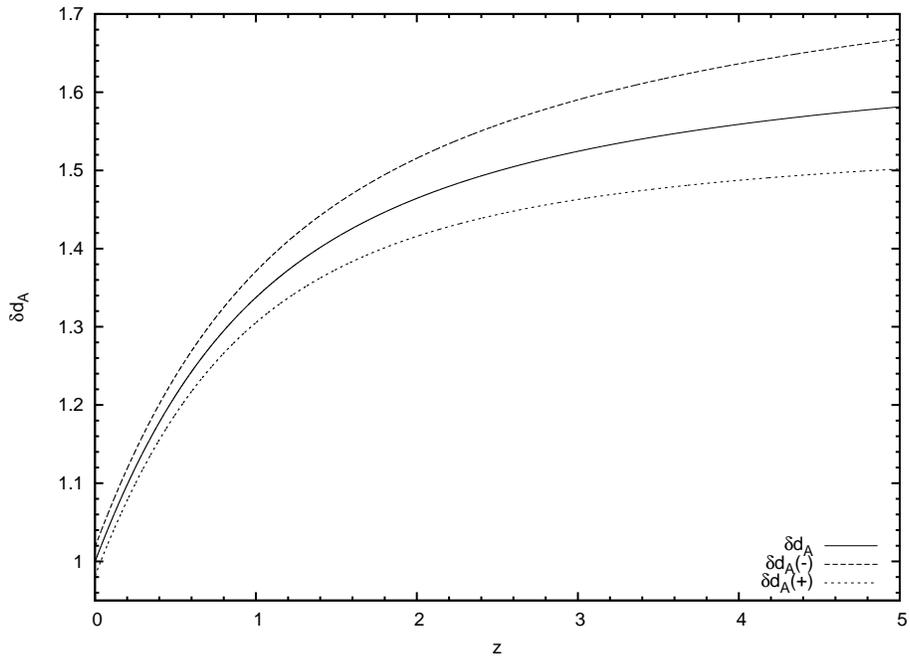


Figura 2.7: Divisão entre a $d_A(z)$ para Λ CDM e para EdS , $\delta d_A(z)$ eq. (2.90). O δd_A utiliza os parâmetros cosmológicos sem as incertezas, $\delta d_A(-)$ com as incertezas subtraídas, e $\delta d_A(+)$ com as incertezas somadas.

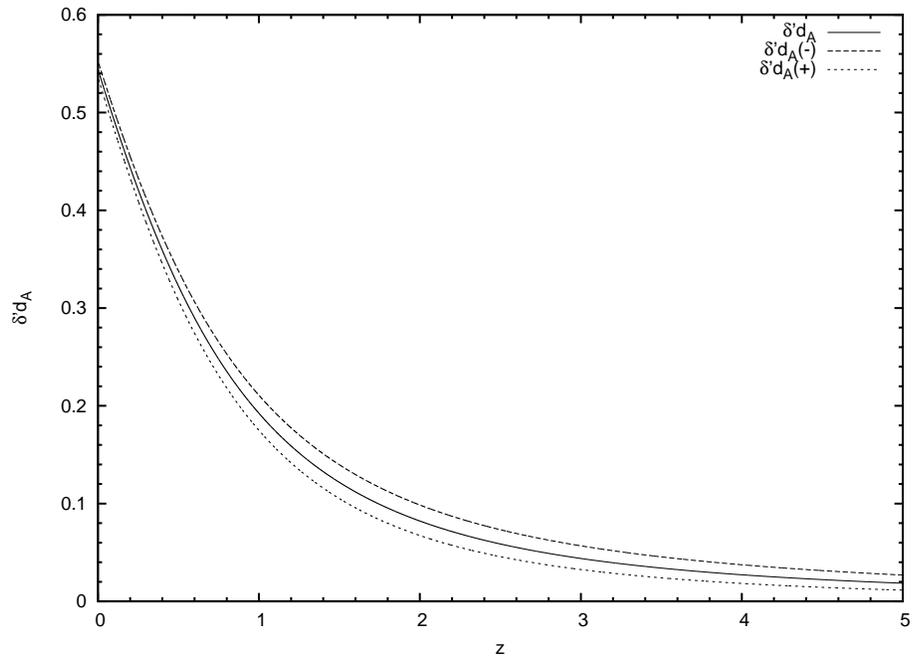


Figura 2.8: Derivada em função do z da divisão entre a $d_A(z)$ para Λ CDM e para EdS , $\delta' d_A(z)$ eq. (2.91). O $\delta' d_A$, utiliza os parâmetros cosmológicos sem as incertezas, $\delta' d_A(-)$ com as incertezas subtraídas, e $\delta' d_A(+)$ com as incertezas somadas.

Capítulo 3

Galáxias

No capítulo 1 obtivemos na equação (1.24), que relaciona o brilho superficial emitido com o brilho superficial recebido. O brilho superficial carrega informação sobre a luz que a galáxia emite ao longo da linha de visada. Desta forma, a luz emitida vai depender das características que a galáxia possui, sendo que as variações na estrutura interna modificam o brilho superficial galáctico. Assim, antes de analisar os diferentes perfis que modelam o brilho superficial, é conveniente fazer uma revisão sobre os diferentes tipos de galáxias e os parâmetros que constituem o brilho superficial galáctico. Neste capítulo faremos uma análise introdutória sobre as galáxias e as suas propriedades baseando-nos nos livros de Binney e Merrifield (1998), Schneider (2006), Sparke e Gallagher (2007) e em alguns artigos científicos.

3.1 Classificação

Há várias maneiras de classificar as galáxias, sendo que, a forma em que são feitas as observações vai caracterizar o tipo de classificação. Historicamente, usava-se a fotometria ótica para fazer as observações galácticas, por este motivo a classificação no ótico definida por Hubble é a mais utilizada, conhecida como classificação por tipo morfológico. Outros tipos de classificações são por cor, pelos parâmetros espectroscópicos e pela distribuição na largura da banda espectral, isto é, galáxias com/sem emissão no radio e/ou com/sem emissão em raios-X, entre outros tipos de classificação.

3.1.1 Classificação Morfológica: Sequência de Hubble

A figura 3.1 mostra a classificação definida por Hubble (1936) no livro *The Realm of the Nebulae*, representada pelo diagrama de diapasão. Posteriormente, com base nesta classi-

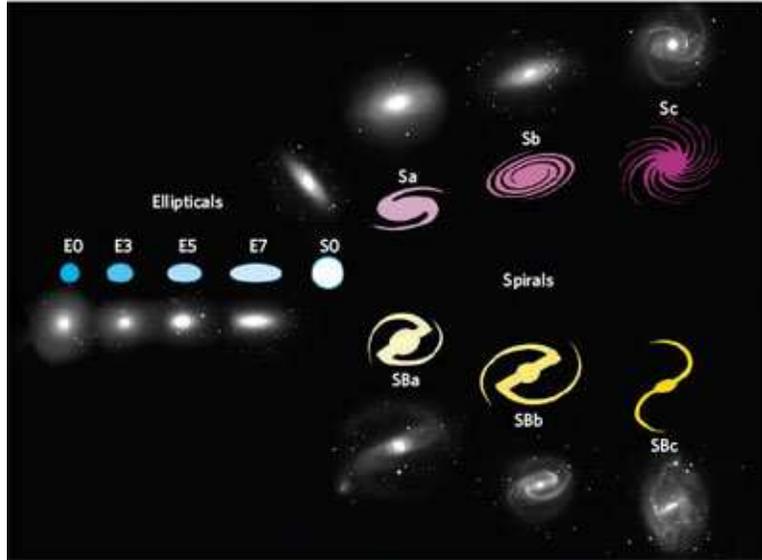


Figura 3.1: Classificação morfológica de Hubble (*'tunefork'* ou forquilha). Fonte: Hubble (1936).

ficação inicial, foram reproduzidas estas lâminas (plates), como por exemplo, o trabalho de Sandage (1961) entitulado *The Hubble Atlas of Galaxies*. Hubble sugeriu que as galáxias evoluem de esquerda para a direita na sequência da figura 3.1. Assim, foram nomeadas as galáxias da parte da esquerda como galáxias de **tipo-antérieures** (TA) e as galáxias da parte da direita como galáxias de **tipo-postérieures** (TP) ¹. Como veremos mais adiante, esta nomenclatura gera uma grande confusão porque não reflete as interpretações de muitas observações referentes à evolução galáctica. Nesta classificação se observam três tipos principais de galáxias, que vamos descrever a seguir:

- *Galáxias Elípticas* (E)

As galáxias elípticas se caracterizam por possuírem isofotas quase elípticas, isto é, os contornos com brilho superficial constante definem aproximadamente uma elipse. Estão subdivididas em função de sua elipticidade $\epsilon \equiv 1 - \mathbf{b}/\mathbf{a}$, onde \mathbf{a} e \mathbf{b} denotam o semi-eixo maior e o semi-eixo menor, respectivamente. A notação $\mathbf{E}\mathbf{n}$ é comum para designar galáxias elípticas em função de ϵ , onde $\mathbf{n} = 10\epsilon$. Assim uma galáxia que aparente ter uma forma circular no céu é designado como E0, e uma galáxia com o semi-eixo maior o dobro que o semi-eixo menor é uma galáxia E5. As elípticas se encontram na seguinte faixa de

¹Tradução de *Early-Type Galaxies (ET)* (Galáxias de Tipo-Anterior) e *Late-Type Galaxies (LT)*(Galáxias de Tipo-Posterior).

elipticidade, $0 \leq \epsilon \lesssim 0.7$.

- *Galáxias Espirais* (S, SB)

As galáxias espirais possuem uma estrutura do tipo disco, com braços espirais e um bojo central. Estão divididas em duas subcategorias: *espirais normais* (S) e *espirais barradas* (SB), espirais que possuem uma barra central, e em cada subcategoria a sequência de galáxias espirais é definida de acordo com a proporção de brilho entre o bojo e o disco. Desta forma as galáxias espirais do tipo-anterior, localizadas na parte esquerda depois do diapasão, possuem bojões chamativos e braços fechados, sendo designados como Sa ou SBa. As galáxias espirais TP tem um bojo menos denso e braços abertos e são chamadas de galáxias Sc ou SBc. Entre as espirais TA (Sa, SBa) e TP (Sc, SBc) se encontram as espirais Sb e SBb e ainda existe uma subcategoria intermédia de estágios evolutivos do bojo e dos braços, designados como Sab, Sbc, e assim por diante.

- *Galáxias Lenticulares* (S0, SB0)

No meio do diapasão de Hubble, entre as galáxias elípticas e espirais se encontram as galáxias lenticulares. São designadas como SB0 ou S0 se possuem uma estrutura barrada ou não, respetivamente. As lenticulares têm uma estrutura de bojo muito pronunciada e discos muito fracos e não contêm braços espirais. A família de galáxias S0 é subdividida em 3 classes, S0₁, S0₂ e S0₃, de acordo com a grau de absorção da poeira do disco. Assim as galáxias lenticulares S0₁ não apresentam sinais de absorção devido à poeira. Por outro lado as galáxias S0₃ tem uma banda escura completa de absorção por poeira variando dentro dos seus discos ao redor das componentes elípticas. O grau de absorção de galáxias S0₂ é intermediária, encontrando-se entre os dois extremos anteriores. As galáxias lenticulares barradas também estão divididas em três tipos, SB0₁, SB0₂, e SB0₃, mas, a divisão neste caso é feita com base na proeminência da barra em vez da presença de linhas de absorção por causa da poeira. Assim, nas galáxias tipo SB0₁, a barra mostra-se somente como sendo duas regiões longas de brilho levemente aumentado em cada lado do bojo central. Nas galáxias SB0₃ a barra é estreita, bem definida e se estende completamente ao longo da lente. As galáxias SB0₂ possuem barras de proeminência intermediária.

- *Galáxias Irregulares* (Irr)

Além dos três tipos de galáxias principais descritos anteriormente, há galáxias que não

Tabela 3.1: Nomenclatura de classificação morfológica galáctica de Hubble e de de Vaucouleurs em função de T .

Hubble	E	E-S0	S0	S0/a	Sa	Sa-b	Sb	Sb-c	Sc	Sc-Irr	Irr I
de Vaucouleurs	E	S0 ⁻	S0 ⁰	S0 ⁺	Sa	Sab	Sb	Sbc	Scd	Sdm	Im
T	-5	-3	-2	0	1	2	3	4	6	8	10

possuem uma estrutura regular: são as chamadas galáxias irregulares. Quando apresentam uma estrutura regular fraca denomina-se Irr I mas quando não apresentam nenhum tipo de estrutura regular são denominadas Irr II.

Os tipos morfológicos apresentados compõem a maioria das galáxias observadas. É importante ressaltar que a classificação morfológica está sujeita aos efeitos de projeção. Por exemplo, a forma espacial de uma galáxia elíptica é uma elipsoide triaxial, desta forma a elipticidade ϵ observada depende da orientação com respeito à linha de visada. No caso da identificação de uma barra numa espiral, observá-la de lado dificulta a identificação da barra.

Autores posteriores consideraram a classificação original de Hubble satisfatória quando as galáxias elípticas são analisadas, mas muitos afirmaram que a classificação das galáxias espirais era incompleta e que o tratamento das galáxias irregulares era pouco adequado. Em particular de Vaucouleurs (1959b) estendeu a análise original de Hubble adicionando os tipos Sd, Sm e Im. Assim os tipos Sd se misturam com os tipos Sc de Hubble, mas contêm alguns objetos que foram catalogados como galáxias Irr I no esquema de Hubble. As galáxias Sm e Im contêm as galáxias Irr I da classificação de Hubble, sendo que o “m” denota “Magalhães” porque a Grande Nuvem de Magalhães é classificada como SBm. Na categoria de Im são catalogadas objetos muito irregulares como a Pequena Nuvem de Magalhães e a IC 1613, entre outros. Outras modificações que de Vaucouleurs introduziu foram a notação de SA para as espirais sem barra e SAB quando são levemente barradas. Neste sistema, as galáxias lenticulares são designadas como S0 só se não é possível afirmar que a galáxia possui uma barra ou não.

Outro aspecto comentado por de Vaucouleurs, e mais tarde por Kormendy (1979), foi a ênfase da importância da galáxia ter anéis lentes que habitualmente aparecem nos discos das galáxias espirais, especialmente nas barradas. Na classificação de de Vaucouleurs os símbolos (r) e (s) indicam presença ou ausência de anéis. Além destas modificações, de Vaucouleurs propôs uma classificação morfológica através de uma nomenclatura T (de Vaucouleurs et al. 1991). Na tabela 3.1 estão representadas as nomenclaturas de Hubble e de de Vaucouleurs em função de T .

3.2 Parâmetros Astronômicos

Neste ponto estamos capacitados para analisar cada tipo de galáxia descrita anteriormente. Assim nas seções seguintes vamos fazer uma análise mais detalhada das galáxias elípticas e espirais. Mas, antes de continuar é necessário apresentar uma descrição dos parâmetros que são utilizados na astronomia.

A classificação em magnitudes para medir o brilho dos objetos celestes foi desenvolvida pelos Gregos. Eles classificaram os objetos celestes em diferentes magnitudes, onde os objetos observados a olho nu mais brilhantes eram de primeira magnitude e os objetos mais fracos eram de sexta magnitude. Se consideramos um objeto de magnitude aparente m_1 associado a um fluxo F_1 e outro objeto de magnitude aparente m_2 e fluxo F_2 , a diferença em magnitudes entre as duas estrelas é dada por,

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10} \left(\frac{F_1}{F_2} \right). \quad (3.1)$$

Através do uso da fotometria e de diferentes bandas de filtros em diferentes comprimentos de onda, define-se o índice de cor (I.C.), ou simplesmente cor. Assim, a diferença em magnitudes medida em duas bandas diferentes A e B fornece o índice de cor, como abaixo,

$$(I.C.)_{AB} \equiv m_A - m_B. \quad (3.2)$$

A medida da magnitude aparente não fornece uma informação direta do brilho do objeto porque quanto mais distante estiver o objeto a magnitude será maior porque o fluxo diminui. Assim a magnitude absoluta M é definida como a magnitude que o objeto teria se ele estivesse situado a uma distância de 10 pc do observador. Desta forma, sendo a distância d em parsecs,

$$m - M = 5 \log d - 5, \quad (3.3)$$

onde a quantidade $(m - M)$ é chamada de módulo da distância do objeto. Como as observações são feitas em uma banda de frequência, a magnitude absoluta informa sobre a luminosidade do objeto na banda observada. Se são consideradas a soma das bandas do infravermelho, do ótico e do ultravioleta, então a magnitude observada é chamada de magnitude bolométrica, levando o sub-índice de “*bol*”, tanto na magnitude aparente como na magnitude absoluta. Veja o apêndice A para uma revisão de vários sistemas de filtros.

3.3 Galáxias Elípticas

O grupo morfológico denominado de galáxias elípticas são as galáxias mais brilhantes do universo, mas também são das mais opacas. O que mais caracteriza este tipo de galáxias é a forma que elas têm, assim como a ausência de gás frio e de estrelas jovens. As elípticas podem ser divididas em várias classes de galáxias que possuem tamanho e luminosidade diferentes. Veremos essa divisão a seguir.

- *Elípticas Normais.*

Esta classe de objetos inclui elípticas gigantes (gE), com luminosidade intermédia (E) e compactas (cE), cobrindo uma faixa de magnitude absolutas na banda B de $M_B \sim -23$ até $M_B \sim -15$. Ademais, costuma-se englobar as galáxias S0 dentro desta classe de galáxias TA.

- *Elípticas Anãs.*

A diferença entre as elípticas anãs e as cE é que as anãs possuem um brilho superficial menor e metalicidade mais baixa.

- *Galáxias cD.*

As galáxias desta classe de objetos são extremadamente luminosas, até $M_B \sim -25$, e grandes, até $R_{tot} \lesssim 1$ Mpc e se encontram perto do centro de densos aglomerados de galáxias e de grupos de galáxias. O brilho superficial delas é muito alto perto do centro, possuem um envelope extenso e difuso e têm uma alta razão massa-luminosidade M/L .

- *Galáxias Anãs Compactas Azuis.*

As galáxias compactas anãs azuis (BCD) são claramente mais azuis, isto é, $0.0 < I.C_{.BV} < 0.3$, do que as outras elípticas e possuem uma quantidade de gás apreciável em comparação a elas.

- *Esferoidais Anãs.*

As esferoidais anãs (dSph) possuem luminosidade e perfil de brilho baixo. São observadas até $M_B \sim -8$, por estes motivos só foram descobertas no Grupo Local.

As galáxias elípticas são muito variadas em termos de luminosidade e massa. A tabela 3.2 mostra alguns valores característicos das galáxias elípticas.

3.3.1 A Forma das Galáxias Elípticas

A aparência de uma galáxia elíptica depende da direção em que a observamos. Assim, se uma galáxia é simétrica em torno de um eixo, um observador que olhe nessa direção verá uma imagem circular. Como observamos galáxias com uma orientação aleatória, podemos

Tabela 3.2: Valores característicos de galáxias elípticas. M_B é a magnitude absoluta na banda B, $M(M_\odot)$ é a massa da galáxia em unidades de massa solar M_\odot , D_{25} é o diâmetro onde o brilho superficial tem um valor de 25 mag/arcsec² na banda B e M/L_B é a proporção de massa-luminosidade em unidades solares para a banda B. Schneider (2006)

	S0	cD	E	dE	dSph	BCD
M_B	-17 até -22	-22 até -25	-15 até -23	-13 até -19	-8 até -15	-14 até -17
$M(M_\odot)$	10^{10} até 10^{12}	10^{13} até 10^{14}	10^8 até 10^{13}	10^7 até 10^9	10^7 até 10^8	$\sim 10^9$
$D_{25}(kpc)$	10-100	300-1000	1-200	1-10	0.1-0.5	< 3
$\langle M/L_B \rangle$	~ 10	> 100	10-100	1-10	5-100	0.1-10

em princípio utilizar a distribuição da forma aparente para deduzir a verdadeira figura em três dimensões.

Como mencionado anteriormente, as galáxias elípticas possuem isofotas muito próximas a elipses. Como não são exatamente elipses, o desvio de uma elipse perfeita fornece informação sobre a não simetria da galáxia. Na figura 3.2 podemos ver algumas isofotas de galáxias elípticas gigantes. Assim no caso da galáxia (b) desta figura podemos observar um *desvio isofotal*, isto é, na região interior o eixo maior está orientado de forma horizontal, mas na região exterior se desvia sendo orientado de forma quase vertical. Este fenômeno é geralmente entendido como uma indicação de que a galáxia deve ser triaxial, ou seja, os três eixos são diferentes.

Outro tipo de forma que as galáxias elípticas possuem é a forma *discoidal*². A galáxia (c) da figura 3.2 possui esta forma, mostrando um excesso de luz ao longo do eixo maior, como se a galáxia contivesse um disco equatorial dentro dela mesmo. Medidas de movimentos estelares mostram que este é exatamente o caso: discos contendo até 30% da luz total estão embutidos dentro do conjunto elíptico. Por outro lado temos as galáxias *retangulares*,³ que possuem mais luz nas quinas da elipse [figura 3.2 (d)].

Para poder quantificar a forma das galáxias elípticas através das isofotas de forma matemática, vamos escrever a equação da elipse que melhor se ajustaria a uma isofota,

$$x = \mathbf{a} \cos t, y = \mathbf{b} \sin t, \quad (3.4)$$

onde x e y são as distâncias ao longo do eixo maior e o eixo menor respectivamente, e t é o parâmetro que descreve o ângulo ao redor da elipse. Definamos $\Delta r(t)$ como a distância

²*Disky* em língua inglesa.

³*Boxy* na língua inglesa.

entre a elipse e a isofota da galáxia, medido para fora desde o centro (ver figura 3.3). Então, fazendo a expansão em serie de Fourier da distância $\Delta r(t)$, podemos escrever que,

$$\Delta r(t) \approx \sum_{k \geq 3} \mathbf{a}_k \cos(kt) + \mathbf{b}_k \sin(kt), \quad (3.5)$$

os termos com $k = 0, 1,$ e 2 somem porque escolhemos previamente o melhor ajuste da elipse. Os termos \mathbf{a}_3 e \mathbf{b}_3 descrevem levemente isofotas de forma de ovo, e são geralmente muito pequenos. O termo \mathbf{b}_4 é também usualmente pequeno, mas o termo \mathbf{a}_4 não é, e ela fornece muita informação física sobre o sistema. Assim, quando $\mathbf{a}_4 > 0$ a isofota é *discoidal*, e quando $\mathbf{a}_4 < 0$ a isofota é *retangular*, para poder visualizar este conceito na figura 3.4, estão representados os três casos. Em galáxias elípticas, tipicamente se encontra que $|\mathbf{a}_4/\mathbf{a}| \sim 0.01$, isto é, o desvio de uma forma elipsoidal é muito pequena. Embora o parâmetro $|\mathbf{a}_4/\mathbf{a}|$ seja pequeno, ele, está fortemente relacionado com outras propriedades das elípticas. Na figura 3.5 estão representadas algumas propriedades galácticas em função de $|\mathbf{a}_4/\mathbf{a}|$.

Começando pela figura do topo à esquerda, temos a representação do parâmetro de rotação, $\log(V/\sigma)^*$ onde,

$$\left(\frac{V}{\sigma}\right)^* = \left(\frac{v_{rot}}{\sigma_v}\right) / \left(\frac{v_{rot}}{\sigma_v}\right)_{iso} \quad (3.6)$$

sendo v_{rot} a velocidade de rotação, σ_v a velocidade de dispersão das estrelas, e o índice *iso* indica a suposição de uma distribuição de velocidades estelares isotrópica. Assim analisando a figura, podemos ver que para galáxias *discoidais* ($\mathbf{a}_4 > 0$) a razão é aproximadamente da ordem da unidade, isto quer dizer que é um sistema que se sustenta através da rotação e que tem uma rotação rápida. Por outro lado, as galáxias *retangulares* ($\mathbf{a}_4 < 0$) mostram uma razão muito menor que 1, rotação lenta, dando conta de uma distribuição de velocidades anisotrópica, i.e, o achatamento destes sistemas é devido à anisotropia nas velocidades.

Na figura 3.5 do topo à direita, está representada a elipticidade ϵ . Em geral, as *elípticas discoidais* apresentam elipticidade maior quanto maior o $100 \mathbf{a}(4)/\mathbf{a}$, e nas *retangulares*, a elipticidade também aumenta quanto mais negativo o $100 \mathbf{a}(4)/\mathbf{a}$.

Continuando com a análise, abaixo na esquerda da figura 3.5 temos o desvio do valor médio da proporção de massa-luminosidade. Pode-se apreciar que há uma tendencia onde as *retangulares* possuem uma razão massa-luminosidade no núcleo que é maior que a razão massa-luminosidade média de um elíptica de luminosidade comparável, e à medida que a *discoidalidade* aumenta a razão massa-luminosidade vai diminuindo.

Finalizando, na figura 3.5 embaixo à direita temos a luminosidade no radio na frequên-

cia $1,4 \times 10^9$ Hz. Observa-se que as *discoïdais* são emissoras de radio fracas, no entanto as *retangulares* são radio emissoras. Esta correlação também se dá para os raios X.

Finalizando este sub-seção, de ponto de vista da quantidade de cada tipo de galáxia elíptica discutida, temos que aproximadamente 70% das elípticas são *discoïdais*.

3.3.2 Espectro das Galáxias Elípticas

O espectro das galáxias é a soma dos espectros das estrelas, da poeira e do gás contidos na galáxia. A população estelar que caracteriza as elípticas são as estrelas vermelhas (velhas), com um número pequeno de estrelas azuis (jovens). Assim o espectro se compõe por linhas de absorção de elementos pesados tais como cálcio e magnésio, similares ao espectro de estrelas de tipo K (ver figura 3.6). Há uma contribuição muito pequena abaixo de 3500 \AA , mostrando que foram criadas muitas poucas estrelas novas nos últimos $(1 - 2) \times 10^9$ anos. Assim, a luz estelar emitida procede principalmente de estrelas gigantes vermelhas. No que se refere ao brilho, as galáxias mais vermelhas são mais brilhantes, enquanto as azuis são mais fracas.

Na metalicidade, as linhas de absorção, como as do Mgb à 5175 \AA ($=10^{-10} \text{ m}$), indicam que as estrelas que estão no centro das elípticas são mais ricas em metais que aquelas que se encontram na periferia. Estas galáxias costumam ser mais brilhantes, sugerindo que as fontes estelares não são de estrelas pobres em metais como as estrelas no ramo horizontal do diagrama HR. A emissão presumivelmente vem de estrelas velhas ricas em metais que abandonaram a sequência principal e que perderam o envelope de hidrogênio, expondo o núcleo estelar quente.

Além das estrelas, em média as galáxias elípticas contêm grande quantidade de gás quente ionizado. O gás quente é invisível nos comprimentos de onda do ótico e do radio. A uma temperatura de $(1 - 3) \times 10^7 \text{ K}$, o gás irradia principalmente em raios-X. Galáxias mais luminosas, com velocidades de dispersão maiores, possuem “atmosferas” galácticas quentes. A extensão destas atmosferas é de tipicamente 30 kpc desde o centro, onde as galáxias mais brilhantes tem $(10^9 - 10^{11})M_{\odot}$ de gás, sendo que entre o 10 % - 20 % da massa em estrelas luminosas. Este gás não é muito rico em metais, tendo geralmente abundâncias de $\sim 0.5 Z_{\odot}$.

Tabela 3.3: Valores característicos de galáxias espirais. M_B é a magnitude absoluta na banda B, $M(M_\odot)$ é a massa da galáxia em unidades de massa solar, $\langle L_{bojo}/L_{tot} \rangle_B$ é a proporção entre a luminosidade do bojo e a luminosidade total, D_{25} é o diâmetro onde o brilho superficial tem um valor de 25 mag/arcsec² na banda B, M/L_B é a razão massa-luminosidade em unidades solares para a banda B, $\langle V_{max} \rangle$ é a velocidade máxima de rotação, o ângulo de abertura é o ângulo dos braços espirais medido entre as tangentes do braços e um círculo concêntrico à galáxia, e $\langle B - V \rangle$ é o índice de cor entre as bandas B e V (Schneider 2006).

	Sa	Sb	Sc	Sd/Sm	Im/Ir
M_B	-17 até -23	-17 até -23	-16 até -22	-15 até -20	-13 até -18
$M(M_\odot)$	$10^9 - 10^{12}$	$10^9 - 10^{12}$	$10^9 - 10^{12}$	$10^8 - 10^{10}$	$10^8 - 10^{10}$
$\langle L_{bojo}/L_{tot} \rangle_B$	0.3	0.13	0.05	-	-
$D_{25}(kpc)$	5-100	5-100	5-100	0.5-50	0.5-50
$\langle M/L_B \rangle$	6.2 ± 0.6	4.5 ± 0.4	2.6 ± 0.2	~ 1	~ 1
$\langle V_{max} \rangle$ (km.s ⁻¹)	299	222	175	-	-
V_{max} faixa (km.s ⁻¹)	163-367	144-330	99-304	-	50-70
Ângulo de abertura	$\sim 6^\circ$	$\sim 12^\circ$	$\sim 18^\circ$	-	-
$\langle B - V \rangle$	0.75	0.64	0.52	0.47	0.37
$\langle M_{gas}/M_{tot} \rangle$	0.04	0.08	0.16	0.25	-

3.4 Galáxias Espirais

Na seção anterior, fizemos uma breve descrição das galáxias elípticas e vimos que se classificam em sub-classes morfológicas dependendo de alguns critérios. Nas galáxias espirais acontece o mesmo, mas os parâmetros para dividi-las são diferentes. As galáxias espirais são sistemas que podem ser divididos em duas partes, o bojo central e o disco. Ademais apresentam uma estrutura de braços no disco onde o número dos braços e a intensidade estelar varia de uma galáxia para outra, e no bojo podem possuir uma barra central, sendo que o $\sim 70\%$ das espirais apresentam a dita barra estelar.

Assim seguindo a seqüência das espirais TA à TP, ha uma diminuição na proporção da luminosidade do bojo frente ao disco, o ângulo de abertura dos braços vai se incrementando, e a estrutura brilhante nos braços aumenta, i.e. galáxias Sa possuem uma distribuição difusa (smooth) de estrelas nos braços. No entanto, nas galáxias Sc a distribuição está bem mais clara em forma de estrelas e regiões HII. A faixa de magnitudes que as espirais cobrem é $-16 \gtrsim M_B \gtrsim -23$, e as massas variam de $10^9 M_\odot$ até $10^{12} M_\odot$. A tabela 3.3 mostra alguns parâmetros característicos para os diferentes subgrupos de galáxias espirais.

3.4.1 Curvas de Rotação

Através da medição das curvas de rotação das galáxias elípticas, se observou indiretamente matéria não luminosa ou *matéria escura*. A técnica para medir as velocidades de rotação é através do efeito Doppler. Mas, há de se levar em conta a inclinação do disco com a nossa linha de visada. No disco das espirais, para fazer a medição das curvas de rotação, e assim estimar a massa, usa-se principalmente estrelas e regiões HI. O uso do disco de HI tem a vantagem que é mais extenso que o disco estelar.

Se as galáxias estivessem compostas só por matéria luminosa, pela lei de rotação de Kepler esperaríamos que a velocidade de rotação $v_{lum}(R)$ diminuísse na medida que o raio galáctico R aumenta,

$$v_{lum}^2(R) = \frac{GM(R)}{R}, \quad (3.7)$$

onde G é a constante de gravitação universal e $M(R)$ é a massa ⁴. Mas, o que se observa é que uma vez chegado a um máximo de velocidade este se mantém aproximadamente constante para raios superiores, i.e. curvas de rotação planas. Na figura 3.7 representa-se a curva de rotação de uma galáxia espiral juntamente com a curva de rotação esperada para a matéria luminosa (curva do “disk”), e também com a curva de rotação da matéria não luminosa, ou matéria escura (curva do halo) para explicar a curva de rotação observada. A proporção de matéria escura requerida para explicar a curva de rotação varia de aproximadamente 50% nas espirais tipo Sa e Sb para 80%-90% nas galáxias tipo Sd e Sm. A decomposição da massa em disco e em halo não é um cálculo direto, pois há de se conhecer a proporção de massa e luz do disco. Assim, foi considerada a condição do “disco máximo”, i.e., a curva do “disk” foi ajustada para que as partes internas da curva de rotação se ajustassem à matéria visível.

As curvas de rotação estão conectadas com as propriedades galácticas. Assim para uma mesma luminosidade a velocidade máxima V_{max} é maior para galáxias espirais do tipo anterior, porém, a forma da curva de rotação é similar para os diferentes tipos morfológicos das espirais. Este último é outro indicador de que as curvas de rotação não podem ser explicadas apenas com a matéria luminosa.

3.4.2 Espectro das Galáxias Espirais

Em geral, a cor das galáxias espirais varia com o tipo do Hubble, sendo mais azuis e menos brilhantes na medida que avançamos das galáxias do TA à do TP (tabela 3.3).

⁴Para uma galáxia com distribuição de massa esférica.

Assim a proporção de estrelas jovens massivas aumenta em espirais do tipo posterior, caracterizando a predominância da cor azul do espectro, juntamente com o decrescimento do bojo, favorecendo o azulamento da cor devido à menor contribuição de estrelas vermelhas ao conjunto da distribuição espectral. Na figura 3.8, pode-se ver a tendência comentada anteriormente.

Para a formação estelar acontecer a presença de gás é necessária. Assim galáxias do TP possuem uma fração maior de gás, que pode ser medido através da emissão da linha de 21cm do HI, da emissão H α e da emissão de CO. Valores característicos da contribuição do gás à massa total do sistema se encontram na tabela 3.3. Com a fração de gás molecular, observa-se a tendência contrária, a contribuição ao gás total é menor para galáxias espirais TP.

No caso da poeira, sua massa é menor que 1% da massa do gás. A poeira, juntamente com as estrelas quentes, são a principal fonte da emissão do infravermelho-distante (IVD) das galáxias espirais. As galáxias Sc emitem uma proporção maior de IVD que as Sa, e as galáxias espirais barradas emitem mais fortemente no IVD que as galáxias espirais normais. A emissão do IVD procede do aquecimento da poeira pela radiação ultra-violeta das estrelas quentes, que depois é re-emitida em forma térmica.

Quanto ao espectro medido das galáxias espirais, na figura 3.9 estão representados vários espectros de diferentes tipos morfológicos das galáxias espirais. Observa-se que no espectro da S0, a grande maioria da luz provem de comprimentos de onda longas, possuindo muitas linhas de absorção, característica de estrelas frias do tipo K. No azul observa-se as linhas K e H do cálcio e a banda G, sendo estas características típicas de estrelas quentes do tipo Solar. Para comprimentos de onda menores que 4000 Å há muito pouca contribuição à luminosidade total e observa-se ausência de linhas de emissão em todo o espectro. Porém, no caso da galáxia Sc observamos um comportamento bem diferente. O espectro deste tipo galáctico apresenta muitas linhas de emissão e a luz emitida provém basicamente da faixa azul do visível e do ultravioleta próximo o que indica possuírem estrelas quentes e jovens que aquecem e ionizam o gás, formando as linhas de emissão proeminentes. Finalizando, no topo da figura vemos o espectro de uma galáxia formadora de estrelas que gerou a maioria das estrelas nos últimos 1×10^8 anos. Comparando este espectro com o apresentado para o Sc, e sabendo que as Sd e Sc

contêm muito gás, é razoável pensar que estes sistemas tenham formado muitas estrelas nos últimos 10^9 anos.

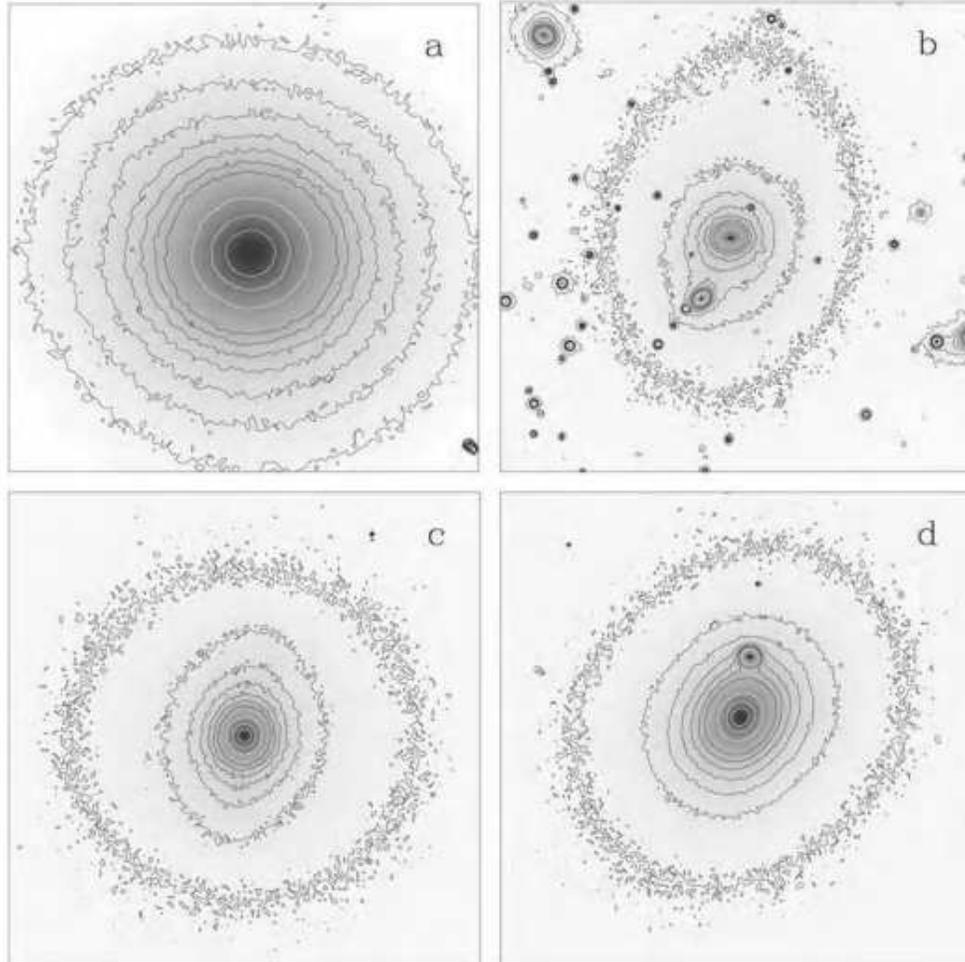


Figura 3.2: Isofotas na banda R de quatro galáxias elípticas gigantes: (a) isofotas elípticas (NGC 5846); (b) O eixo maior das isofotas interiores é aproximadamente horizontal, desviando-se para quase vertical nos contornos exteriores (EFAR J16WG); (c) isofotas *discoidales* com forma de diamante, com $\alpha_4 \approx 0.03$ (Zw 159-89 em Coma); (d) isofotas *retangulares*, com $\alpha_4 \approx -0.01$ (NGC 4478). (Sparke e Gallagher 2007)

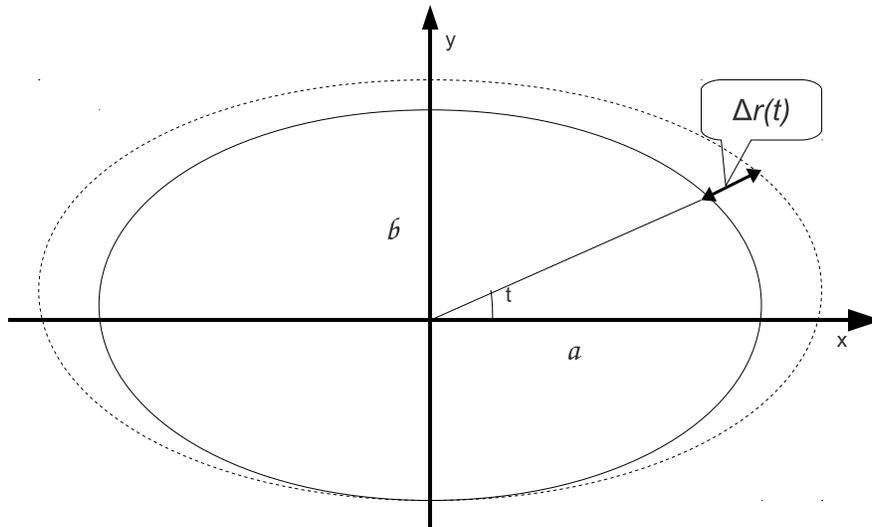


Figura 3.3: Figura ilustrativa onde se representa o ajuste de uma isofota (linha pontilhada) através de uma elipse (linha contínua).

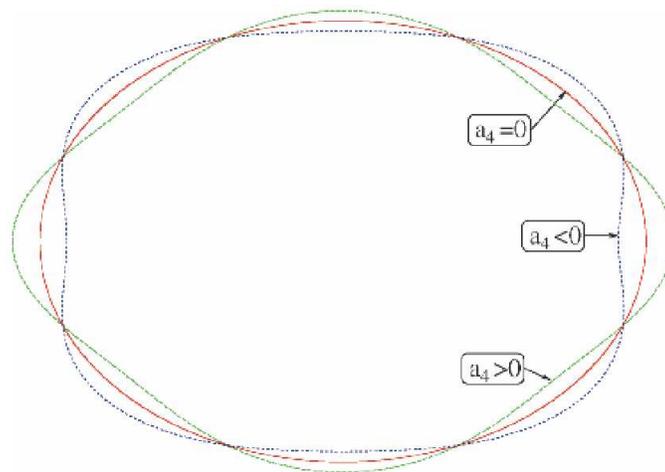


Figura 3.4: Ilustração da *discoidalidade* e da *retangularidade*. A curva vermelha mostra uma elipse ($\alpha_4 = 0$), a curva verde é uma elipse *discoidal* ($\alpha_4 > 0$), e a curva azul é uma elipse *retangular* ($\alpha_4 < 0$). Nas elípticas, o desvio de uma elipse é menor que nesta ilustração. (Schneider 2006)

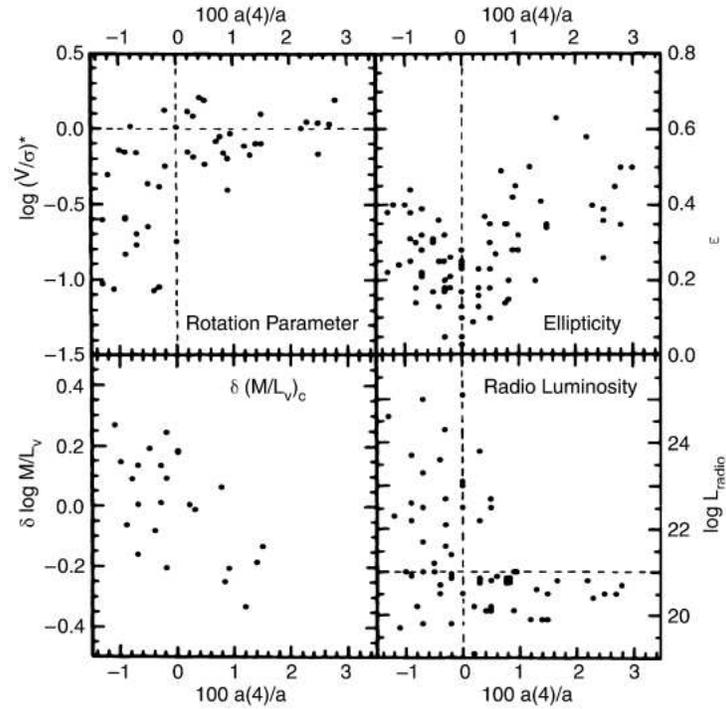


Figura 3.5: Correlação de a_4/a com algumas propriedades das galáxias elípticas. Sendo que $100 a(4)/a (= a_4/a)$ descreve o desvio da elipse da forma de uma isofota em porcentagem. Valores negativos denotam elípticas *retangulares*, valores positivos elípticas *discoidais*. O painel acima esquerda mostra o parâmetro de rotação, abaixo na esquerda mostra o desvio da massa-luminosidade em relação à média das galáxias elípticas de luminosidade comparável. Na parte da direita, acima mostra-se a elipticidade, e abaixo a luminosidade radio na frequência de 1.4GHz. Se pode observar que existe uma correlação destes parâmetros com a_4/a . (Schneider 2006)

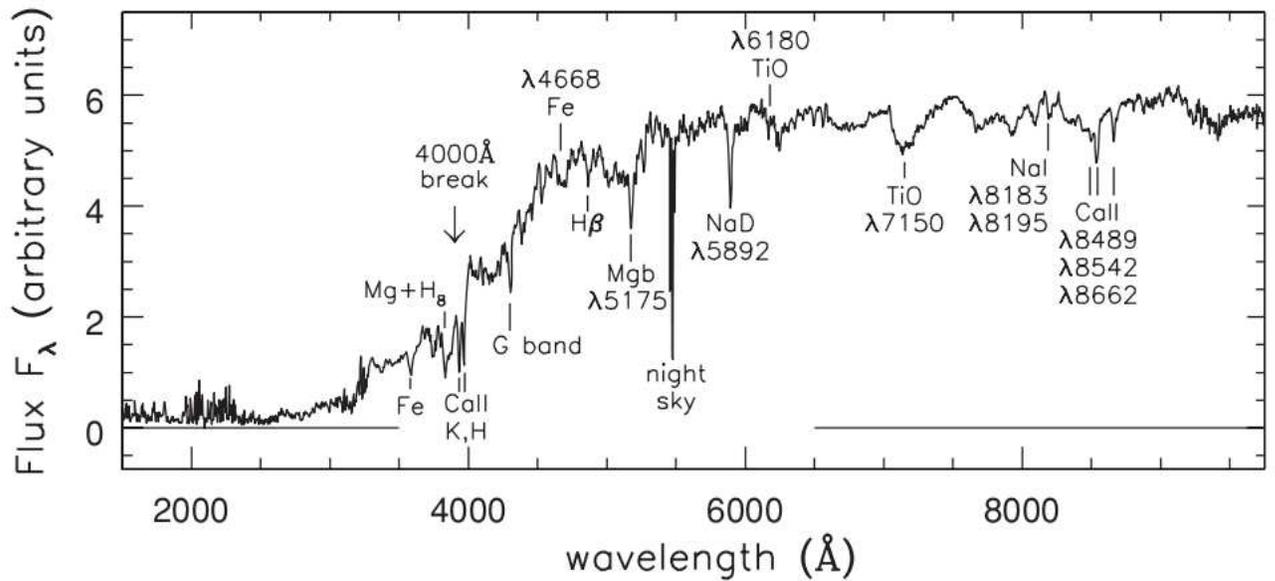


Figura 3.6: O espectro de uma galáxia elíptica, com algumas linhas de absorção de alguns elementos. (Sparke e Gallagher 2007)

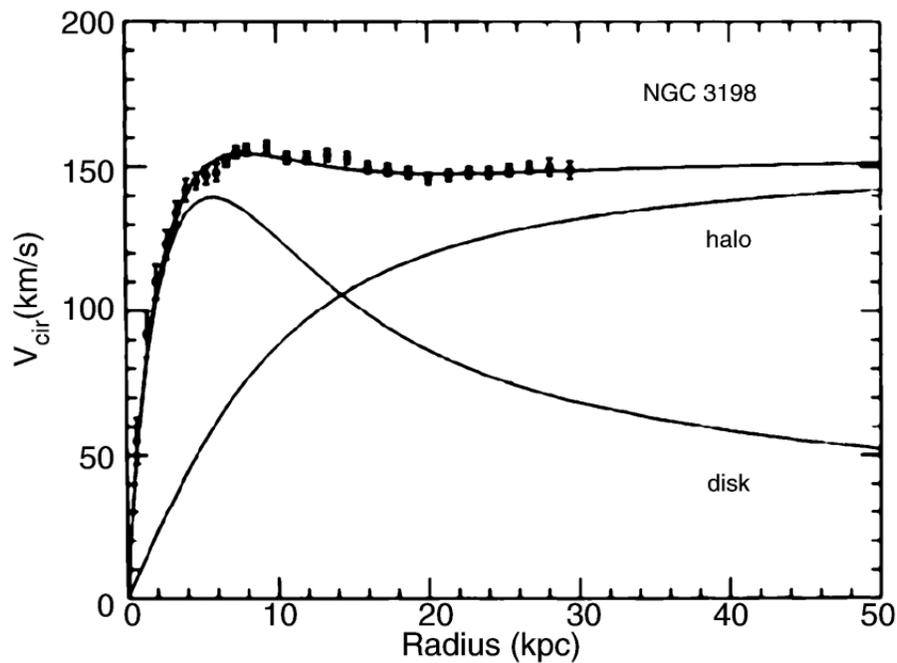


Figura 3.7: Curva de rotação da NGC 3198, pontos, com as curvas de rotação esperadas para matéria luminosa, curva do “disk”. Para explicar a curva de rotação observada há de se implementar uma curva de rotação de matéria não luminosa ou *matéria escura*, curva do halo. No caso considerado aqui, observa-se que a curva de rotação para a parte interna da galáxia é produzida pela componente luminosa, condição de “disco máximo” (Schneider 2006).

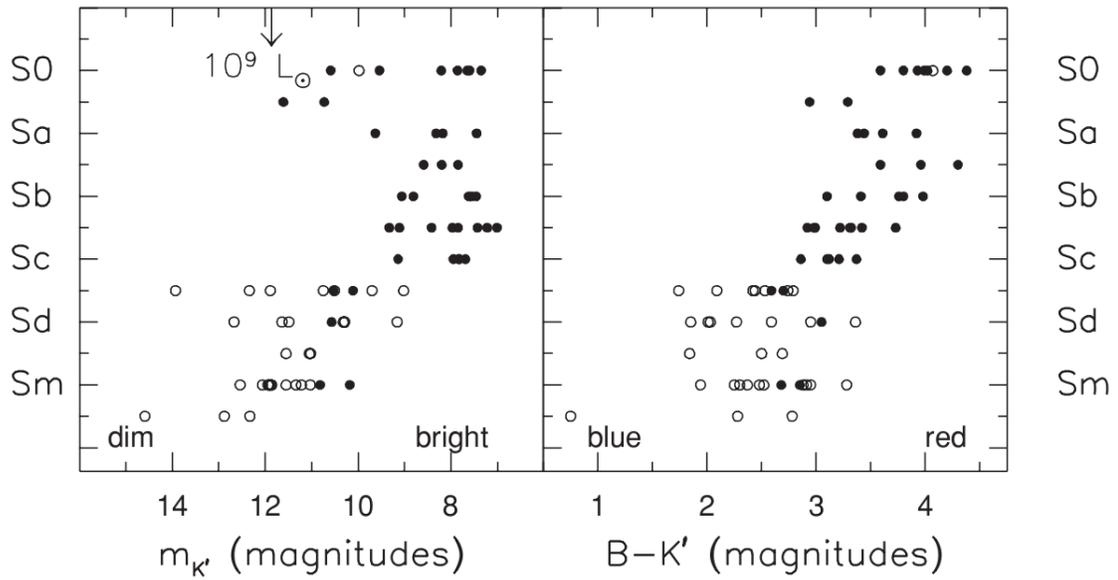


Figura 3.8: Magnitude aparente $m_{K'}$ e cor $B - K'$ para as galáxias do grupo da Ursa Maior, divididas em função do tipo galáctico. As galáxias que estão à direita da flecha possuem $L > 10^9 L_{\odot}$. Os círculos abertos, representam galáxias que possuem um brilho central do disco pequeno: $B_{em,K'}(0) > 19.5 \text{ mag/arcsec}^2$. Em geral as elípticas do TA são mais brilhantes e mais vermelhas e, as galáxias do TP são menos brilhantes e mais azuis (Sparke e Gallagher 2007).

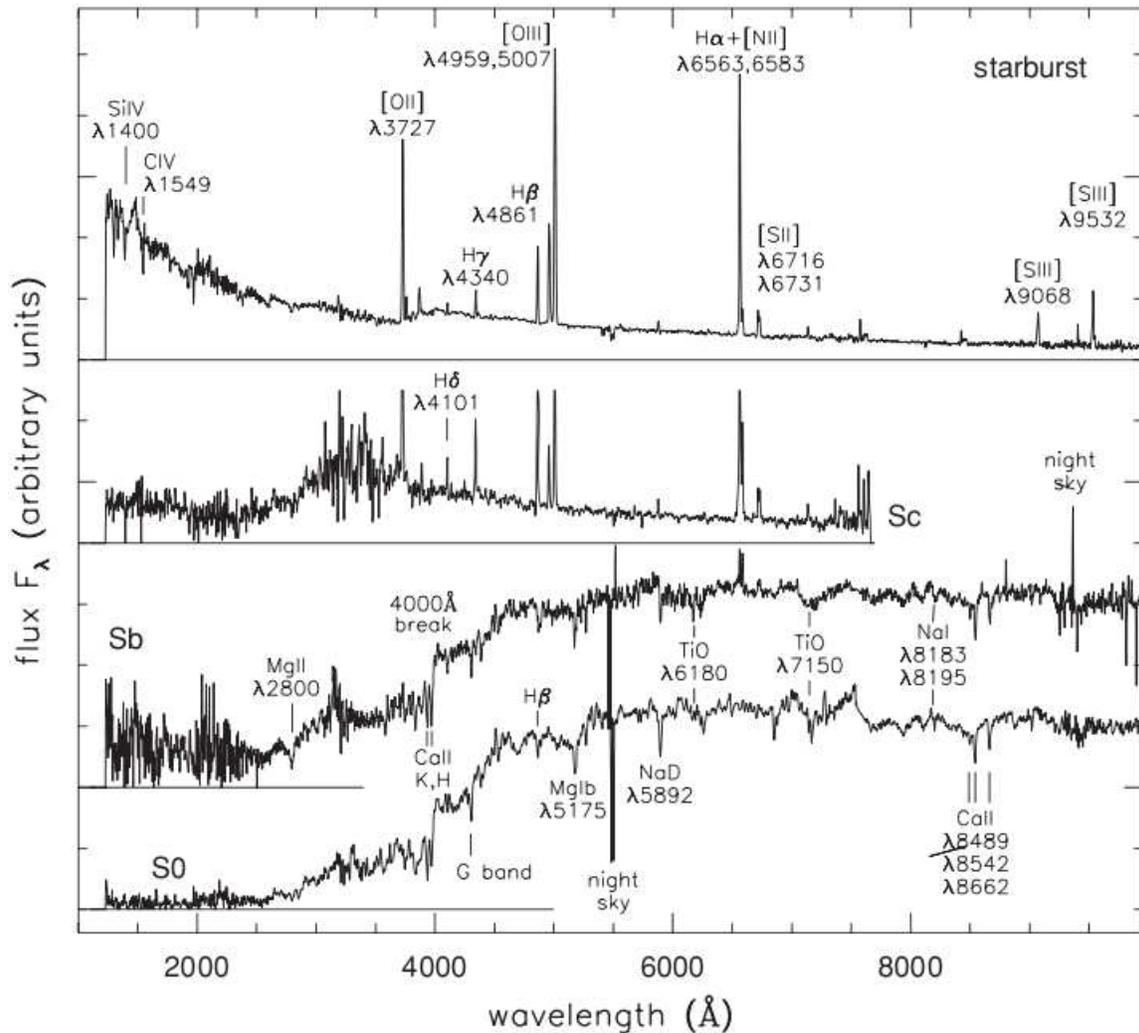


Figura 3.9: Espectro de várias galáxias, desde o ultravioleta até o infravermelho próximo. As emissões do céu que não foram removidas estão marcadas. De acima para abaixo temos, uma galáxia azul de recente formação estelar que formou a maioria das estrelas nos últimos 1.10^8 anos, uma galáxia Sc mostrando luz azul e ultra-violeta das estrelas jovens quentes, uma galáxia Sb menos azulada e uma S0 vermelha (Sparke e Gallagher 2007).

Capítulo 4

Brilho Superficial Galáctico

Nesta seção serão apresentados diferentes tipos de perfis propostos para modelar o brilho superficial galáctico. No primeiro capítulo chegamos à expressão que conecta o brilho superficial recebido com o brilho superficial emitido em um contexto cosmológico. No capítulo anterior, fizemos uma breve descrição dos principais tipos de galáxias. Neste capítulo descreveremos os diferentes tipos dos perfis de brilho emitido e o brilho superficial galáctico para as classes descritas anteriormente, elípticas e espirais.

4.1 Brilho Superficial Emitido $B_{em}(R, z)$

Esta dissertação se baseia na suposição da existência de classes homogêneas de objetos. Em cosmologia a suposição de classe homogênea de objetos implica que objetos em diferentes épocas, ou seja, a diferentes valores de z , têm propriedades comuns que podem ser comparadas. Assim, uma galáxia, digamos E0, em um valor de DV z_1 pode ter seu, digamos, perfil de brilho, comparado com outra galáxia E0 situada em DV igual a z_2 . Esta hipótese é razoável e essencial pois, caso contrário, não poderíamos comparar objetos a diferentes valores de DV e o estudo de evolução galáctica em um contexto cosmológico poderia se tornar inviável.

Para poder modelar o brilho emitido, além da suposição principal descrita acima, vamos considerar a galáxia circular na abóbada celeste e supor o seguinte, para simplificar a análise (Ellis e Perry 1979):

- (1) A proporção de emissão de radiação para cada frequência da galáxia emissora não muda ao longo do seu raio, isto é, a *distribuição de energia espectral* J não

depende do raio galáctico ¹,

$$J(\nu_{em}, R, z) = J(\nu_{em}, z). \quad (4.1)$$

(2) A variação radial do brilho emitido se caracteriza por uma amplitude que evolui, ou seja, $B_0(z)$, e uma função radial cuja forma funcional não evolui, $f[R(z)/a(z)]$. Assim temos que o *brilho superficial emitido específico* se modela da seguinte forma,

$$B_{em,\nu_{em}}(R, z) = B_0(z)J(\nu_{em}, z)f[R(z)/a(z)] \quad (4.2)$$

onde $R(z)$ é a variável do raio galáctico definido no capítulo 1 e $a(z)$ é o *raio escalar* ². A dependência em z dos diferentes componentes da equação é para descrever a evolução galáctica no brilho superficial para diferentes tempos cósmicos. Assim quando afirmamos que em uma mesma classe homogênea a luminosidade varia, esta variação se reflete nas variações nos parâmetros intrínsecos da eq. (4.2).

Nas seções seguintes vamos analisar alguns perfis de brilho teóricos existentes na literatura.

4.2 Perfis de Brilho Galáctico

A função $f[R(z)/a(z)]$ descreve a forma da distribuição do brilho superficial. Na literatura existem vários perfis para descrever o brilho superficial galáctico. A seguir vamos descrever os diferentes tipos de perfis, começando pelos mais simples até chegar aos mais complexos.

4.2.1 Perfil de Hubble-Reynolds

A partir do levantamento feito em 1930, Hubble mostrou que os contornos isofotais para 15 galáxias elípticas são aproximadamente elípticos, e que a distribuição do brilho superficial é representada pela seguinte equação,

$$B_{H-R,em}(R, z) = \frac{B_0(z)}{[1 + R(z)/a(z)]^2}. \quad (4.3)$$

O limite onde esta equação é válida segundo Hubble é $R(z)/a(z) \leq 20$. Neste perfil o raio escalar $a(z)$ é a distância desde o núcleo onde a luminosidade cai um quarto de

¹Embora seja conhecida que tal suposição não concorda com as observações de alguns tipos galácticos, como por exemplo as espirais.

²Não confundir com o *fator de escala* do capítulo 2.

$B_0(z)$, sendo uma medida de gradiente de luminosidade da galáxia. Quando consideramos raios muito maiores do que $a(z)$ obtemos que a luminosidade total da galáxia modelada diverge. Esta forma funcional foi introduzida por Reynolds (1913), mas foi Hubble quem popularizou este perfil e por isso que leva o seu nome.

4.2.2 Perfil de Hubble-Oemler

Outro perfil de brilho com uma pequena modificação do perfil de Hubble é o perfil de Hubble-Oemler (1976),

$$B_{\text{HO,em}}(R, z) = \frac{B_0(z)e^{-R^2/R_t^2}}{[1 + R(z)/a(z)]^2}. \quad (4.4)$$

Neste perfil o raio escalar $a(z)$ é definido como o raio interno onde o brilho superficial é aproximadamente constante. Para um raio $R(z)$ no intervalo de $a(z) < R(z) < R_t$, o perfil de brilho varia aproximadamente como $B_{\text{HO,em}} \sim R(z)^{-2}$. Para valores de $R(z)$ maiores do que R_t o brilho superficial cai rapidamente, tornando a luminosidade total finita e resolvendo o problema da luminosidade total infinita do perfil de Hubble. No limite de $R_t \rightarrow \infty$ temos o perfil de Hubble.

4.2.3 Perfil de Abell-Mihalas

O perfil de Abell e Mihalas (1966) estende o conceito da lei de Hubble para valores de $R(z)/a(z)$ maiores do que 20. Segundo esses autores o perfil é específico para representar as galáxias elípticas, embora tenha bons resultados modelando as galáxias S0,

$$B_{\text{AM,em}}(R, z) = \frac{B_0(z)}{[1 + R(z)/a(z)]^2} ; R(z)/a(z) \leq 21,4 \quad (4.5)$$

$$B_{\text{AM,em}}(R, z) = \frac{22,4B_0(z)}{[1 + R(z)/a(z)]^3} ; R(z)/a(z) > 21,4. \quad (4.6)$$

O fato de escolher o ponto de quebra em $R(z)/a(z) = 21,4$ é porque tal valor se ajusta bastante bem às observações na hora de fazer uma interpolação. Pela modificação do perfil de Hubble para raios $R(z)/a(z) > 21,4$, prevê uma luminosidade total finita.

4.2.4 Perfil de de Vaucouleurs

O astrônomo de Vaucouleurs através das observações fotométricas de varias galáxias elípticas propôs um perfil de brilho galáctico que se ajustava às observações do brilho das elípticas para quase todos os valores do raio $R(z)$ (de Vaucouleurs 1959a). A forma

analítica deste perfil é dado por,

$$B_{\text{dV,em}}(R, z) = B_{\text{eff}}(z)e^{-7,67 \left[\left(\frac{R(z)}{R_{\text{eff}}(z)} \right)^{1/4} - 1 \right]}, \quad (4.7)$$

onde $B_{\text{eff}}(z)$ é definido como sendo a intensidade para o raio efetivo $R_{\text{eff}}(z)$ da isofota que engloba a metade da luminosidade total (Ciotti 1991, Caon et al. 1993). A eq. (4.7) é conhecida como *lei de de Vaucouleurs* ou *lei de $R^{1/4}$* .

4.2.5 Perfil de Sérsic

Em 1957 José Luis Sérsic começou a trabalhar na Estação Astrofísica no Bosque Alegre na Argentina. As pesquisas finalizaram em 1968 com a publicação do Atlas galáctico do hemisfério sul chamado “Galáxias Australes”(Sérsic 1968). A generalização do modelo de de Vaucouleurs (1959a), $[R(z)]^{1/4}$, a um modelo com $[R(z)]^{1/n}$ foi algo que ele sugeriu ao observar que as galáxias possuíam um bojo que se modelizava com $[R(z)]^{1/4}$, diferentemente do disco que era modelado como $[R(z)]^{1/1}$. Assim, Sérsic propôs um perfil de brilho superficial intermediário, i.e, $[R(z)]^{1/n}$. Hoje em dia, quando a imagem galáctica é difícil de descompor em duas partes, bojo e disco, costuma-se a usar o perfil $[R(z)]^{1/n}$. Assim temos o perfil de Sérsic,

$$B_{\text{S,em}}(R, z) = B_{\text{eff}}(z)e^{-b_n \left[\left(\frac{R(z)}{R_{\text{eff}}(z)} \right)^{1/n} - 1 \right]}, \quad (4.8)$$

onde $B_{\text{eff}}(z)$ e $R_{\text{eff}}(z)$ são definidos da mesma forma que no perfil de de Vaucouleurs, eq. (4.7). O novo parâmetro que o perfil de Sérsic introduz é o *índice de Sérsic n* que descreve a forma do perfil da luz. Assim, b_n depende do valor de n , podendo-se obter tanto numericamente como analiticamente.

Alguns valores analíticos que aproximam o valor de b_n são

(1) Capaccioli (1989) obteve uma das primeiras aproximações,

$$b_n = 1,9992n - 0,3271 \text{ para } 0,5 < n < 10. \quad (4.9)$$

(2) Ciotti (1991) mostrou que,

$$b_n \rightarrow 2n - 0,324, \quad (4.10)$$

para valores de n entre 0,5 e 10.

(3) Prugniel e Simien (1997) propuseram a seguinte “solução numérica”,

$$b_n \simeq 2n - 1/3 + 0,009876/n. \quad (4.11)$$

Para calcular o valor exato de b_n , re-obtivemos os resultados mostrados por Ciotti (1991, 1999), Graham e Driver (2005) e o apêndice A de Mazure e Capelato (2002), entre outros. Assim integramos o perfil de intensidade sobre uma área projetada $A = \pi R^2$ para obter a luminosidade L interior num raio R ,

$$L(< R) = \int_0^R B_{S,em} 2\pi R' dR'. \quad (4.12)$$

Substituindo o perfil de Sérsic $B_{S,em}$ na equação acima, obtemos,

$$L(< R) = \int_0^R B_{eff} 2\pi R' e^{-b_n \left[\left(\frac{R'}{R_{eff}} \right)^{1/n} - 1 \right]} dR'. \quad (4.13)$$

Substituindo as variáveis conforme abaixo,

$$x' = b_n \left(\frac{R'}{R_{eff}} \right)^{1/n} \rightarrow dx' = b_n \frac{1}{(R_{eff})^{1/n}} d[(R')^{1/n}] = b_n \frac{1}{(R_{eff})^{1/n}} \frac{(R')^{(1-n)/n}}{n} dR', \quad (4.14)$$

colocando dR em evidência,

$$dR' = \frac{n(R_{eff})^{1/n}}{b_n (R')^{(1-n)/n}} dx' = \frac{n}{b_n} (R_{eff})^{1/n} (R')^{(n-1)/n} dx', \quad (4.15)$$

e considerando que,

$$x' = b_n \left(\frac{R'}{R_{eff}} \right)^{1/n} \rightarrow (x')^n = (b_n)^n \frac{R'}{R_{eff}} \rightarrow R' = \frac{R_{eff} (x')^n}{(b_n)^n}, \quad (4.16)$$

podemos agora substituir na equação (4.13) da luminosidade, obtendo,

$$L(< R) = \int_0^x B_{eff} 2\pi R' \left(\frac{n}{b_n} \right) e^{-x' + b_n (R_{eff})^{1/n} (R')^{\frac{n-1}{n}}} dx', \quad (4.17)$$

onde alguns termos podem sair da integral, resultando em,

$$L(< R) = \frac{B_{eff} 2\pi n (R_{eff})^{1/n} e^{b_n}}{b_n} \int_0^x e^{-x'} (R')^{\frac{2n-1}{n}} dx'. \quad (4.18)$$

Substituindo o termo de $R' = \frac{R_{eff}(x')^n}{(b_n)^n}$ na eq. anterior, obtemos,

$$L(< R) = \frac{B_{eff}2\pi n(R_{eff})^{1/n}e^{b_n}}{b_n} \int_0^x \left[\frac{R_{eff}(x')^n}{(b_n)^n} \right]^{2-1/n} e^{-x'} dx', \quad (4.19)$$

$$L(< R) = \frac{B_{eff}2\pi n(R_{eff})^{1/n}e^{b_n}}{b_n} \left[\frac{R_{eff}}{(b_n)^n} \right]^{2-1/n} \int_0^x (x')^{2n-1} e^{-x'} dx. \quad (4.20)$$

Reorganizando os termos, podemos escrever a eq. acima como,

$$L(< R) = \frac{B_{eff}2\pi n(R_{eff})^2 e^{b_n}}{(b_n)^{2n}} \int_0^x (x')^{2n-1} e^{-x'} dx'. \quad (4.21)$$

Considerando agora apenas a integral e substituindo $x' = t$, temos a *função de gama incompleta*,

$$\gamma(2n, x) = \int_0^x e^{-t} t^{2n-1} dt, \quad (4.22)$$

a qual relaciona-se com a *função de gama completa* Γ através da seguinte relação (Erdély et al. 1953, Gradshteyn e Ryzhik 1980),

$$\gamma(2n, x) = \Gamma(2n) - \Gamma(2n, x). \quad (4.23)$$

Das relações apresentadas por Gradshteyn e Ryzhik (1980), temos a expansão em série de $\Gamma(2n, x)$, dada pela eq. [EH II 136 (16, 18)] da pag. 8.352 do livro de Gradshteyn e Ryzhik (1980),

$$\Gamma(1 + n', x) = n'! e^{-x} \sum_{m=0}^{n'} \frac{x^m}{m!} \quad [n' = 0, 1, \dots], \quad (4.24)$$

substituindo as variáveis conforme $2n = 1 + n'$, $n' = 2n - 1$, temos

$$\Gamma(2n, x) = (2n - 1)! e^{-x} \sum_{m=0}^{2n-1} \frac{x^m}{m!} \quad [n = 1/2, 1, 3/2, 2, \dots], \quad (4.25)$$

e sabendo que $\Gamma(2n) = (2n - 1)!$, obtemos a expansão em série da função gama incompleta eqs. [EH II 136(17, 16)] e [NH 6(11)] do Gradshteyn e Ryzhik 1980,

$$\gamma(2n, x) = (2n - 1)! \left[1 - e^{-x} \sum_{m=0}^{2n-1} \frac{x^m}{m!} \right] \quad [n = 1/2, 1, 3/2, 2, \dots]. \quad (4.26)$$

Vamos agora escrever a luminosidade interior a um raio R [eq. (4.21)], fazendo a

substituição com as soluções obtidas e substituindo o valor de x , conforme eq. (4.14), obtemos,

$$L(< R) = B_{eff}(R_{eff})^2 \frac{2\pi n e^{b_n}}{b_n^{2n}} \gamma \left[2n, b_n \left(\frac{R}{R_{eff}} \right)^{1/n} \right]. \quad (4.27)$$

Definimos agora o *parâmetro estrutural*, K_L como sendo dado por,

$$K_L = \frac{2\pi n e^{b_n}}{b_n^{2n}} \gamma \left[2n, b_n \left(\frac{R}{R_{eff}} \right)^{1/n} \right]. \quad (4.28)$$

Assim a luminosidade interior a um raio R , $L(< R)$ em função do (B_{eff}, R_{eff}, K_L) é

$$L(< R) = B_{eff}(R_{eff})^2 K_L. \quad (4.29)$$

Quando os modelos dos perfis de luz se aplicam para descrever o brilho superficial, implicitamente se supõe que o perfil de brilho se estende até o infinito. Quando um perfil de luz decai rapidamente, a suposição não é tão má porque a luz extra que provem das zonas que não são observadas são habitualmente pequenas comparadas com a luz total. Assim, fazendo com que a razão R/R_{eff} vá ao infinito (conseqüentemente $x \rightarrow \infty$) da expansão em série da função gama incompleta eq. (4.26), temos que

$$\gamma(2n, \infty) = (2n - 1)! = \Gamma(2n), \quad (4.30)$$

e assim a luminosidade total fica como,

$$L_T = B_{eff}(R_{eff})^2 \frac{2\pi n e^{b_n}}{b_n^{2n}} \Gamma(2n). \quad (4.31)$$

Definindo outro *parâmetro estrutural* k_L , similar, mas não igual, dado por, (Caon et al. 1993, Trujillo et al. 2001),

$$k_L = \frac{2\pi n e^{b_n}}{b_n^{2n}} \Gamma(2n), \quad (4.32)$$

a eq. (4.31) torna-se,

$$L_T = B_{eff}(R_{eff})^2 k_L. \quad (4.33)$$

Conforme a eq. (4.27) a luminosidade dentro do raio efetivo, i.e. $L(< R_{eff})$ é dado por,

$$L(< R_{eff}) = B_{eff}(R_{eff})^2 \frac{2\pi n e^{b_n}}{b_n^{2n}} \gamma(2n, b_n) \quad (4.34)$$

onde nesse caso $R = R_{eff}$. Da própria definição de raio efetivo, que engloba a metade da

Tabela 4.1: Valores de b_n e os erros relativos para diferentes valores de n usando as aproximações dos diferentes autores. Temos que C89 corresponde à eq. (4.9), C91 à eq. (4.10), PS97 à eq. (4.11) e As(4) é a aproximação à quarta ordem, eq. (4.37). Note-se que para o caso de $n = 4$ o b_n tem o mesmo valor que o do perfil de de Vaucouleurs, eq. (4.7) (Ciotti e Bertin 1999).

n	b_n	C89	C91	PS97	As(4)
1	1,67834699	4×10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	6×10^{-7}
2	3,67206075	2×10^{-4}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-6}
3	5,67016119	6×10^{-5}	10^{-3}	4×10^{-5}	4×10^{-7}
4	7,66924944	6×10^{-5}	9×10^{-4}	10^{-5}	10^{-7}
5	9,66871461	2×10^{-5}	8×10^{-4}	8×10^{-6}	5×10^{-8}
6	11,6683632	2×10^{-5}	7×10^{-4}	4×10^{-6}	3×10^{-8}
7	13,6681146	6×10^{-5}	6×10^{-4}	3×10^{-6}	2×10^{-8}
8	15,6679295	9×10^{-5}	5×10^{-4}	2×10^{-6}	9×10^{-9}
9	17,6677864	10^{-4}	5×10^{-4}	10^{-6}	6×10^{-9}
10	19,6676724	10^{-4}	4×10^{-4}	9×10^{-7}	4×10^{-9}

luz total, temos que,

$$\frac{L_T}{2} = L(< R_{eff}) \quad (4.35)$$

e substituindo as expressões obtidas,

$$B_{eff}(R_{eff})^2 \frac{\pi n e^{b_n}}{b_n^{2n}} \Gamma(2n) = B_{eff}(R_{eff})^2 \frac{2\pi n e^{b_n}}{b_n^{2n}} \gamma(2n, b_n)$$

$$\Gamma(2n) = 2\gamma(2n, b_n). \quad (4.36)$$

Finalmente, resolvendo a eq. anterior encontra-se os valores de b_n em função de n . No trabalho de Ciotti e Bertin (1999) eles exploram as propriedades da função Γ e γ , assim como as suas aproximações. Mostram que para poder obter uma boa aproximação do valor de b_n , é suficiente truncar a série em quarta ordem, i.e.,

$$b_n = 2n - \frac{1}{3} + \frac{4}{405n} + \frac{46}{25515n^2}. \quad (4.37)$$

Na seguinte tabela, estão os valores de b_n calculados através da eq. (4.36), assim como os erros relativos usando as diferentes aproximações de b_n descritas anteriormente, assim como o erro relativo usando a aproximação até quarta ordem (Ciotti e Bertin 1999).

A aproximação de que o perfil de brilho superficial se estende até o infinito em princípio parece bastante razoável, mas pode atribuir valores de luminosidade substancialmente maiores à galáxia dos que realmente existem. Para poder estudar este efeito Trujillo et al.

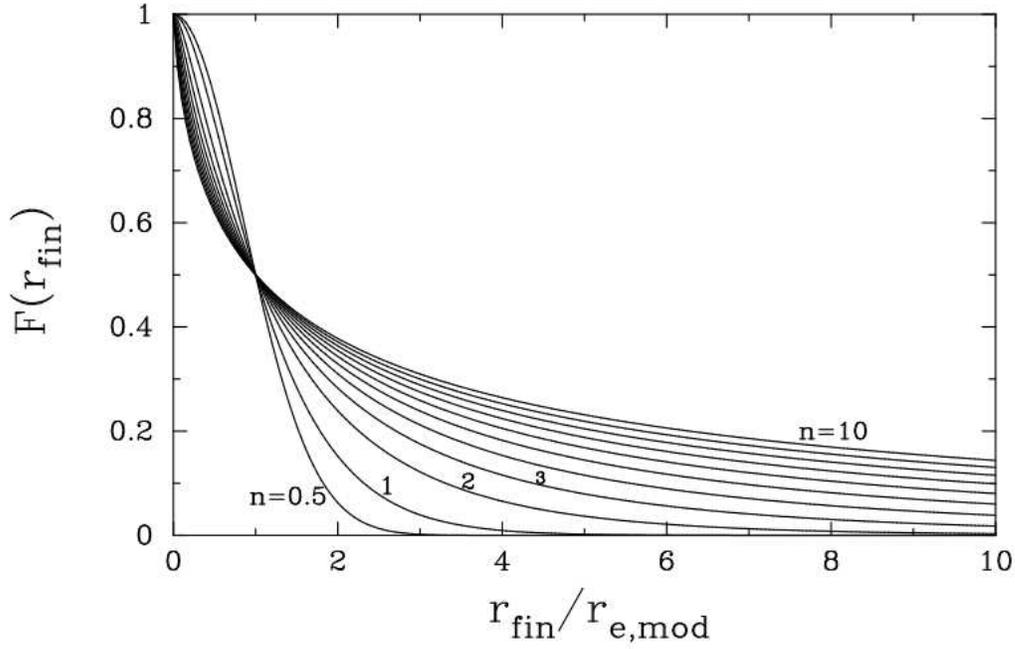


Figura 4.1: O parâmetro $F(R_{fin})$ em função do $R_{fin}/R_{eff,mod}$, para vários valores de n . O r_{fin} e $r_{e,mod}$ da figura correspondem a R_{fin} e $R_{eff,mod}$ respectivamente (Trujillo et al. 2001).

(2001) estudam, entre outras coisas, como a aproximação, onde se considera que o brilho superficial se estende até o infinito, afeta no cálculo da luminosidade total. Para poder quantificar a fração de luminosidade total que é superestimada, Trujillo et al. (2001) definem o termo,

$$F(R_{fin}) = \frac{L_T - L(< R_{fin})}{L_T} = 1 - \frac{\gamma \left[2n, b_n \left(\frac{R_{fin}}{R_{eff,mod}} \right)^{1/n} \right]}{\Gamma(2n)}, \quad (4.38)$$

onde usamos as definições das eqs. (4.27) e (4.31). R_{fin} é o raio finito que o observador escolhe, sendo dependente do tempo de exposição, e conseqüentemente do ruído, das partes externas da imagem galáctica. $R_{eff,mod}$ é o raio efetivo definido previamente, mas calculado diretamente do modelo de Sérsic. Na figura 4.1, representa-se a eq. (4.38) para vários valores de n . Analisando a figura, o que se observa principalmente é que para não sobrestimar a luminosidade total, levando em conta que o perfil de brilho se estende até o infinito, a fração $R_{fin}/R_{eff,mod}$ há de ser suficientemente grande. Quanto ao valor de n , quanto maior for o índice de Sérsic, para um mesmo valor de $R_{fin}/R_{eff,mod}$, a superestimação do modelo é maior, i.e., para poder obter valores de luminosidade parecidos, tanto usando o modelo como através da observação, as imagens hão de se estender para valores de R_{fin} grandes (ou que o valor de raio efetivo seja pequeno).

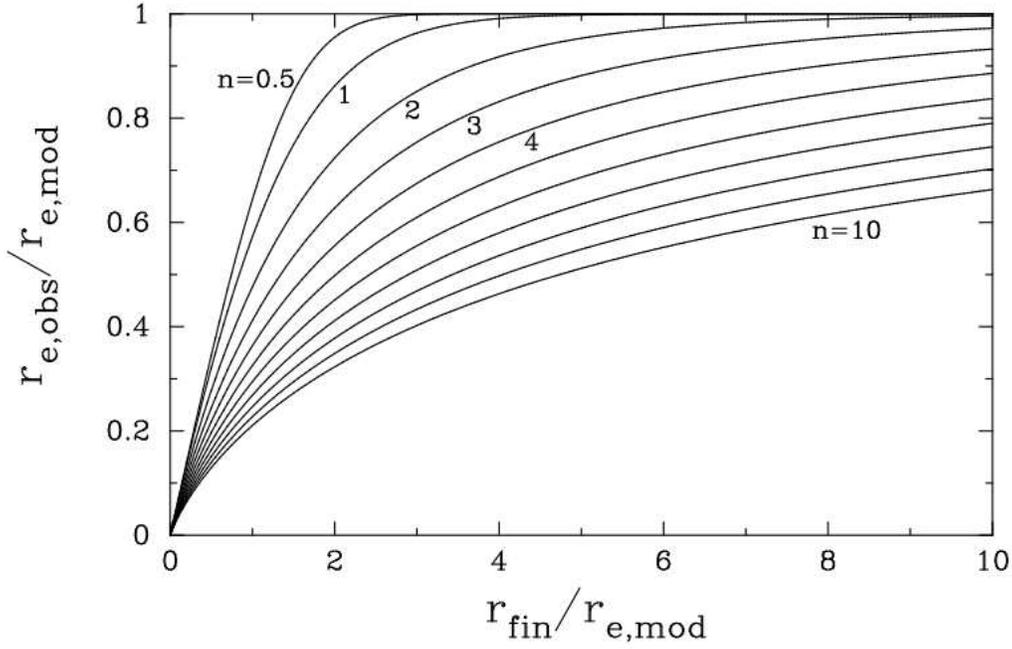


Figura 4.2: A fração $R_{eff,obs}/R_{eff,mod}$ em função do $R_{fin}/R_{eff,mod}$, para vários valores de n . O r_{fin} , $r_{e,mod}$ e $r_{e,obs}$ da figura correspondem a R_{fin} , $R_{eff,mod}$ e $R_{eff,obs}$ respectivamente (Trujillo et al. 2001).

Outra análise feita por Trujillo et al. (2001), refere-se à estimação do raio efetivo. Definindo $R_{eff,obs}$ como o raio efetivo observado, a luminosidade é dada por,

$$L(< R_{eff,obs}) = \frac{L(< R_{fin})}{2}, \quad (4.39)$$

e usando a eq. (4.27) temos,

$$2\gamma \left[2n, b_n \left(\frac{R_{eff,obs}}{R_{eff,mod}} \right)^{1/n} \right] = \gamma \left[2n, b_n \left(\frac{R_{fin}}{R_{eff,mod}} \right)^{1/n} \right]. \quad (4.40)$$

Então, uma vez que R_{fin} é escolhido, e $R_{eff,mod}$ e n são calculados, pode-se calcular a fração entre $R_{eff,obs}$ e $R_{eff,mod}$. Na figura 4.2 estão representadas os valores de $R_{eff,obs}/R_{eff,mod}$ para diferentes valores de n e $R_{fin}/R_{eff,mod}$. Da mesma forma que na análise da luminosidade, valores de $R_{fin}/R_{eff,mod}$ altos são necessários para não superestimar o valor do raio efetivo. Sobre ao valor de n , quanto maior seja o índice de Sérsic, para um mesmo valor de $R_{fin}/R_{eff,mod}$, a superestimação do raio efetivo aumenta. Um comportamento similar acontece com o brilho superficial efetivo, veja a figura 10 do Trujillo et al. (2001).

Para poder visualizar o valor do parâmetro n num contexto de classificação morfológ-

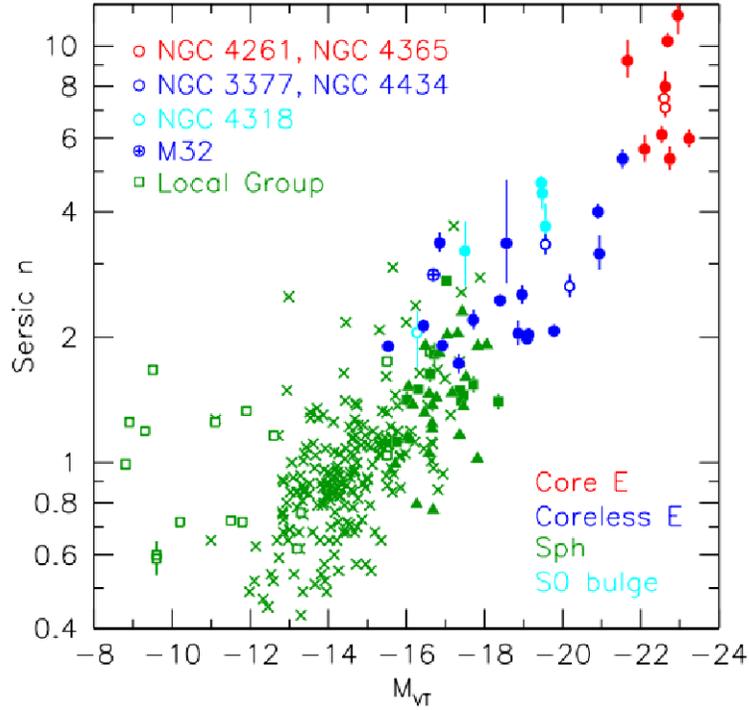


Figura 4.3: Correlação entre o índice de Sérsic n e a magnitude absoluta total na banda V M_{VT} : os pontos vermelhos, azuis, verdes, e turquesas representam, núcleo E, sem núcleo E, galáxias Sph, e bojos das S0. Os símbolos abertos são galáxias que não são membros do aglomerado de Virgo (Kormendy et al. 2009).

ica galáctica, reproduzimos na figura 4.3 os resultados de Kormendy et al. (2009) que relacionam o índice de Sérsic n com a magnitude absoluta total na banda V, M_{VT} , para diferentes morfologias de galáxias do aglomerado de Virgo. As morfologias consideradas são elípticas (E), lenticulares (S0) e esferoidales (Sph). Entre as elípticas, note-se a distinção entre elípticas com núcleo (core E) e sem núcleo (coreless E). A explicação desta distinção será feita mais adiante. Analisando a figura, a primeira impressão que temos é que quanto mais brilhante é a galáxia, os valores de M_{VT} são menores e maior é o índice de Sérsic. Note-se que esta correlação é notável quando são consideradas as galáxias Sph. No entanto, as galáxias E sem-núcleo possuem pouca correlação e as galáxias elípticas com núcleo têm nenhuma correlação (ver a discussão nas conclusões do Kormendy 2009). No caso da classificação galáctica referente ao índice de Sérsic, as galáxias Sph estão situadas no intervalo dado por $0,4 < n < 4$, as E sem núcleo de $2 < n < 6$, as E com núcleo em $5 < n < 11$, e o bojo das S0 em $2 < n < 4$, aproximadamente. Os diferentes símbolos na fig. 4.3 denotam os diferentes catálogos de diferentes autores. Assim no caso do perfil de Vaucouleurs, $n = 4$, segundo a figura corresponderia aos tipos morfológicos E sem núcleo e bojos de S0.

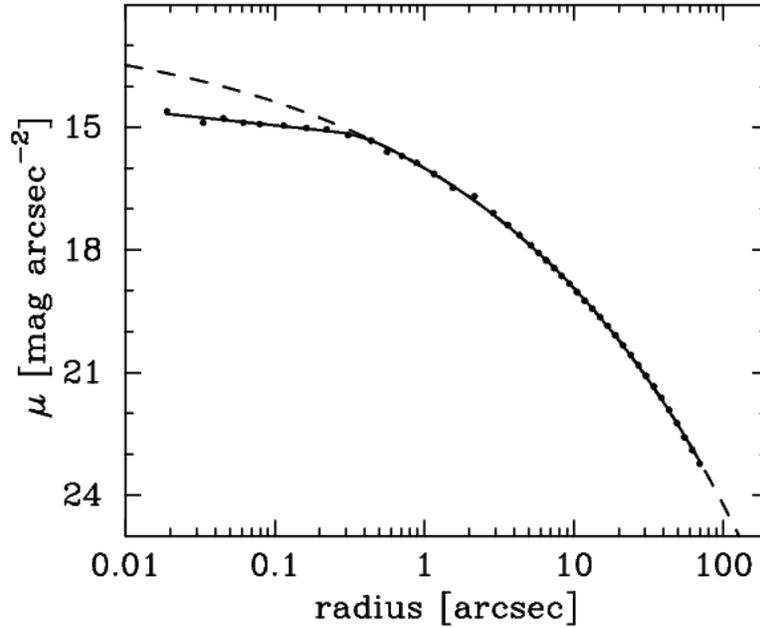


Figura 4.4: Perfil de brilho superficial do eixo-maior da galáxia NGC 3348 na banda B. A linha sólida representa o melhor ajuste do perfil de core-Sérsic, a linha tracejada é o ajuste dado pelo perfil de Sérsic e os pontos são os dados observacionais. (Graham e Driver 2005).

Enquanto aos bojos das galáxias espirais, na seção 4.5.2 estão representadas o índice de Sérsic n em função do tipo morfológico. Os discos das galáxias elípticas se ajustam com um índice $n \sim 1$, perfil exponencial (Freeman 1970).

4.2.6 Perfil de Core-Sérsic

O avanço descritivo feito desde o perfil de de Vaucouleurs até a proposta do perfil de Sérsic foi sem dúvida notável, porque permitiu a ampliação do perfil para diferentes tipos de brilho superficial, i.e. para diferentes morfologias galácticas por meio de uma função analítica única. Embora o perfil de Sérsic descreva muito bem os perfis de brilho para raios intermédios, quando são considerados pequenos raios o perfil de Sérsic não se ajusta bem às observações.

Na figura 4.4 está representado o brilho superficial em função do raio do eixo maior na banda R da galáxia NGC 3348. A linha tracejada representa o melhor ajuste aos dados observacionais usando o perfil de Sérsic. Claramente o perfil de Sérsic ajusta-se aos dados observados muito bem para quase todos os valores do raio. Mas, para raios menores que ~ 0.3 arcsec (zona interna), o perfil de Sérsic prevê uma luminosidade maior que as fornecidas pelos dados.

Por esta razão, foram desenvolvidas outros perfis que representassem bem os dados

em raios menores. Esse foi o caso da *lei de Nuker* (Lauer et al. 1995), que representa os perfis em pequenos raios para galáxias tipo anteriores. Através de uma função dupla de lei de potências, são descritas duas zonas da galáxia (interna e externa), cuja separação se descreve mediante o *raio de quebra* R_b , onde para raios menores o perfil de Sérsic não concorda com os dados observacionais. Como é sabido, para raios maiores que R_b em vez de uma lei de potências o que corresponde melhor aos dados observacionais é uma lei de $R^{1/n}$, ou na maioria das elípticas a lei de de Vaucouleurs $R^{1/4}$. Graham et al. (2004) estudaram a lei de Nuker, e suas vantagens e desvantagens tanto na hora de prever o valor de R_b , como na hora de simular o perfil para pequenos raios. Além disso eles propuseram um novo perfil baseado no perfil de Sérsic, o *perfil de core-Sérsic*,

$$B_{c-S,em}(R, z) = B'(z) \left[1 + \left(\frac{R_b(z)}{R(z)} \right)^\alpha \right]^{\gamma/\alpha} e^{-b_n \left[\left(\frac{R^\alpha(z) + R_b^\alpha(z)}{R_{eff}^\alpha(z)} \right)^{1/(\alpha n)} \right]}, \quad (4.41)$$

onde R_b é o raio de quebra discutido anteriormente, γ é o declive da zona interna, α controla a nitidez (sharpness) da transição entre as duas zonas, a interna (lei de potências) e a externa (Sérsic), maiores valores de α indicam uma transição mais nítida. A intensidade $B_b(z)$ no raio de quebra $R_b(z)$ pode ser avaliada na seguinte expressão,

$$B'(z) = B_b(z) 2^{-(\gamma/\alpha)} e^{b_n \left(2^{1/\alpha} \frac{R_b(z)}{R_{eff}(z)} \right)^{1/n}}. \quad (4.42)$$

4.3 Raio Escalar $a(z)$

Nesta seção vamos analisar o parâmetro $a(z)$, o chamado *raio escalar*, um dos componentes do modelamento do brilho superficial. Segundo alguns autores (entre eles, Ellis e Perry 1979) o perfil de Sérsic é dado pela seguinte eq.

$$B_{S,em}(R, z) = B_0(z) e^{-\left[\frac{R(z)}{a(z)} \right]^{(1/n)}}. \quad (4.43)$$

Ellis e Perry (1979) discutem a possibilidade da dependência do a com o DV. Assim vamos a analisar o raio escalar para pesquisar os parâmetros que o configuram.

Na literatura extragaláctica não é comum o uso do perfil de Sérsic conforme a eq. (4.43), mas sim conforme mostrado na eq. (4.8). Para poder visualizar melhor o significado do raio escalar $a(z)$, vamos igualar as duas equações do perfil de Sérsic, eqs. (4.8) e (4.43). Procedendo desta forma temos as seguintes igualdades,

$$B_0 = B_{eff} e^{b_n}, \quad (4.44)$$

$$a = \frac{R_{eff}}{(b_n)^n} \quad (4.45)$$

onde observamos que o raio escalar é dependente do raio efetivo e do parâmetro n . Estas duas igualdades anteriores são discutidos por Graham e Driver (2005). A dependência do DV (se for dependente) como comentado anteriormente, estaria ou no R_{eff} ou em n ou em ambos. Para o valor de b_n podemos usar a aproximação dada pela eq. (4.37) como foi estudado anteriormente. Assim da forma que a distância por área é definida, [ver eq. (1.10)] temos que,

$$R_{eff} = \alpha_{eff} d_A(z), \quad (4.46)$$

sendo α_{eff} a metade do ângulo de abertura onde temos a metade da luz total. É bastante razoável expressar o raio efetivo como ângulo efetivo, porque desta forma não é necessário definir previamente uma cosmologia, além disso quando os dados do brilho superficial são apresentados o raio efetivo mostra-se com unidades de ângulo, isto é, α_{eff} . Assim obtemos uma expressão para o raio efetivo da seguinte forma,

$$a(z) = \frac{\alpha_{eff}}{(b_n)^n} d_A(z). \quad (4.47)$$

Vamos considerar na nossa análise uma cosmologia com métrica de FLRW e os parâmetros cosmológicos ajustados usando alguns testes cosmológicos (RCF + SNIa + OAB) estudados no capítulo 2. Por meio de cálculo numérico obtemos os valores da distância por área observada. Por ultimo consideramos um ângulo efetivo qualquer $\alpha_{eff} = 25 \text{ arcsec} = 1,2120342 \times 10^{-4} \text{ rad}$ de forma a levar a análise a um contexto astrofísico. Neste ponto estamos capacitados para fazer diferentes análises de $a(z)$ e estudar o comportamento deste parâmetro. Para poder observar a mudança do raio escalar em diferentes morfologias, nas figuras 4.5, 4.6 e 4.7, estão representados o comportamento de $a(z)$ para diferentes valores de n a diferentes valores de z . Em primeira análise observa-se que na medida que o n aumenta, o raio escalar diminui. Se observamos os três gráficos conjuntamente a diferença no raio escalar, entre ns próximos, é mais acentuada quanto menor o valor de n em diferentes DV. Esta última leitura poderia sugerir que para valores maiores de n o raio escalar apresenta um comportamento mais constante ao longo dos DV.

Para poder visualizar melhor o conceito do possível comportamento constante do raio escalar com z , na figura 4.8 mostra-se $a(z)$ em função do DV para valores de n próximos a $n \sim 4$. Nesta figura é evidente que para maiores valores de n o raio escalar varia menos com z , isto é, a curva obtêm o regime mais plano para z menores. Outra informação que podemos obter desta figura é que para menores valores de n , uma pequena mudança no parâmetro n gera uma mudança drástica no comportamento do $a(z)$. Desta forma

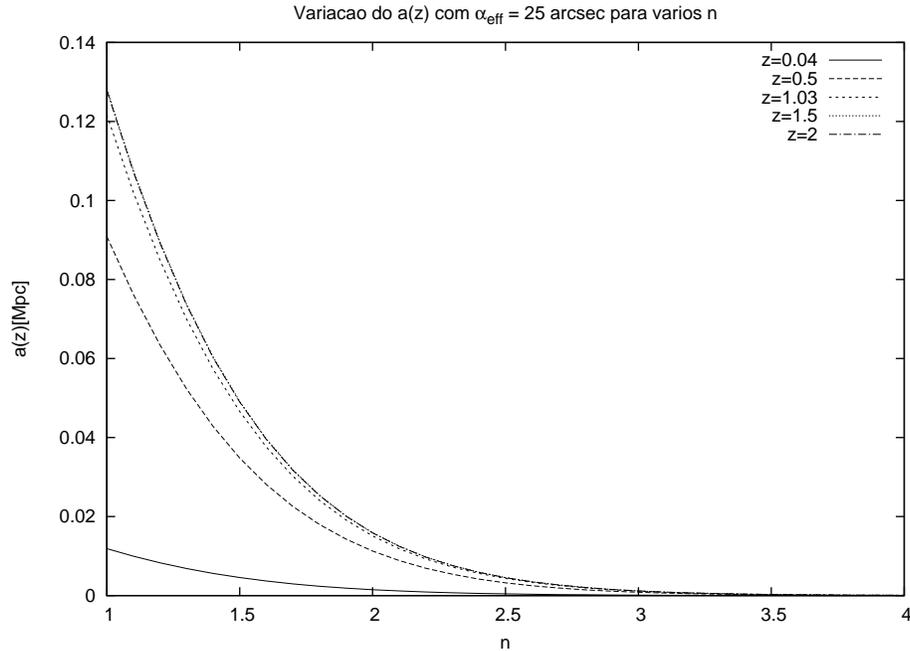
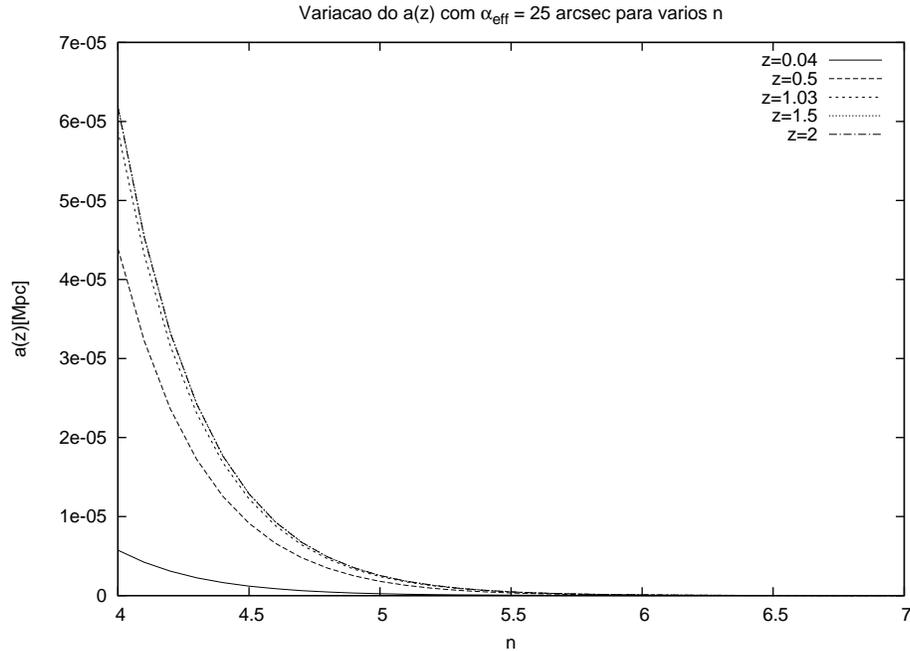


Figura 4.5: $a(z)$ para $1 \leq n \leq 4$ e DV $0,04 \leq z \leq 2$

obtemos a mesma conclusão anterior, na medida que n aumenta o comportamento do raio escalar adquire um regime constante para z menores. Parece que as galáxias com valores mais altos de n tendem a ser mais independentes com respeito ao raio escalar a z menores.

Uma aplicação interessante é considerar um tipo morfológico definido, isto é, fixar um valor para o parâmetro n , e analisar os valores que o raio escalar obtêm em função do ângulo efetivo em diferentes épocas cósmicas, isto é, em diferentes z . Na figura 4.9 mostra-se esta ideia considerando um tipo morfológico com $n = 4$ e valores de α_{eff} entre 0 e 25 arcsec. Pode-se observar que há uma variação muito significativa na reta entre valores de z de 0 para 0,5. Por outro lado, $a(z)$ para valores de na faixa $1,5 < z < 2$ não há quase diferença. Este comportamento é devido à forma com que a distância por área observada toma na cosmologia estudada, (ver figura 2.4). Da última análise comentada, é interessante observar que existe a possibilidade de comprovar a validade da cosmologia considerada através de dados observacionais do ângulo efetivo. Como estamos considerando um valor fixo de n , numa suposição bem idealista, poderia ser o equivalente a fixar uma classe homogênea de objetos. Mas, temos que levar em conta que os dados observacionais são feitos em uma banda estreita de frequências e uma galáxia não é definida só pelo valor de n dependendo de muitos outros parâmetros e processos astrofísicos.

A respeito da análise do raio escalar, não existem muitos trabalhos na literatura que abordam esta questão. Um dos poucos que podemos citar é o de Davies et al. (1988), que



pesquisam os valores de $a(z)$ para uma amostra de galáxias com brilho superficial baixo e valores de $n = 0,91 \pm 0,33$ no aglomerado de Fornax. A distância que este aglomerado se encontra só permite fazer uma análise para $z \sim 0$. Algumas das conclusões que eles chegam são: **1)** não há uma evidência do aumento de brilho superficial com o raio escalar e **2)** parece que há uma tendência de que as galáxias com raios escalares altos possuem brilhos superficiais baixos isto para as galáxias anãs irregulares dI.

4.4 Perfil de Brilho de Galáxias Elípticas

Depois de ter introduzido os diferentes perfis de brilho existentes na literatura, vamos descrever as duas grandes famílias de galáxias, elípticas e espirais, no que o perfil de brilho se refere, assim como algumas relações de escala empíricas.

Começando pelas galáxias elípticas, o perfil de brilho galáctico de elípticas normais segue o perfil de Vaucouleurs para uma faixa extensa de raios. As galáxias cD se ajustam bem com um perfil de de Vaucouleurs para uma pequena faixa de raios, mas para raios maiores o brilho delas é maior do que prevê o perfil de de Vaucouleurs, i.e., possuem um halo extenso (Schombert 1986). Como as galáxias cD só se encontram no centro dos aglomerados formados por galáxias massivas, isso parece sugerir uma conexão entre a morfologia e o ambiente (ver, por exemplo, Oemler 1976). Por outro lado as galáxias dE são geralmente melhor descritas por um perfil exponencial, i.e. $n = 1$ no perfil de Sérsic

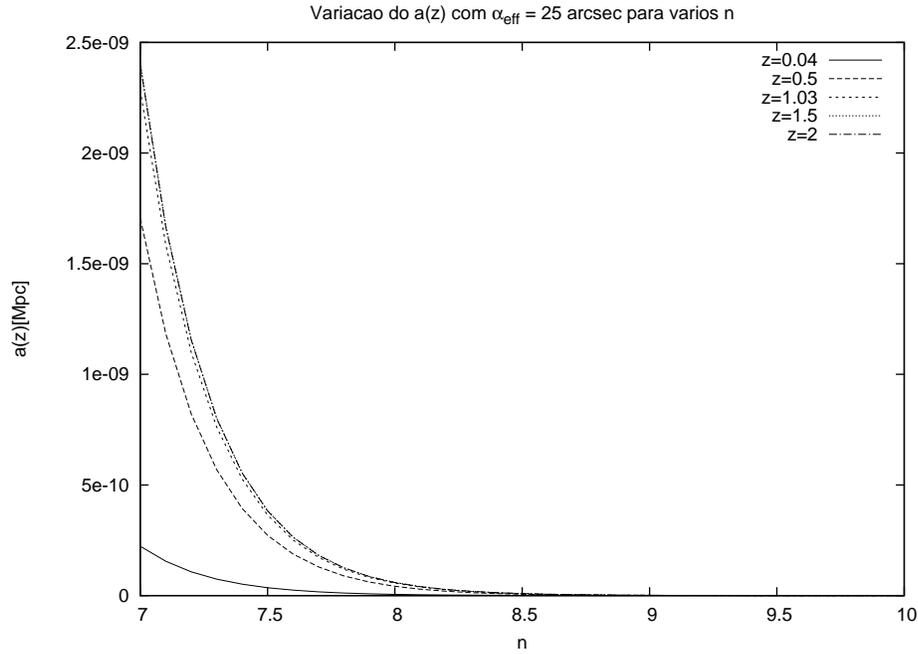


Figura 4.7: $a(z)$ para $7 \leq n \leq 10$ e $0,04 \leq z \leq 2$

(Sparke e Gallagher 2007, fig. 6.2).

Fazendo uso dos parâmetros descritivos dos perfis de de Vaucouleurs e de Sérsic, na figura 4.10 estão representadas na parte esquerda o raio efetivo R_{eff} em função da magnitude absoluta na banda B M_B e na parte direita o brilho superficial médio μ_{ave} em função da M_B . Há dois grupos diferenciados com comportamentos diferentes; (1) galáxias E normais: a luminosidade aumenta quando o raio efetivo R_{eff} aumenta e quando o brilho superficial médio aumenta μ_{ave} ; (2) galáxias E anãs: a luminosidade aumenta (mais devagar) quando o R_{eff} aumenta e quando o μ_{ave} decresce. Kormendy et al. (2009) analisam a diferença entre estes dois grupos através do estudo da correlação de diferentes parâmetros astrofísicos. Concluindo que as galáxias esferoidais (Sph) ou E anãs, provavelmente sejam remanescentes de galáxias TP transformadas por processos internos e de ambiente, e não elípticas de baixa luminosidade.

Para poder analisar a relação entre o índice de Sérsic n e o raio efetivo R_{eff} , na figura 4.11, extraída do trabalho de D’Onofrio et al. (1994) (ver também Caon et al. 1993), está representado o índice de Sérsic para o eixo maior n_{maj} , em função do raio efetivo R_{eff} . Pode-se observar que existe uma relação entre os dois parâmetros. Ademais, tanto D’Onofrio et al. (1994) como Caon et al. (1993) (entre outros), notaram duas famílias diferentes de elípticas, isto é, elípticas que possuem $n > 4$ e elípticas com $n \leq 4$, chamando-as de “brilhantes” e “ordinárias” respetivamente. No trabalho de Caon et al. (1993), analisa-se a relação do índice n com o parâmetro α_4 (figura 6, do Caon et al. 1993),

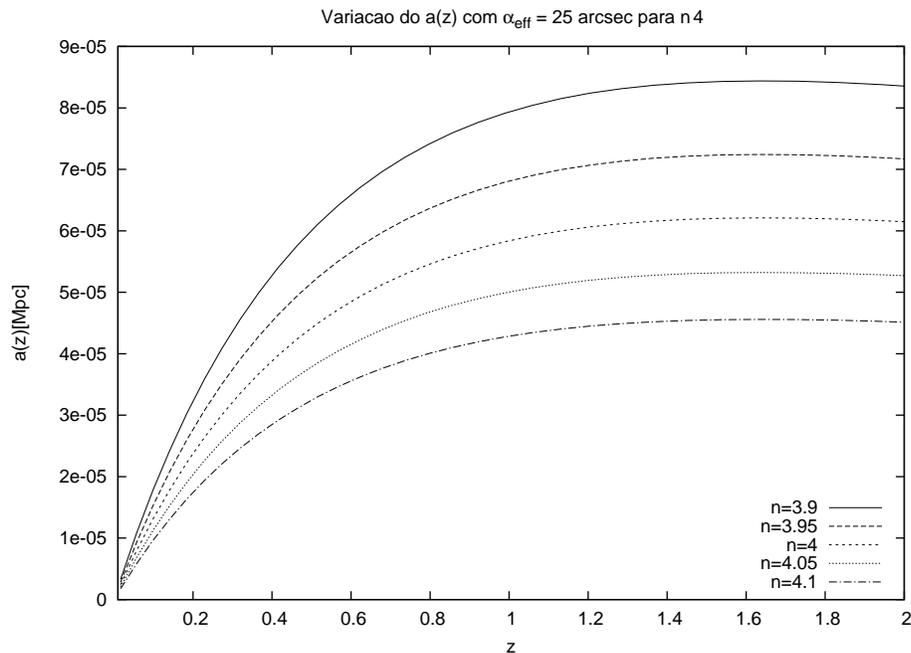


Figura 4.8: $a(z)$ para $3,9 \leq n \leq 4,1$ e $0,04 \leq z \leq 2$

observando que as galáxias com isofotas retangulares possuem valores de n maiores que as galáxias com isofotas discoidais. Posteriormente, Kormendy et al. (2009) estudaram a diferença entre as duas famílias de elípticas através de vários parâmetros astrofísicos, o perfil de brilho superficial entre eles. Concluindo que existem duas famílias de elípticas diferentes [como observado por D’Onofrio et al. (1994) e Caon et al. (1993), entre outros], com parâmetros astrofísicos e formação diferentes. No caso do perfil de brilho, observaram que as galáxias com $n > 4$, quando são ajustadas com um perfil de Sérsic, possuem uma luminosidade menor ao ajuste para raios menores e as denominou *elípticas com núcleo*. No entanto, galáxias com $n \leq 4$, possuem uma luminosidade maior quando o ajuste de Sérsic para raios menores, denominado-as como *elípticas sem núcleo*. Ademais, E com núcleo possuem B_{eff} maiores que as E sem núcleo, i.e., o brilho superficial para o mesmo R_{eff} é maior nas E com núcleo que nas E sem núcleo. No caso da medição do α_4 , Kormendy et al. (2009) observaram que as elípticas sem núcleo são usualmente discoidais. Como vimos na seção 3.2, a forma das isofotas se relaciona com outras propriedades globais das galáxias (Faber et al. 1997, Ferrarese et al. 1994).

(1). E com núcleo: Estas elípticas possuem uma luminosidade alta, isofotas retangulares e cinemática sustentada por pressão.

(2). E sem núcleo: Estas galáxias possuem uma luminosidade baixa, isofotas discoidais e cinemática sustentada por rotação.

Como descrito na seção 3.2, no que se refere à emissão na banda do rádio, vimos que

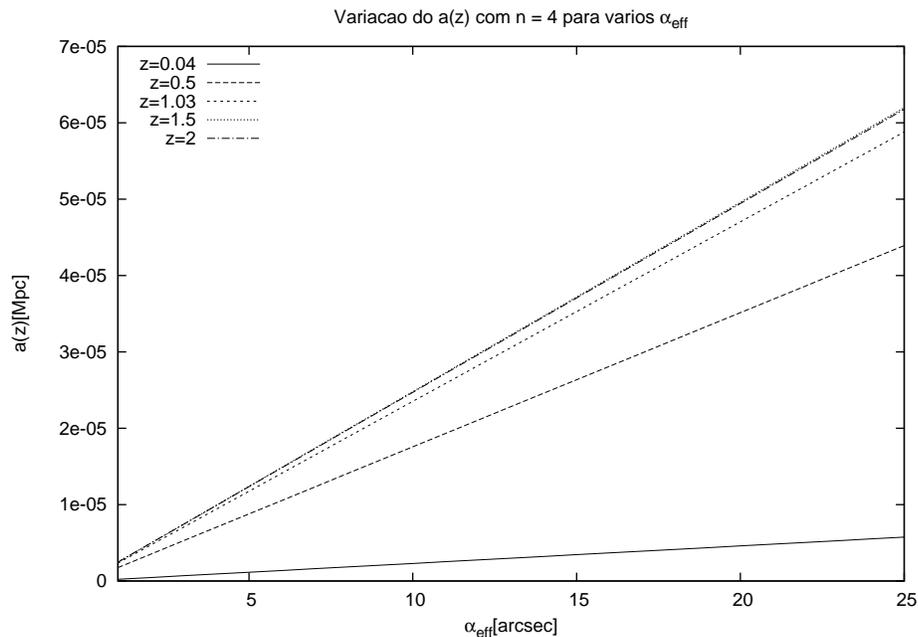


Figura 4.9: $a(z)$ para $n = 4$ e $0,04 \leq z \leq 2$

as retangulares são emissoras na banda do rádio, enquanto as discoidais não são. Esta propriedade está relacionado ao perfil de brilho, como se pode observar no estudo de Capetti e Balmaverde (2007).

4.4.1 Relações de Escala

As propriedades cinemáticas das galáxias espirais e elípticas estão fortemente relacionadas com a luminosidade. Como veremos a seguir, existem várias relações entre diferentes parâmetros que descrevem a estrutura e dinâmica galáctica. Em princípio, estas relações de escala podem ser usadas tanto para determinar distâncias como para pesquisar sobre a estrutura galáctica. No nosso caso apresentaremos estas relações para estudar as propriedades estruturais.

Relação de Faber-Jackson

A relação de *Faber-Jackson* (Faber e Jackson 1976), é uma relação que conecta a velocidade de dispersão σ_0 no centro das galáxias elípticas com a luminosidade da galáxia. Sendo a relação dada de forma aproximada na banda V,

$$\frac{L_V}{2 \times 10^{10} L_\odot} \approx \left(\frac{\sigma_0}{200 \text{ km} \times \text{s}^{-1}} \right)^4. \quad (4.48)$$

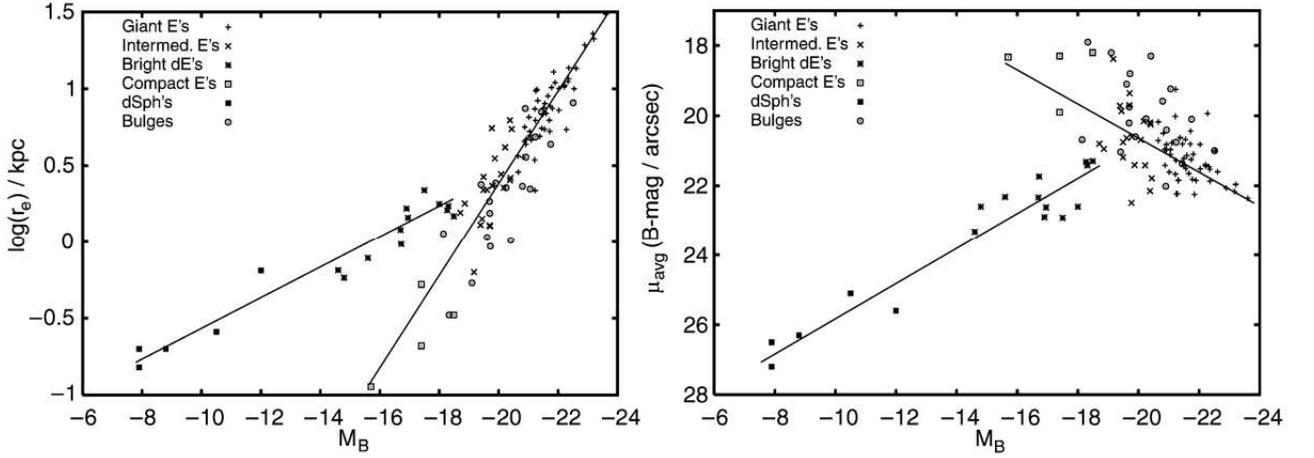


Figura 4.10: Figura esquerda: Raio efetivo R_{eff} em função da magnitude absoluta na banda B M_B . A correlação das elípticas normais é diferente das anãs. Figura direita: Brilho superficial médio μ_{ave} em função da M_B . Para as elípticas normais o brilho superficial aumenta quando a luminosidade aumenta, enquanto decresce para as anãs (Schneider 2006).

Plano Fundamental

A expressão anterior é uma relação entre as propriedades cinemáticas e a luminosidade das galáxias elípticas, mas leva um erro intrínseco bastante alto. Porém, existem relações entre os parâmetros das galáxias elípticas que possuem um erro menor, como a relação do *Plano Fundamental* (Djorgovski e Davis 1987), que está baseada em diferentes parâmetros das galáxias elípticas. Vimos na figura 4.10 que existe uma relação entre R_{eff} e a luminosidade, implicando que,

$$R_{eff} = \langle B_{em} \rangle^{-0,83}, \quad (4.49)$$

onde $\langle B_{em} \rangle$ é o brilho superficial médio,

$$\langle B_{em} \rangle = \frac{L_T}{2\pi R_{eff}^2}, \quad (4.50)$$

onde o fator dois vem da definição do raio efetivo, i.e., que engloba a metade da luz total da galáxia. A relação entre o R_{eff} e $\langle B_{em} \rangle$ é conhecida como a *relação de Kormendy* (Kormendy 1977). Combinando as duas equações anteriores obtemos,

$$L_T \propto \langle B_{em} \rangle^{-0,66}. \quad (4.51)$$

Esta expressão significa que galáxias mais luminosas apresentam um brilho menor, como foi mostrado na figura 4.10 a direita para as E normais. Agora, combinando este resultado com a relação de Faber-Jackson dada pela eq. (4.48), obtemos uma relação entre os três

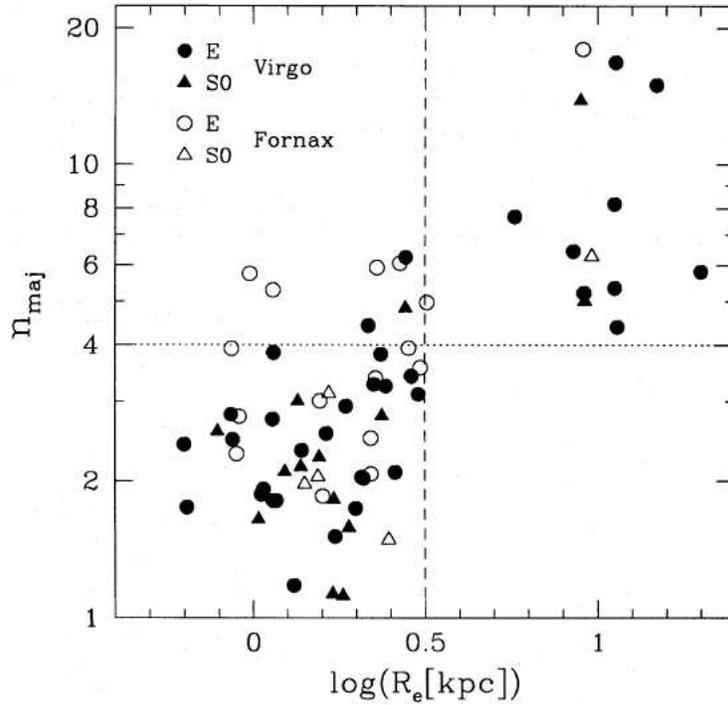


Figura 4.11: Correlação entre o raio efetivo R_{eff} e o índice de Sérsic que melhor ajusta os perfis de brilho do eixo maior n_{maj} para as galáxias dos aglomerados de Virgo e de Fornax (D’Onofrio et al. 1994).

parâmetros R_{eff} , $\langle B_{em} \rangle$, σ_0 formando um plano, denominado *plano fundamental (PF)*,

$$R_{eff} \propto \sigma_0^{1,4} \langle B_{em} \rangle^{-0,85}. \quad (4.52)$$

Em Schneider (2006, fig. 3.23) há mais detalhes com algumas projeções do PF.

Plano Fotométrico

As relações anteriores são sem dúvida nenhuma muito importantes porque relacionam várias variáveis e assim deixam a modelagem das galáxias com menos parâmetros. Mas, do plano fundamental temos dois parâmetros que são obtidos através de medidas fotométricas, R_{eff} e $\langle B_{em} \rangle$, além de σ_0 que é obtido através de medidas espectroscópicas. Assim, para poder usar o PF é necessário o uso de duas técnicas observacionalmente diferentes. No caso espectroscópico acarreta muito tempo de observação, assim como as dificuldades para poder observar objetos numa profundidade significativa no cosmos, i.e. para valores do DV significativos, já que o fluxo decai com o DV.

Pelos motivos expostos há uma linha de investigação que propõe o uso de parâmetros fotométricos unicamente, substituindo σ_0 por um parâmetro fotométrico. No caso do

perfil de Sérsic [eq. (4.8)] e especificamente o índice de Sérsic n , observa-se que ele está fortemente relacionado com a dispersão de velocidade central σ_0 (veja figura 1 do Graham 2002). Assim substituindo σ_0 por n se constrói o assim chamado *Plano Fotométrico (PFo)* com as quantidades R_{eff} , $\langle B_{em} \rangle$ e n .

Graham (2002) estudou como o uso do PFo frente ao PF afetava na estimativa das distâncias, assim como a relação entre n e σ_0 . Ele obteve os seguintes resultados para os parâmetros de PFo do estudo dos aglomerados de Fornax e Virgo, considerando só as galáxias elípticas,

$$R_{eff} \propto n^{0.75 \pm 0.17} \langle B_{em} \rangle^{-0.75 \pm 0.12}. \quad (4.53)$$

O erro na estimativa da distância com o PFo é maior do que com o PF, mas tem que se levar em conta os custos para a obtenção dos valores espectroscópicos, comentados anteriormente. Ademais, Graham (2002) mostra que usando o chamado *hiperplano*, i.e., fazendo uso das variáveis do PFo mais σ_0 , o erro é o menor de todos.

Para estudos do PFo em um universo mais profundo temos, por exemplo, o trabalho de La Barbera et al. (2005). Neste estudo foi analisado o PFo para $z \sim 0,3$ onde algumas das conclusões são que; o declive do PFo não varia de um universo local ao DV considerado e que o valor do expoente de n é independente da banda de frequência observada.

Relação $D_n - \sigma_0$

Outra relação de escala que se observa nas galáxias elípticas é a relação de $D_n - \sigma_0$, descoberta por Dressler et al. (1987), sendo que D_n é definido como o diâmetro da isofota elipsoidal, onde o brilho superficial médio $\langle B_{em} \rangle$ corresponde ao valor de 20,75 mag/arcsec² na banda espectral do B.

A relação entre o D_n e a dispersão de velocidade central σ_0 , é quase independente do brilho superficial médio. Empiricamente, para as elípticas se encontra que,

$$D_n = 2,05 \times \sigma_0^{1,33}, \quad (4.54)$$

sendo o D_n medido em *kpc* e σ_0 em $km \times s^{-1}$, e os valores estão dispersos ao redor desta relação com variação de 15 %. Esta relação descreve melhor as propriedades das elípticas do que a relação de Faber-Jackson [eq. (4.48)] e, diferentemente do plano fundamental, é uma relação entre duas quantidades.

Do que foi comentado na descrição do PFo, poderíamos obter uma relação entre D_n e n , se achamos a relação entre σ_0 e o índice de Sérsic n .

4.5 Perfil de Brilho de Galáxias Espirais

No caso dos perfis de brilho das espirais, pela natureza destes sistemas em possuir duas regiões bem diferenciadas, o bojo e o disco, o perfil de brilho também é diferente para cada região. O bojo é bem descrito por um perfil de Sérsic (ver seção 4.2.5), no entanto o disco, em geral, segue uma forma exponencial, i.e. um perfil de Sérsic com o $n = 1$.

Por não possuírem um perfil global para o sistema como um todo, mais variáveis são utilizadas para descrever as galáxias espirais do que para descrever as galáxias elípticas. Como dito, para o bojo temos o seguinte perfil,

$$B_{\text{em},b}(R, z) = B_{\text{eff},b}(z)e^{-b_n \left[\left(\frac{R(z)}{R_{\text{eff},b}(z)} \right)^{1/n} - 1 \right]}, \quad (4.55)$$

e para o disco,

$$B_{\text{em},d}(R, z) = B_{0,d}(z)e^{-\left(\frac{R(z)}{a_d(z)} \right)}. \quad (4.56)$$

Sendo $B_{\text{eff},b}$ o brilho superficial do bojo para o raio efetivo que engloba a metade da luz total do bojo $R_{\text{eff},b}$, $B_{0,d}$ é o brilho superficial do começo do disco e $a_d(z)$ é o raio escalar do disco. Lembrando que há duas formas de escrever o perfil de Sérsic, usando as eqs. (4.44), (4.45) e o valor de b_n da tabela 4.1 para $n = 1$, temos que,

$$B_{\text{em},d}(R, z) = B_{\text{eff},d}(z)e^{-1,68 \left[\left(\frac{R(z)}{R_{\text{eff},d}(z)} \right) - 1 \right]}, \quad (4.57)$$

sendo $B_{\text{eff},d}$ o brilho superficial do bojo para o raio efetivo que engloba a metade da luz total do bojo $R_{\text{eff},d}$. Como na literatura extragaláctica é comum o uso da eq. (4.56) para descrever o disco, nós adotaremos essa expressão. Para quantificar a dominância do bojo frente ao disco, conforme Binney e Merrifield (1998), utilizaremos a definição do parâmetro de *fração do bojo* [pag. 220, eq. (4.46)], isto é,

$$B/T \equiv \frac{R_{\text{eff},b}^2 B_{\text{eff},b}}{R_{\text{eff},b}^2 B_{\text{eff},b} + 0.28 a_d B_{0,d}}. \quad (4.58)$$

Esta é a fração da contribuição do bojo à luminosidade total. Outra relação análoga à anterior que é citada na literatura extragaláctica é a *razão disco-bojo*, $D/B = (B/T)^{-1} - 1$. Do trabalho de Graham (2001) temos a relação análoga à anterior,

$$\left(\frac{D}{B} \right)^{-1} = \frac{B}{D} = \frac{n_b \Gamma(2n_b) e^{b_n}}{b_n^{2n_b} n_d \Gamma(2n_d)} \left(\frac{R_{\text{eff},b}^2}{a_d^2} \right) \left(\frac{B_{\text{eff},b}}{B_{0,d}} \right), \quad (4.59)$$

onde n_b e n_d refere-se aos índices de Sérsic do bojo e do disco respectivamente, e o parâmetro

b_n refere-se ao do bojo. Na tabela 3.3, o parâmetro $\langle L_{bojo}/L_{tot} \rangle_B$, é a fração do bojo comentado anteriormente, para a banda B. Pode-se observar a medida que “avancamos” das galáxias espirais TA às espirais TP a contribuição do bojo à luminosidade total (em geral) diminui. Na figura 4.12, se visualiza melhor a ideia anterior, onde para o disco foi adotado um $n_d = 1$. Os tipos morfológicos estão descritos acorde à tabela 3.1.

4.5.1 Perfil de Brilho do Disco

Como discutido acima, as galáxias espirais possuem duas regiões bem diferenciadas as quais comentaremos em separado. Nesta subseção também vamos discutir o perfil de brilho do disco.

Como dito anteriormente, o perfil de brilho que descreve o disco tem a forma da eq. (4.56), onde o parâmetro a_d , o *raio escalar*, é diferente para os diferentes tipos morfológicos das galáxias espirais. A figura 4.13 mostra as curvas de rotação de vários tipos morfológicos das galáxias espirais em função do raio escalar. A obtenção destas curvas foi feita através da observação do gás HI. Os pontos abertos denotam o valor do raio escalar do disco estelar e o pico de rotação máximo e as curvas mostram até a onde foram medidas as curvas $V(R)$, e observa-se que para valores radiais maiores a velocidade de rotação se mantém constante (ver também a figura 3.7). Observa-se que em geral as galáxias com valores maiores do raio escalar têm rotação mais rápida. No que se refere à análise das curvas, nos tipos Sab e Sc há um incremento da velocidade muito rápida, mostrando que a maior fração de massa se concentra no centro, isto é, tem um bojo bem proeminente, como comentado anteriormente. Quanto às curvas de rotação das espirais do TP, o incremento da velocidade é mais suave, sugerindo um bojo menos proeminente que nas galáxias espirais do TA.

4.5.2 Perfil de Brilho do Bojo

O bojo das galáxias espirais é bastante bem descrito mediante o perfil de Sérsic. Assim como o centro das galáxias elípticas anãs, os bojos das galáxias espirais são os sistemas estelares mais densos conhecidos. Nas galáxias espirais do tipo Sa e nas lenticulares S0 o bojo produz a maior parte da luz, sendo menor para os tipos Sb e Sc, enquanto nas galáxias do tipo Sd o bojo é quase inexistente. Pensa-se que pelo fato da densidade do bojo ser maior que a densidade do disco os bojos tenham sido formados antes que o disco, quando o Universo era mais denso.

Graham (2001) estudou os bojos de várias galáxias espirais, ajustando o brilho superficial com o perfil de Sérsic. Na figura 4.14 está representado o índice de Sérsic n , em função do tipo morfológico para as bandas K e B. Pode-se observar que as galáxias do TA possuem bojos que são melhor ajustados com valores de $n > 1$, enquanto que os bojos das galáxias do TP ajustam-se com valores de $n < 1$.

Quanto à forma que os bojos apresentam, quando são observadas de lado, aparecem com forma elíptica, enquanto que cerca de 20% apresentam forma de charuto. Mas, há de se ter em mente que a contribuição do disco contamina a percepção da forma do bojo, não sendo tão direta como no caso das galáxias elípticas.

Em geral a cor dos bojos avermelha-se à medida que avança-se para o centro, um comportamento similar ao observado nos discos.

Com relação à dinâmica das estrelas dos bojos, elas compartilham velocidades de rotação comum, embora possuam velocidades de dispersão maiores que as estrelas do disco, sendo que a proporção entre as velocidades de rotação e de dispersão é dada por $V/\sigma \sim 1$. Quanto ao raio efetivo do bojo, uma galáxia espiral com um raio escalar grande costuma ter um raio efetivo também grande, e os estudos que estimam essa proporção entre os dois raios indicam que de $R_{eff,b}/a_d \approx 0.1$ (Sparke e Gallagher 2007).

Quanto ao centro do bojo, ele contém um buraco negro ou objeto supermassivo, como observa-se na nossa galáxia. Assim quando o gás é acretaado pelo buraco negro libera-se uma grande energia, dando origem ao *núcleo ativo da galáxia (AGN)*. Nas galáxias que possuem este tipo de núcleo ativo observa-se no centro delas que a luz não provém nem das estrelas nem do gás ionizado. No visível, esta luz é extremadamente brilhante sendo quase tão intensa quanto a luz que provém da galáxia inteira. Seja no óptico ou no ultravioleta o espectro apresenta linhas de emissão extensas.

4.5.3 Relações de Escala

Relação de Tully-Fisher

A relação de *Tully-Fisher* (Tully e Fisher 1977) é análoga à de *Faber-Jackson*, mas, para as galáxias espirais. Foi descoberta através das observações do gás de HI, e conecta a velocidade máxima de rotação v_{max} com a luminosidade da galáxia espiral,

$$L \propto v_{max}^{\alpha}. \quad (4.60)$$

O valor de α aumenta com o comprimento de onda da observação, sendo $\alpha \sim 4$ para banda I. Ademais, quanto maior o comprimento de onda da luminosidade observada, menor é a dispersão desta relação, devido a que a radiação em comprimentos de onda maiores se vê

menos afetada pela absorção da poeira e pela taxa de formação estelar.

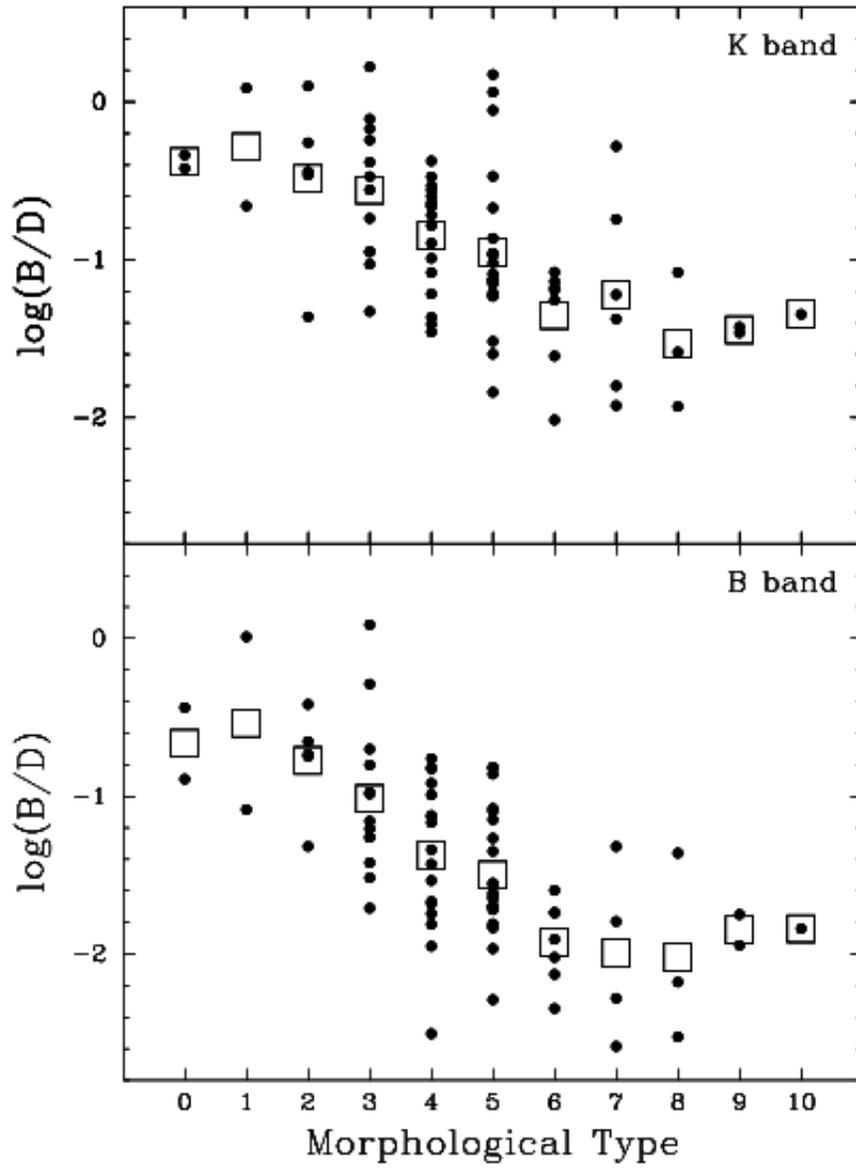


Figura 4.12: O logaritmo da eq. (4.59) com disco exponencial $n_d = 1$ em função do tipo morfológico como descrito na tabela 3.1, para as bandas K e B. Os quadrados são os valores médios para cada tipo galáctico (Graham 2001).

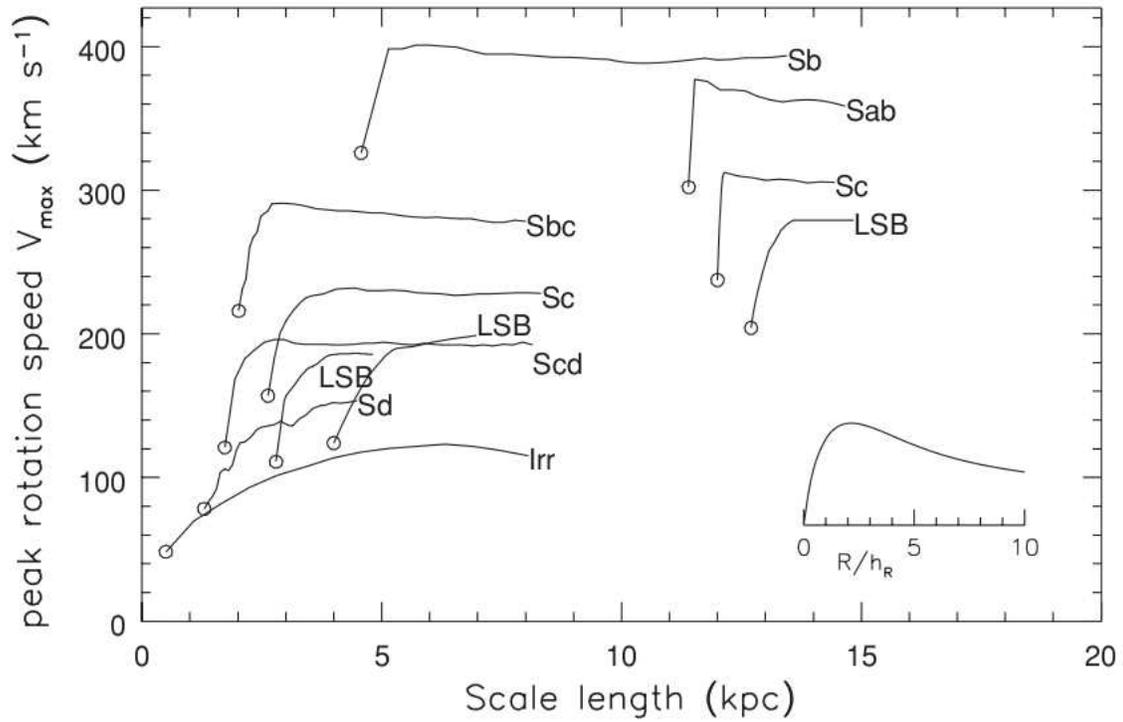


Figura 4.13: Curvas de rotação do disco das galáxias espirais. Os pontos abertos denotam os raios escalares a_d dos discos e os picos da velocidade de rotação para cada tipo galáxia. As curvas representam a velocidade de rotação $V(R)$ em função do R/a_d , na mesma escala que a figura insertada. O tipo LSB denota as galáxias de *brilho-superficial-baixo* (Sparke e Gallagher 2007).

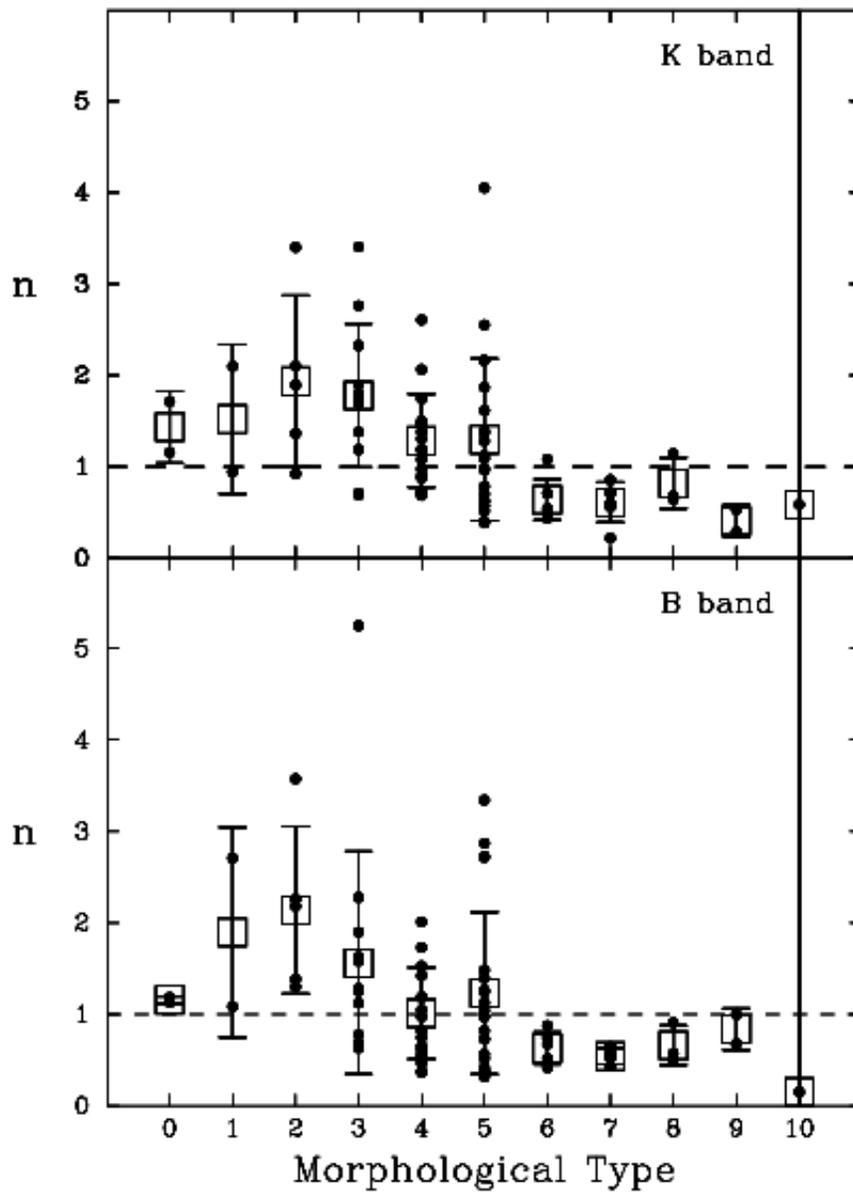


Figura 4.14: Valores do índice de Sérsic n dos bojos em função do tipo morfológico como descrito na tabela 3.1, para as bandas K e B. Os quadrados são os valores médios para cada tipo galáctico (Graham 2001).

Capítulo 5

Brilho Superficial Recebido $B_{re}(\alpha, z)$

Uma vez apresentados os diferentes perfis de brilho e as diferentes propriedades galácticas, assim como as suas relações de escala, neste último capítulo vamos analisar o brilho superficial recebido quando são consideradas distâncias cosmológicas, i.e., onde é possível diferenciar um modelo cosmológico de outro.

Implicitamente, nos capítulos 3 e 4 não se considerou nenhum tipo de contribuição cosmológica mas, quando queremos analisar um universo mais profundo, onde os efeitos da deformação do espaço-tempo modificam as propriedades astrofísicas de interesse (brilho superficial), a cosmologia há de ser levada em conta (cap. 2).

Relembrando o nosso objetivo, nós queremos comparar duas curvas de brilhos superficiais galácticos. A primeira curva (1) é obtida através de dados observacionais de galáxias com diferentes valores de z e onde a contribuição cosmológica seja significativa. Já a segunda curva (2), fazendo uso do conhecimento acerca do brilho superficial galáctico de galáxias locais e assumindo previamente uma cosmologia, modelar o perfil que teria em diferentes valores de z . Assim, em princípio, podemos comparar as duas curvas sempre que a galáxia local ($z \sim 0$) e a galáxia situada em um universo profundo ($z > 0$) pertençam à mesma família, grupo homogêneo, para obter informação sobre o modelo cosmológico considerado.

Até agora só discutimos as galáxias que estão no universo local (útil para a curva do 2) quando, mas nada dissemos sobre as galáxias que se situam em um universo mais profundo (útil para 1).

Nesta análise preliminar vamos procurar discutir o que acontece com o comportamento do brilho superficial recebido para os dois modelos cosmológicos considerados nesta dissertação, o modelo padrão Λ CDM e o modelo de Einstein-de Sitter.

5.1 Brilho Recebido

No cap. 1 mostramos a equação que relaciona o brilho superficial recebido com o brilho superficial emitido [eq. (1.24)]. Relembrando-a,

$$B_{re,\nu_{re}}(\alpha, z) = B_{em}(R, z) \frac{J[\nu_{re}(1+z), R, z]}{(1+z)^3}. \quad (5.1)$$

Vamos considerar por simplicidade não o brilho específico, mas o total, ou seja, temos

$$B_{re}(\alpha, z) = \int_0^\infty B_{re,\nu_{re}}(\alpha, z) d\nu_{re} = \frac{B_{em}(R, z)}{(1+z)^3} \int_0^\infty J[\nu_{re}(1+z), R, z] d\nu_{re}, \quad (5.2)$$

onde

$$\int_0^\infty J[\nu_{re}(1+z), R, z] d\nu_{re} = 1, \quad (5.3)$$

e assim,

$$B_{re}(\alpha, z) = \frac{B_{em}(R, z)}{(1+z)^3}. \quad (5.4)$$

Vamos assumir o perfil de Sérsic (seção 4.2.5) por seu carácter universal,

$$B_{re}(\alpha, z) = \frac{B_{eff}(z)}{(1+z)^3} e^{-b_n \left[\left(\frac{R(z)}{R_{eff}(z)} \right)^{1/n} - 1 \right]}. \quad (5.5)$$

As quantidades (B_{eff}, R_{eff}, n) são obtidas quando consideramos uma galáxia do universo local, assim como os valores do raio galáctico ao longo de um eixo considerado. Embora ângulos sejam medidos na abóbada celeste, quando consideramos uma galáxia no universo local, isto é, $z \sim 0$, a projeção dela é independente do modelo cosmológico [ver eq. (1.10)]. Então o que vamos fazer primeiramente é comparar os perfis de brilho recebido para as duas cosmologias que estão sendo estudadas e analisar as diferenças entre eles para diferentes valores de z .

Seja a proporção dos brilhos superficiais entre os dois modelos cosmológicos considerados, $B_{re,\Lambda CDM}$ e $B_{re,EdS}$, dado por

$$\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}} = \frac{e^{-b_n \left[\left(\frac{\alpha d_{A,\Lambda CDM}}{R_{eff}} \right)^{1/n} - 1 \right]}}{e^{-b_n \left[\left(\frac{\alpha d_{A,EdS}}{R_{eff}} \right)^{1/n} - 1 \right]}}, \quad (5.6)$$

onde usamos a eq. (1.10). Desenvolvendo a eq. acima, temos,

$$\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}} = \left[e^{-b_n \left(\frac{\alpha d_{A,\Lambda CDM}}{R_{eff}} \right)^{1/n} + b_n} \right] \left[e^{b_n \left(\frac{\alpha d_{A,EdS}}{R_{eff}} \right)^{1/n} - b_n} \right], \quad (5.7)$$

$$\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}} = e^{b_n \left(\frac{\alpha}{R_{eff}}\right)^{1/n} \left[(d_{A,EdS})^{1/n} - (d_{A,\Lambda CDM})^{1/n} \right]}. \quad (5.8)$$

Vimos na seção 4.2.5 que b_n é um parâmetro do índice de Sérsic n , obtido através da função gama completa. Foi mostrado também que para poder obter uma boa aproximação do valor de b_n , quando consideramos uma razão R/R_{eff} que vai até o infinito, é suficiente a aproximação até quarta ordem, i.e.,

$$b_n = 2n - \frac{1}{3} + \frac{4}{405n} + \frac{46}{25515n^2}, \quad (5.9)$$

(ver a tabela 4.1 para mais detalhes). Vimos igualmente que o índice de Sérsic poderia ser usado para classificar os grupos morfológicos de galáxias, como foi feito por Kormendy et al. (2009) e Graham (2001), cujos resultados foram exibidos nas figuras 4.3 e 4.14. Desta forma, vamos agora representar a proporção dos brilhos recebidos para a faixa $0 < z < 5$ usada no cap. 2. Primeiramente vamos proceder da mesma forma que na análise de d_A , i.e., vamos calcular as diferenças obtidas usando as incertezas nos parâmetros cosmológicos derivados dos diferentes estudos cosmológicos (ver tabela 2.2 à pág. 46) para o cálculo da proporção dos brilhos considerados acima. Assim, na figura 5.1 graficamos a proporção entre os brilhos recebidos para os dois modelos cosmológicos considerados, onde as três curvas utilizam os diferentes valores dos parâmetros cosmológicos. O cálculo para o brilho recebido para o modelo de Einstein- de Sitter leva em conta as incertezas do parâmetro de Hubble H_0 . Os valores dos parâmetros galácticos considerados foram, $n = 4$, $R_{eff} = 3\text{kpc}$ e ângulo de abertura $\alpha = 1 \text{ arcsec}$.

À primeira vista o que se observa do gráfica é que o modelo de Einstein-de Sitter fornece valores maiores do brilho superficial recebido e que a medida que o z aumenta, a diferença entre as curvas torna-se maior. Mas, a partir de $z \approx 2,5$ a razão parece ficar constante. Ademais, a diferença entre as curvas com as incertezas levadas em conta (curva pontilhada e curva tracejada) é bastante notável.

Para poder visualizar melhor onde a diferença entre as curvas se mantém quase constante, vamos considerar a derivada em função de z , da proporção dos brilhos superficiais recebidos para os dois modelos, isto é, da eq. (5.8) obtemos então,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}} \right) &= b_n \left(\frac{\alpha}{R_{eff}} \right)^{1/n} \frac{1}{n} \left[(d_{A,EdS})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z} \right) - (d_{A,\Lambda CDM})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z} \right) \right] \\ &\times e^{b_n \left(\frac{\alpha}{R_{eff}}\right)^{1/n} \left[(d_{A,EdS})^{1/n} - (d_{A,\Lambda CDM})^{1/n} \right]}, \end{aligned} \quad (5.10)$$

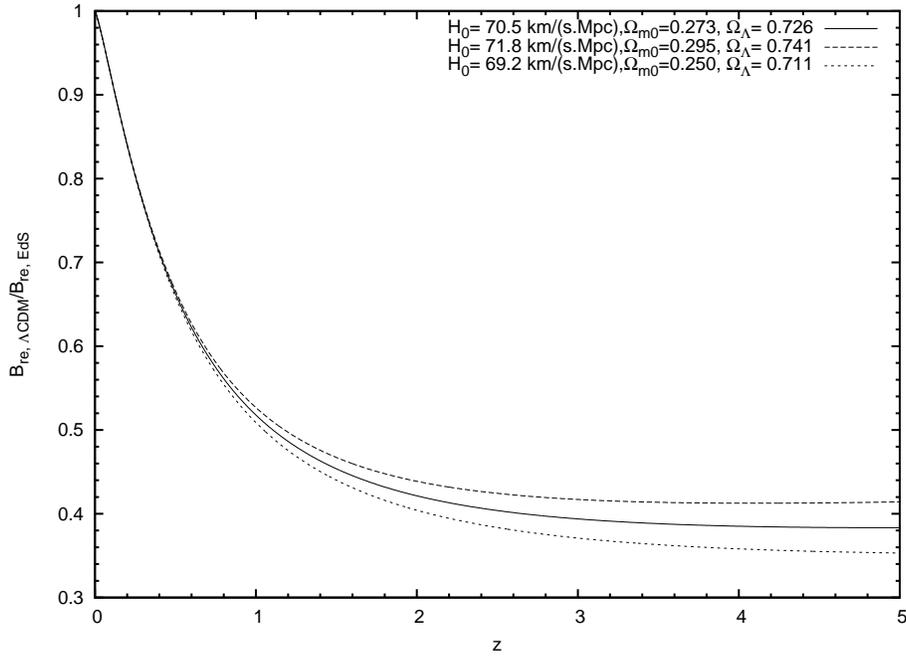


Figura 5.1: Razão entre os brilhos recebidos, para os diferentes valores dos parâmetros cosmológicos. Foi considerada uma galáxia com $n = 4$, $R_{eff} = 3$ kpc e ângulo de abertura $\alpha = 1$ arcsec.

Ordenando esta expressão, temos que,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}} \right) = \frac{b_n}{n} \left(\frac{\alpha}{R_{eff}} \right)^{1/n} \left[(d_{A,EdS})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z} \right) - (d_{A,\Lambda CDM})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z} \right) \right] \times \left(\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}} \right). \quad (5.11)$$

Vamos agora representar esta função usando os diferentes valores dos parâmetros cosmológicos. A figura 5.2 mostra a eq. (5.11) para os diferentes valores dos parâmetros cosmológicos, sendo os parâmetros galácticos $n = 4$, $R_{eff} = 3$ kpc e ângulo de abertura $\alpha = 1$ arcsec, i.e. mostra-se a derivada em função do DV da figura 5.1.

Observa-se que o comportamento da derivada nos fornece o ritmo da variação entre a proporção dos brilhos recebidos. A curva da derivada, curiosamente decai nos valores iniciais de z até $z \sim 0.1$ e depois cresce. Este comportamento indica uma transição entre uma forma côncava para cima a uma forma côncava para baixo, onde o ponto de transição é $z \sim 0.1$. Depois desta transição a derivada começa a crescer, atingindo valores quase constantes em $z \sim 2$. Além disso, observa-se um comportamento similar à análise feita quando foi considerada a diferença entre as distâncias por área dos modelos Λ CDM e EdS, figuras 2.5 e 2.6. Sendo os dados observacionais para algumas bandas (por exemplo

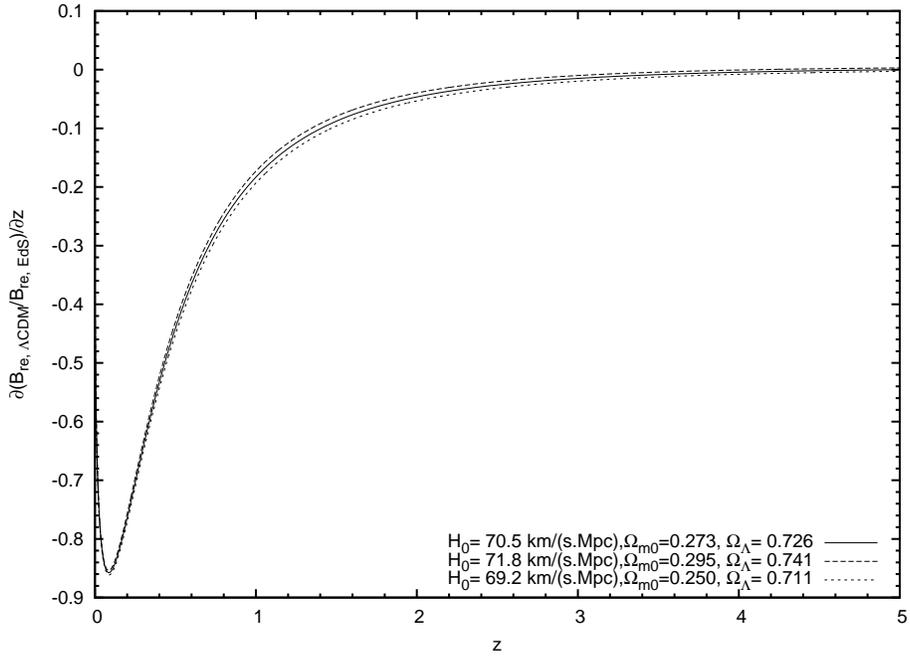


Figura 5.2: Derivada em função do DV da proporção entre os brilhos recebidos, para os diferentes valores dos parâmetros cosmológicos. Foi considerada uma galáxia com $n = 4$, $R_{eff} = 3\text{kpc}$ e ângulo de abertura $\alpha = 1\text{arcsec}$.

o ótico), de melhor qualidade para um universo menos profundo, o fato de que exista uma diferença notável entre os brilhos superficiais recebidos entre os dois modelos cosmológicos considerados é uma vantagem observacional.

Mas, a grande diferença entre considerar somente as distâncias por área ou considerar o brilho superficial recebido nos casos considerados, advém de onde o DV atinge o ponto de maior diferença entre os dois modelos cosmológicos. Esta diferença deve estar no valor do índice de Sérsic, como se pode observar na eq. (5.8). Conseqüentemente, a seguir vamos analisar o DV onde ocorre a maior diferença entre os dois modelos cosmológicos estudados z_{max} para diferentes valores de n . Da eq. (5.11) pode-se obter o $n(z_{max})$, aplicando a condição de ponto crítico, isto é,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}} \right) = 0, \quad (5.12)$$

assim,

$$(d_{A,EdS})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z} \right) - (d_{A,\Lambda CDM})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z} \right) = 0, \quad (5.13)$$

$$(d_{A,EdS})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z} \right) = (d_{A,\Lambda CDM})^{1/n-1} \left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z} \right), \quad (5.14)$$

$$\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right)^{\frac{1-n}{n}} = \frac{\left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z}\right)}{\left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z}\right)}. \quad (5.15)$$

Para poder separar o n , vamos aplicar logaritmos na eq. anterior,

$$\left(\frac{1-n}{n}\right) \ln\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right) = \ln\left[\frac{\left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z}\right)}{\left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z}\right)}\right], \quad (5.16)$$

$$\left(\frac{1-n}{n}\right) = \ln\left[\frac{\left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z}\right)}{\left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z}\right)}\right] / \ln\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right) = \frac{1}{n} - 1, \quad (5.17)$$

$$\frac{1}{n} = \frac{\ln\left[\frac{\left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z}\right)}{\left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z}\right)}\right] + \ln\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right)}{\ln\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right)}, \quad (5.18)$$

usando as propriedades dos logaritmos,

$$\frac{1}{n} = \frac{\ln\left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z}\right) - \ln\left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z}\right) + \ln(d_{A,EdS}) - \ln(d_{A,\Lambda CDM})}{\ln\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right)}, \quad (5.19)$$

$$\frac{1}{n} = \frac{\ln\left[\frac{d_{A,EdS}\left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z}\right)}{d_{A,\Lambda CDM}\left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z}\right)}\right]}{\ln\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right)}, \quad (5.20)$$

$$n = n(z_{max}) = \frac{\ln\left(\frac{d_{A,EdS}}{d_{A,\Lambda CDM}}\right)}{\ln\left[\frac{d_{A,EdS}\left(\frac{\partial d_{A,\Lambda CDM}}{\partial z}\right)}{d_{A,\Lambda CDM}\left(\frac{\partial d_{A,EdS}}{\partial z}\right)}\right]}. \quad (5.21)$$

Na figura 5.3 representamos a eq. (5.21), que nos informa, para cada valor do índice de Sérsic n , o valor do DV onde a proporção dos brilhos superficiais para os dois modelos cosmológicos é máximo. Pode-se observar da figura, que é praticamente um comportamento linear, onde quanto maior o n maior é o z_{max} e como a linha começa em $z_{max} \sim 1,64$. A explicação de não ter valores para z menores a 1,64 é porque a distância por área no modelo Λ CDM obtêm o valor máximo nesse z (figura 2.4), sendo a derivada zero, o que implica que a eq. (5.21) obtenha um valor indeterminado.

Para poder visualizar o comportamento da proporção dos brilhos superficiais recebidos entre os dois modelos cosmológicos ao longo do DV, para diferentes valores de n , é preciso

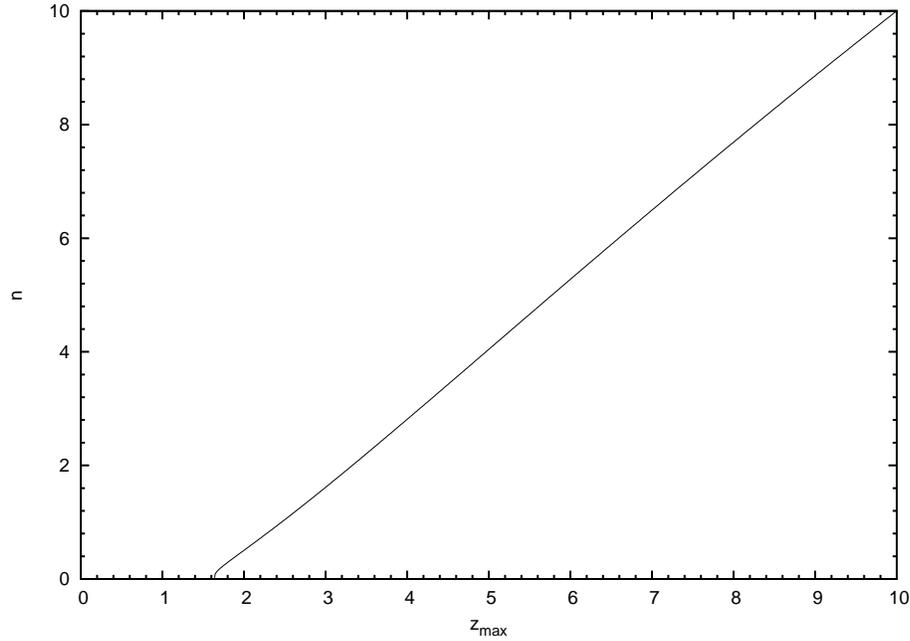


Figura 5.3: Índice de Sérsic n em função do DV onde a diferença da proporção dos brilhos superficiais para os dois modelos cosmológicos é máximo z_{max} , eq. (5.21).

realizar algumas gráficas. Mas, antes, note-se como na eq. (5.8) o parâmetro do ângulo α e o R_{eff} aparecem na combinação α/R_{eff} , vamos definir esta razão com um único parâmetro,

$$\Psi = \frac{\alpha}{R_{eff}}, \quad (5.22)$$

e faremos as gráficas da proporção dos brilhos superficiais recebidos em função do z para diferentes valores do índice n e de Ψ . Assim nas figuras 5.4 a 5.13 estão representados os resultados para os valores decrescentes da razão Ψ variando de $4 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-1}$ a $4 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^{-1}$ respectivamente.

Nesses gráficos podemos observar, em primeiro lugar, que à medida que o valor de Ψ diminui a proporção entre os brilhos aumenta, sendo o comportamento mais pronunciado para menores valores de n . Isto quer dizer que valores de Ψ maiores (valores maiores do ângulo ou valores do raio efetivo menores) fazem com que a diferença entre os perfis de brilho recebido para os dois modelos cosmológicos considerados aumente. Com relação aos valores de n , pode-se observar que para alguns valores de Ψ as curvas de diferentes valores de n se intersectam em determinados DV, esses valores marcam o ponto de mudança onde valores de n maiores (menores) forneçam valores de proporção entre os brilhos maiores (menores). Para poder calcular quais são os valores de Ψ onde ocorre este efeito e em quais valores do DV, vamos igualar a expressão da eq. (5.8) para dois valores do índice de

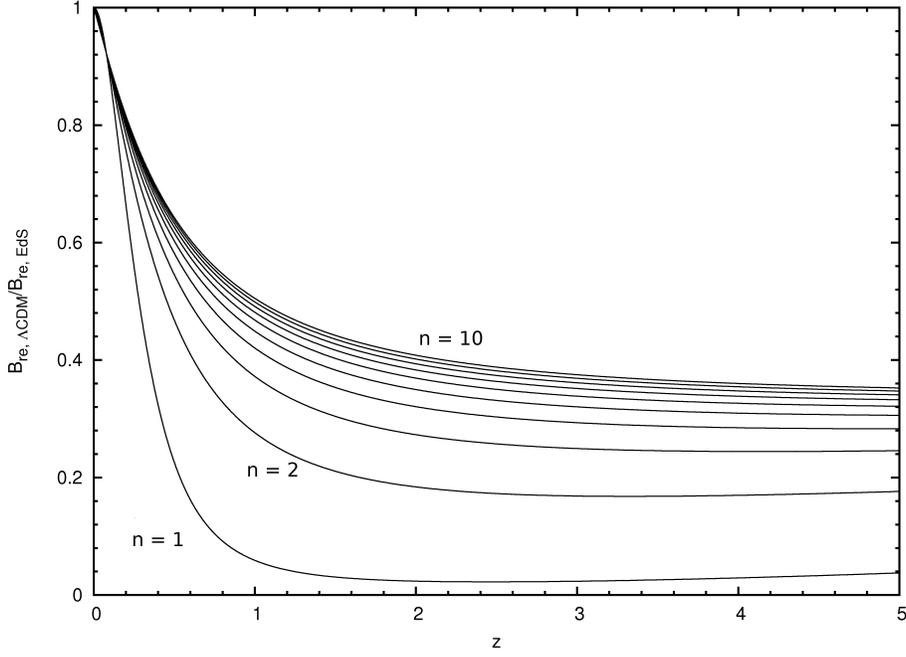


Figura 5.4: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,004\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

Sérsic diferentes, n_1 e n_2 ,

$$e^{b_{n_1}(\Psi)^{1/n_1}[(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_1} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_1}]} = e^{b_{n_2}(\Psi)^{1/n_2}[(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_2} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_2}]}. \quad (5.23)$$

Aplicando logaritmos em ambos lados desta equação, temos,

$$b_{n_1}(\Psi)^{1/n_1}[(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_1} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_1}] = b_{n_2}(\Psi)^{1/n_2}[(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_2} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_2}], \quad (5.24)$$

e isolando Ψ ,

$$\frac{\Psi^{1/n_1}}{\Psi^{1/n_2}} = \frac{b_{n_2} [(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_2} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_2}]}{b_{n_1} [(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_1} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_1}]}, \quad (5.25)$$

finalmente chegamos na seguinte expressão,

$$\Psi = \left(\frac{b_{n_2}}{b_{n_1}}\right)^{\frac{n_1 n_2}{n_2 - n_1}} \left(\frac{(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_2} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_2}}{(d_{A,\Lambda\text{CDM}})^{1/n_1} - (d_{A,\text{EdS}})^{1/n_1}}\right)^{\frac{n_1 n_2}{n_2 - n_1}}. \quad (5.26)$$

Fazendo um gráfico da eq. (5.26), com valores de $n_1 = 1$ e $n_2 = 2$ obtemos a representação da figura 5.14, onde observamos um rápido decaimento para valores pequenos de z até chegar a um mínimo do valor de $\Psi \sim 0,000798$ para $z \sim 1,45$. Na figura 5.9, onde foi considerado o valor de Ψ próximo ao mínimo, as curvas começam a se “descolar” em

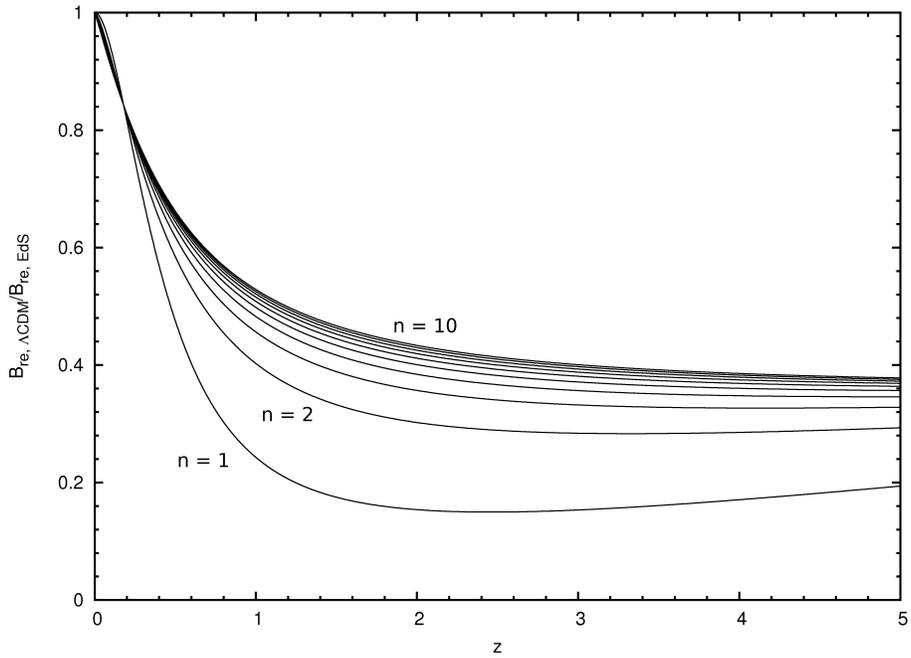


Figura 5.5: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,002\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

$z \sim 1,45$. Depois desse mínimo o valor de Ψ se mantém quase constante para valores maiores de z . Valendo-nos do conhecimento que temos sobre a z_{max} para diferentes n (figura 5.3), uma análise interessante é calcular a razão entre os dois brilhos recebidos nos dois modelos cosmológicos em função da razão entre ângulo e raio efetivo Ψ para diferentes valores de Sérsic n . Na figura 5.15 pode-se visualizar esta ideia, onde se observa que para valores de Ψ menores que $0,001 - 0,0014$, n menores fornecem razões do brilho maiores, e para valores maiores de Ψ , n maiores fornecem razões do brilho maiores. Em geral, na medida que o Ψ aumenta, quanto menor o n os valores da razão entre os modelos têm uma mudança mais significativa. Analisando a eq. (5.8) pode-se perceber como Ψ está elevado a $1/n$, explicando o efeito anterior.

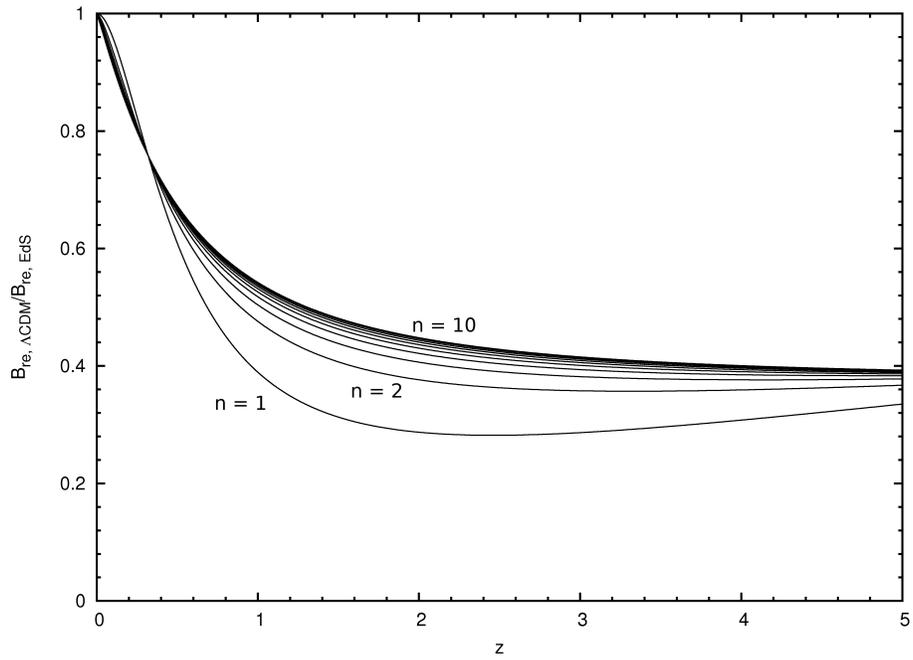


Figura 5.6: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,0013\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

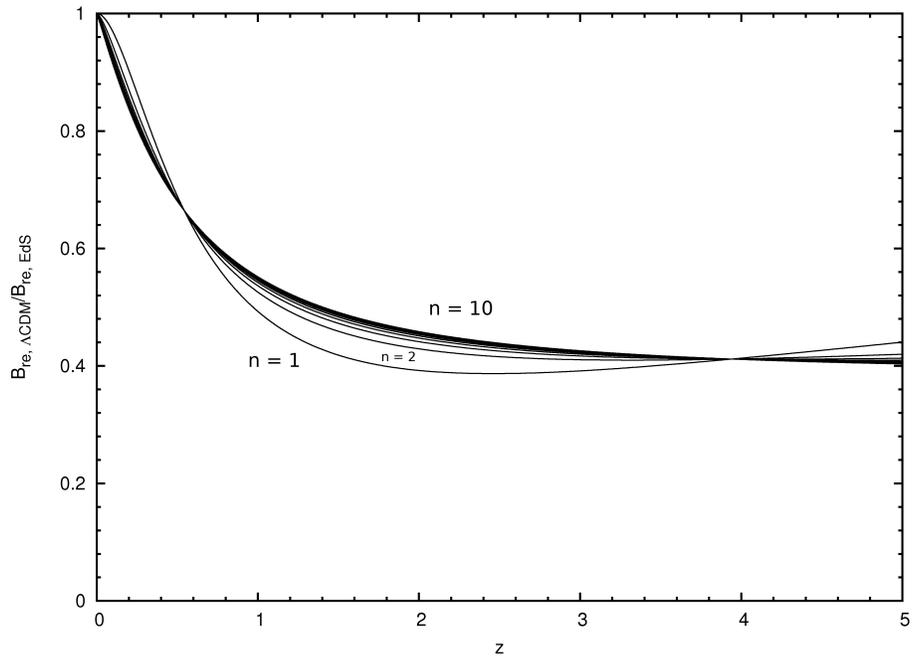


Figura 5.7: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,001\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

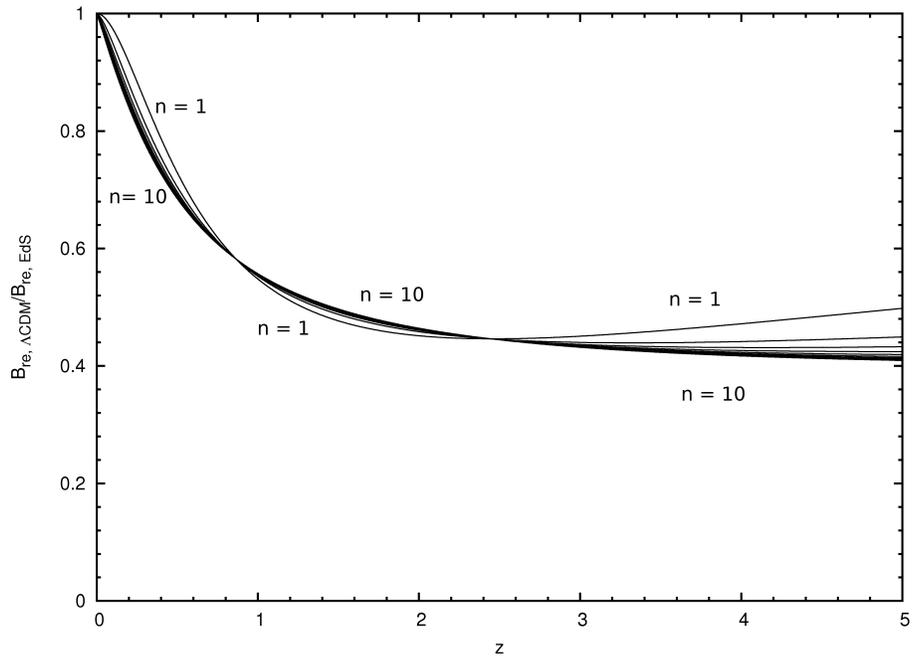


Figura 5.8: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,00085 \text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s} \times \text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

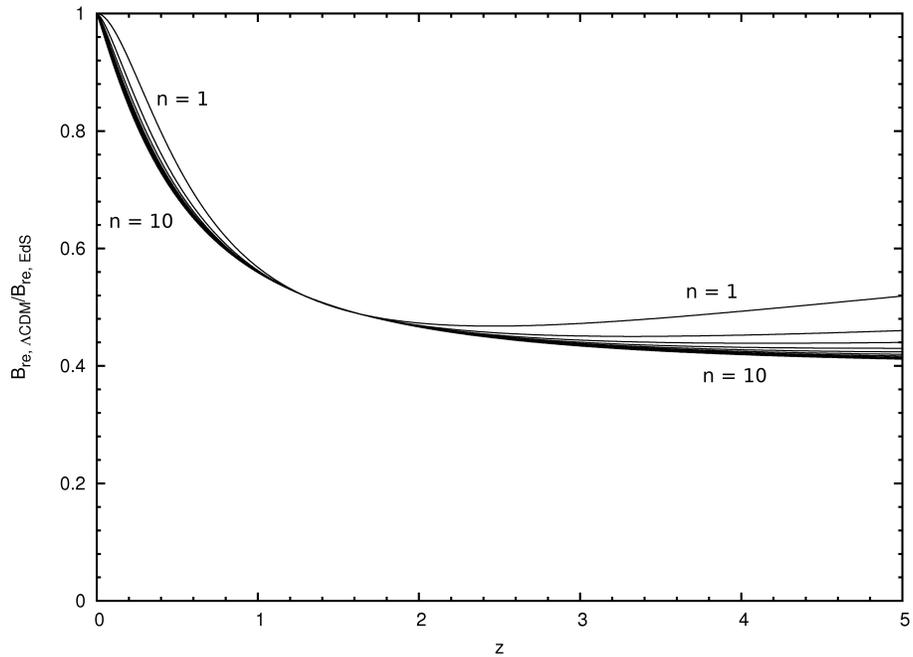


Figura 5.9: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,00066 \text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s} \times \text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

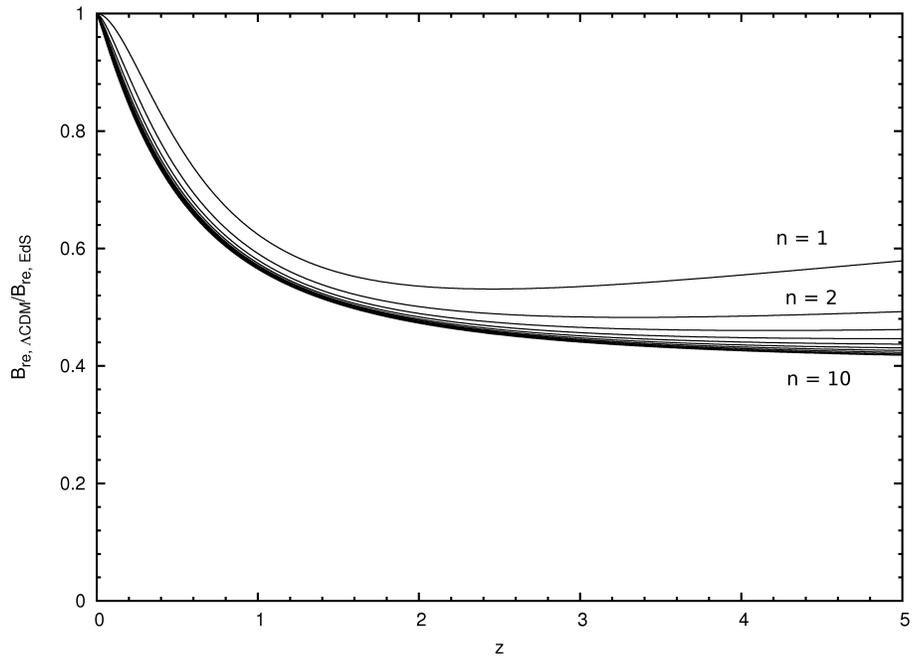


Figura 5.10: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,00057\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

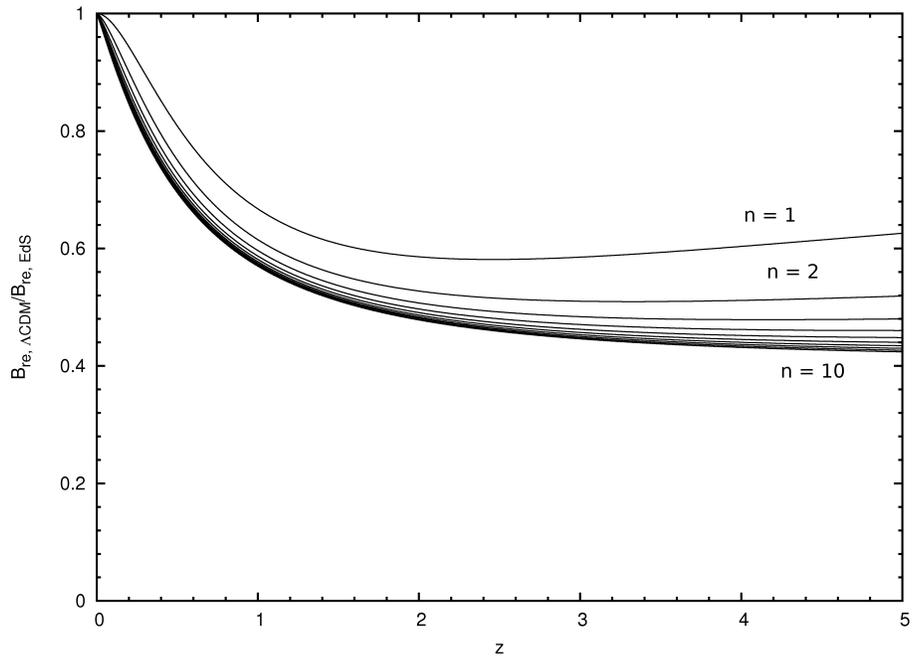


Figura 5.11: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,0005\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

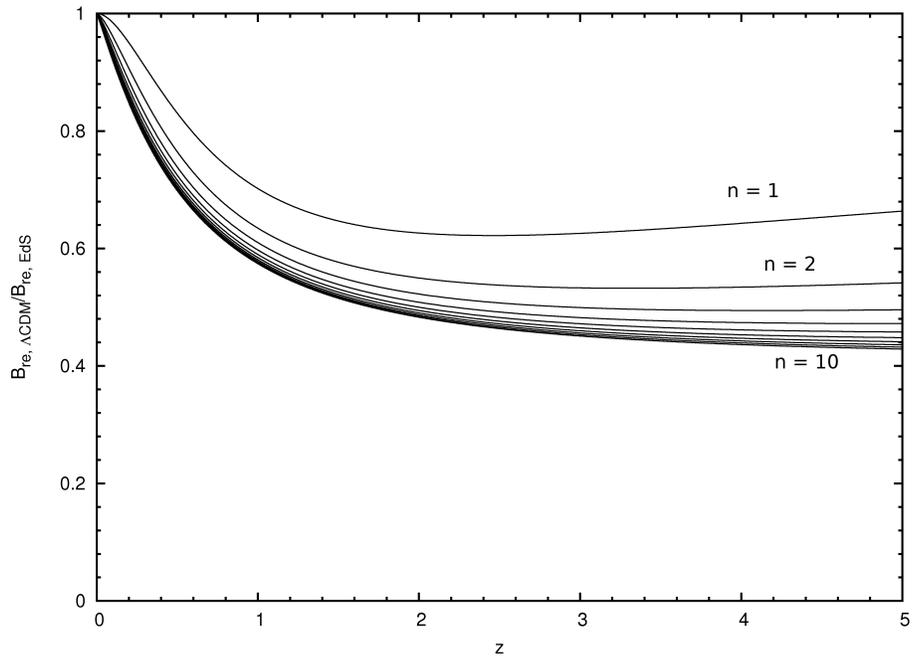


Figura 5.12: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,00044\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

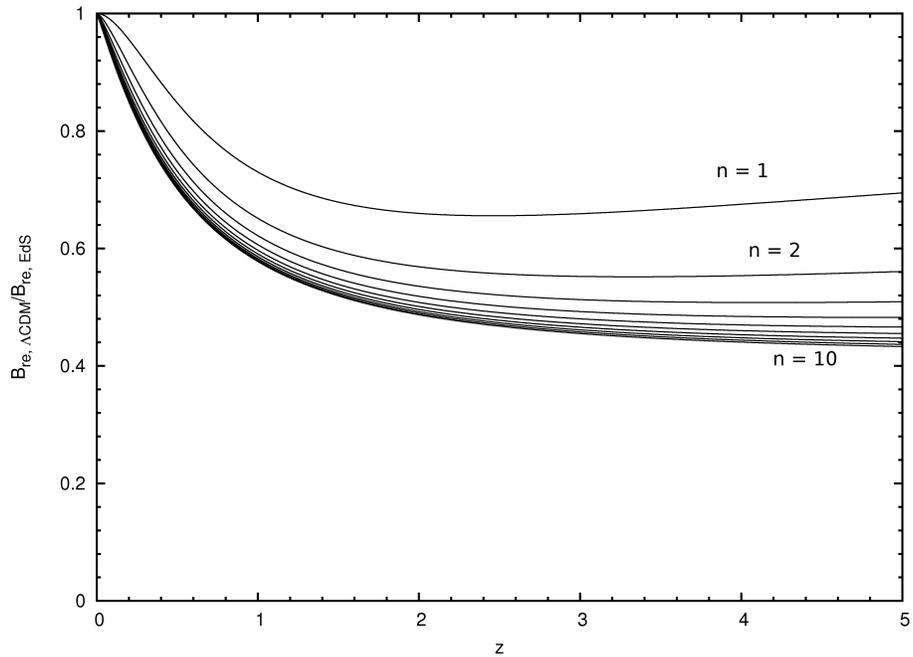


Figura 5.13: Proporção entre os brilhos recebidos, para diferentes valores do índice de Sérsic n , com $\Psi = 0,0004\text{Mpc}^{-1}$. Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

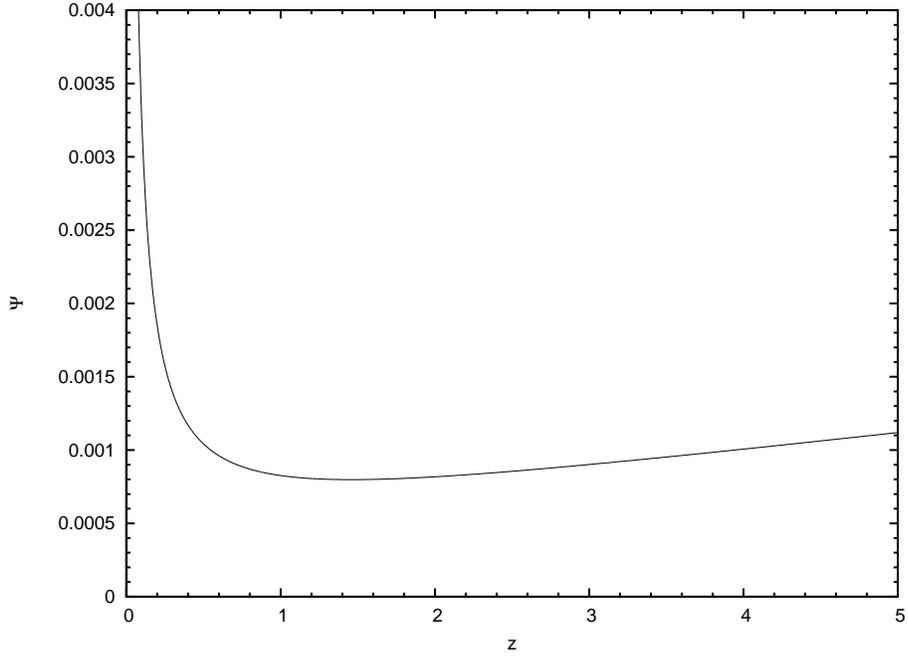


Figura 5.14: Valores da razão $\Psi = \alpha/R_{eff}$ onde a proporção $\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}}$ é independente do índice de Sérsic n , em função do z . Representamos a eq. (5.26) com $n_1 = 1$, $n_2 = 2$ e os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

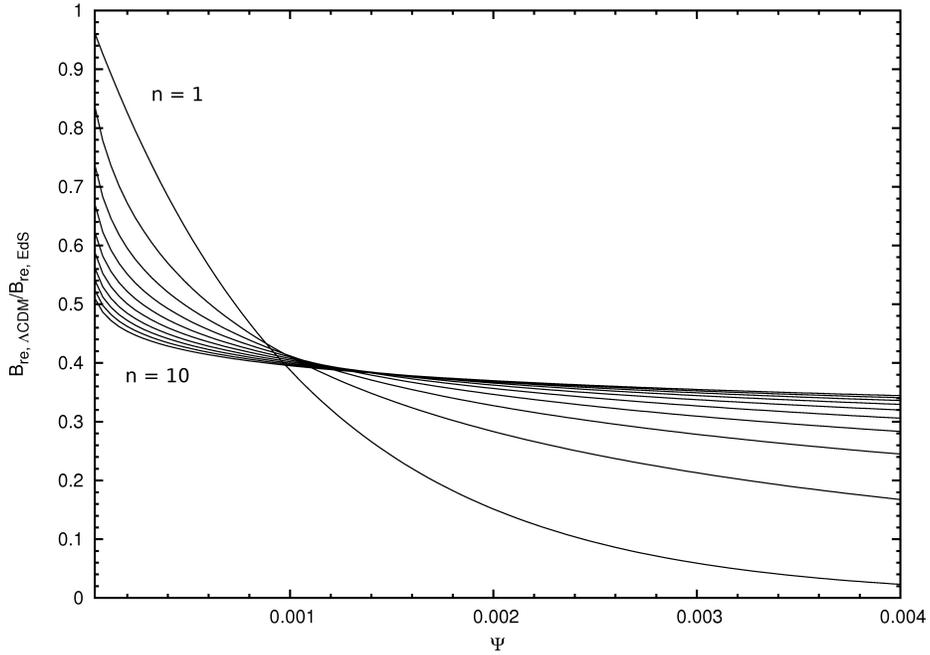


Figura 5.15: Proporção entre os brilhos recebidos $\frac{B_{re,\Lambda CDM}}{B_{re,EdS}}$ para os z_{max} dos índice de Sérsic n , em função da razão entre o ângulo e o raio efetivo Ψ . Os parâmetros cosmológicos utilizados foram $H_0 = 70,5 \text{ km}/(\text{s}\times\text{Mpc})$, $\Omega_{m0} = 0,273$ e $\Omega_{\Lambda} = 0,726$.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho discutiu-se a conexão entre o brilho superficial galáctico emitido e o brilho superficial galáctico recebido em um contexto cosmológico, conforme os estudos iniciais de Ellis (1971), Ellis e Perry (1979) e Ellis et al. (1984).

Foi analisado o comportamento da distância por área d_A (cap. 2), que conecta o brilho superficial galáctico com modelos cosmológicos, usando os modelos de Einstein-de Sitter e Λ CDM. Para este último utilizou-se os parâmetros cosmológicos derivados do estudo de diferentes testes cosmológicos (Komatsu et al. 2009). Para o modelo de Einstein-de Sitter foram analisados os chamados z equivalentes, que são os desvios para o vermelho (DV) onde d_A é igual. Tais resultados foram apresentados graficamente.

Como o teste comentado usa as galáxias como seu objeto de estudo, foi feita uma revisão da classificação morfológica de galáxias e foram também mostradas as principais características das classes de galáxias elípticas e espirais (cap. 3).

O brilho superficial galáctico é modelado através dos perfis de brilho. Assim foram estudados os diferentes perfis de brilho existentes na literatura, analisando o perfil que melhor modela o brilho superficial galáctico. Mostrou-se como o perfil de Sérsic possui uma característica universal ao modelar diferentes tipos morfológicos galácticos, o que faz com que este perfil seja o mais estudado (Ciotti 1991, Caon et al. 1993, D’Onofrio et al. 1994, Prugniel e Simien 1997, Ciotti e Bertin 1999, Trujillo et al. 2001, Mazure e Capelato 2002, Graham 2001, Graham 2002, Graham et al. 2004, Graham e Driver 2005, Ferrari et al. 2003, La Barbera et al. 2005, Chakrabarty 2007, Chakrabarty e Jackson 2009, Coppola et al. 2009 entre outros). Foram analisados os brilhos superficiais das espirais e elípticas, estudando quais são os perfis de brilho que melhor modelam o perfil de luz. Viu-se a existência de duas classes de elípticas, as E sem e com núcleo, que se diferenciam por possuir excesso ou ausência de luz perto do centro quando são ajustadas com um perfil de Sérsic. Viu-se também que o desvio do perfil de Sérsic, está conectado com outras

propriedades estruturais das galáxias elípticas. Foram apresentadas as diferentes relações de escala existentes para as galáxias elípticas e para as galáxias espirais (cap. 4).

Finalmente, com o uso do perfil de Sérsic, estudou-se as diferenças em função do DV entre os modelos cosmológicos considerados, Λ CDM e Einstein-de Sitter, variando diferentes parâmetros que constituem o acoplamento perfil de brilho-modelo cosmológico.

Este trabalho se baseia na hipótese de classe homogênea de objetos, como comentado no início do capítulo 4. Assim, vamos discutir qual o tipo de galáxia que seria a mais apropriada para levar a cabo o teste. Devido à natureza do trabalho, vamos analisar esta questão sob dois pontos de vista diferentes, o teórico e o observacional.

(1) Teórico:

Desse ponto de vista, usaremos os resultados obtidos na análise do perfil de brilho de Sérsic (seção 4.2.5) e os resultados do capítulo 5, onde vimos que tanto o índice de Sérsic n quanto a razão do ângulo α e do raio efetivo R_{eff} , dado por Ψ , afetam aos valores da proporção de brilho recebido entre os dois modelos cosmológicos. Vamos considerar valores de z não superiores a 5 para fazer esta análise.

Vimos que para cada valor de n existe um valor de z onde a diferença entre os modelos é máxima (figura 5.3) e o valor de Ψ define o z onde a escolha de n grandes ou pequenos fornece valores da razão entre os modelos cosmológicos maiores ou menores (figura 5.14). Na figura 5.15 se observa claramente que o valor de Ψ afeta de forma mais significativa os valores de n menores. Isto é, galáxias com n maiores, mudanças de Ψ em diferentes DV vão fornecer praticamente os mesmos valores da proporção entre os dois modelos considerados. Estas sendo menos afetadas por valores diferentes do R_{eff} , parecem melhores candidatas à classe homogênea. Mas, por outro lado vimos nas figuras 4.1 e 4.2 da seção 4.2.5, do trabalho de Trujillo et al. (2001), que para valores de n altos, o raio observado há de ser muito maior que o raio efetivo para não superestimar a luminosidade e o raio efetivo modelado.

Outra análise totalmente diferente seria usar o fato de que para alguns valores de Ψ , em alguns z , a proporção dos brilhos é independente do índice de Sérsic (figura 5.14). Valendo-nos deste efeito poderíamos testar os dois modelos cosmológicos. Seria interessante analisar se este efeito existe quando outros modelos cosmológicos são considerados.

(2) Observacional:

Desse ponto de vista, usaremos a revisão feita no capítulo 3 e 4. Analisamos duas grandes famílias morfológicas de galáxias, elípticas e espirais. Em termos de classes de galáxias, viu-se que há uma correlação entre o índice de Sérsic e o tipo morfológico galáctico (figuras 4.3 e 4.14).

No caso das galáxias elípticas, observou-se a dicotomia existente entre as galáxias E

sem núcleo e as galáxias E com núcleo. Parece razoável escolher como classe homogênea as elípticas sem núcleo, porque estando em um estado dinamicamente mais relaxado as diferenças entre os parâmetros intrínsecos serão menores que as das E com núcleo. Ademais, é simples distinguir estes dois grupos de galáxias E, pois o desvio do perfil de Sérsic perto do centro as diferencia, além da forma das isofotas serem diferentes para os dois tipos de E. Finalmente as E com núcleo emitem no rádio.

Vimos que o índice de Sérsic se relaciona com a luminosidade quando as E sem núcleo são consideradas. Então para poder observar a um DV considerado é importante que as galáxias candidatas possuam uma luminosidade considerável para evitar os efeitos de seleção devido ao brilho superficial inerente do céu do fundo. Desta forma não de ser escolhidas E sem núcleo com um índice de Sérsic intermédio, por exemplo $2 < n < 6$.

No nosso entender, as galáxias espirais não parecem ser boas candidatas para o teste proposto porque possuem formação estelar considerável nos discos, o que faz que os parâmetros intrínsecos galácticos possam mudar bastante, dificultando o modelamento em função da classe homogênea de objetos. Agora, os bojos das galáxias espirais poderiam ser boas candidatas para o teste. Vimos que os bojos de galáxias espirais tipo anterior, possuem índices de Sérsic $1 < n < 4$ (figura 4.14). Da análise teórica, este tipo de galáxia se vê afetada substancialmente pelos valores de Ψ . Por outro lado, os valores advindos do modelo, na hora de fazer os gráficos, forneceram valores mais próximos aos observados sem precisarmos observar muito além do raio efetivo (figuras 4.1 e 4.2).

Em princípio para poder simular as galáxias que serão comparadas com os dados observacionais de brilhos superficiais de galáxias para um dado DV, escolhe-se uma isofota dada que determinará o valor do ângulo de abertura α . Em primeira aproximação parece razoável o uso do raio efetivo. Mas, este raio está sujeito ao tempo de exposição, e assim ao ruído, das partes externas da imagem galáctica. Portanto, das relações de escala apresentadas seria interessante o uso de uma quantidade radial dependente de parâmetros espectroscópicos, como por exemplo a relação $D_n - \sigma_0$. Ademais, parece haver uma relação entre σ_0 e o índice de Sérsic n e assim só teríamos que usar parâmetros puramente fotométricos. Deixamos esta ideia para futuros trabalhos. No artigo de Graham e Driver (2005), foram apresentados vários parâmetros relacionados com o perfil de Sérsic. Nesse contexto o uso dos índices de Petrosian (a razão entre o brilho médio dentro de um valor do raio e o valor do brilho para esse raio) parece ser uma boa escolha porque não depende do tempo de exposição, da poeira galáctica e nem da queda do brilho efetivo devido aos efeitos cosmológicos. Cabe citar que Sandage (2010) usa os índices de Petrosian para

levar a cabo o teste de Tolman (teste da expansão do universo através da verificação do decaimento do brilho superficial pelo fator de $(1 + z)^4$, Tolman 1930).

Finalmente, como futuras extensões do presente trabalho, além das já citadas, seria interessante o estudo das galáxias que têm alto DV para poder escolher com mais critério a classe de objetos homogêneos. Também seria de grande interesse o estudo do ambiente caso haja modificação no perfil de brilho para poder escolher quais as galáxias, de campo ou de aglomerado, serão estudadas. Desde o ponto de vista teórico, o estudo em um contexto cosmológico das relações de escala assim como dos parâmetros apresentados por Graham e Driver (2005) parece ser interessante para poder obter conclusões sobre os efeitos cosmológicos na deformação destes parâmetros e poder separar os efeitos da evolução galáctica intrínseca com os efeitos de diferentes modelos cosmológicos.

Apêndice A

Filtros

Historicamente a astronomia foi desenvolvida através das frequências que o olho do ser humano é capaz de detectar, i.e., através da *luz visível*. Mas, é bem sabido que a luz está composta por diferentes comprimentos de onda, o chamado espectro electromagnético. A faixa do visível se define usualmente na seguinte faixa de comprimentos de onda, $3000\text{Å} \leq \lambda \leq 10.000\text{Å}$, onde $\text{Å} = 10^{-10}m$ chama-se de *Angstrom*. Na figura A.1 mostra-se os diferentes comprimentos de onda, frequências, energias do fóton e o nome dado para as diferentes faixas energéticas do espectro eletromagnético. Como pode-se observar a faixa da *luz visível* é bem estreita em comparação com o espectro como um todo.

Quando numa observação é feita a *espectroscopia* da luz, se refere a obter o espectro do objeto estudado. Mas, quando é feita a *fotometria*, em vez de obter o espectro todo, só se obtêm uma faixa específica de comprimentos de onda. Para isso, se coloca um filtro antes do detector que bloqueia os comprimentos de onda que não queremos observar e transmite as frequências desejadas. Assim, são definidos diferentes sistemas de filtros, onde cada sistema foi desenvolvido de forma a maximizar a faixa específica, ou seja, cada filtro é feito para deixar passar uma dada faixa de λ .

Na figura A.2, estão mostrados vários sistemas de filtros, assim como a faixa de comprimentos de onda transmitidas, juntamente estão representados os espectros de estrelas de diferentes temperaturas efetivas.

Tabela A.1: As bandas *UBVRI* são a combinação dos sistemas de filtros de Johnson-Cousins-Glass. $\Delta\lambda_{eff}$ (ou $\Delta\nu_{eff}$) é o equivalente à largura total da metade do máximo (*full width at half max*) (FWHM). O terahertz $1,0 \text{ THz} = 1,0 \times 10^{-12} \text{ s}^{-1}$. $S_0(\nu_{eff})$ é a densidade do fluxo espectral para uma magnitude aparente de $m = 0$, onde o jansky é $1,0 \text{ Jy} = 1,0 \times 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Para outras magnitudes, m , a densidade de fluxo espectral é, $S(\nu) = S_0(\nu)10^{-0,4m}(\text{Jy})$ (Bradt 2004).

Sistema de filtros	Filtro	$\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\Delta\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\nu_{eff}(\text{Thz})$	$\Delta\nu_{eff}(\text{THz})$	$S_0(\nu_{eff})(\text{Jy})$
<i>UBVRI</i>	<i>U</i>	3670	660	817	147	1780
	<i>B</i>	4360	940	688	148	4000
	<i>V</i>	5450	880	550	89	3600
	<i>R</i>	6580	1380	470	102	3060
	<i>I</i>	8060	1490	376	71	2420
	<i>J</i>	12200	2130	246	43	1570
	<i>H</i>	16300	3070	184	35	1020
	<i>K</i>	21900	3900	137	24,4	636
	<i>L</i>	34500	4720	87	11,9	281
	<i>M</i>	47500	4600	63	6,1	154

Nas tabelas seguintes estão explicitados alguns sistemas de filtros. A tabela A.1 mostra os filtros do sistema Johnson-Cousins-Glass, a A.2 os do Hipparcos, Tycho, Thuan-Gunn e do *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), a A.3 os do *Hubble Space Telescope* (HST), e na tabela A.4 temos os do Strömberg e do DDO. Seguindo os cálculos das frequências da tabela A.1, feitas por Bradt (2004), obtivemos valores de frequências similares para os outros filtros, usando as expressões $\nu_{eff} = c/\lambda_{eff}$ e $\Delta\nu_{eff} = c(\Delta\lambda)/\lambda_{eff}^2$.

A atmosfera terrestre e a camada do ozônio bloqueiam certos comprimentos de onda, entre eles os mais energéticos, permitindo a existência da vida tal como é conhecida. Mas, para poder observar o céu isto gera alguns *inconvenientes*. Na figura A.3 está representada a transmissividade da atmosfera no visível e no infravermelho próximo. Observa-se que no ótico a atmosfera terrestre é quase transparente, no entanto, no infravermelho próximo está configurada para a transmissão de certas bandas, as conhecidas janelas. Levando em conta o conhecimento destes *inconvenientes*, os astrônomos produziram filtros conforme a transmissibilidade da atmosfera. Por exemplo, no infravermelho próximo temos as bandas *JHK'KL'* que se adaptam às janelas. O sistema de Thuan-Gunn foi desenhado para evitar os comprimentos de onda onde o espectro do céu da noite mostra linhas de emissão prominentes. E para evitar a atmosfera terrestre foi lançado o satélite do *HST*, (ver figura A.2).

Para finalizar este apêndice vamos ver para qual z uma banda do *UBV* se desvia em

Tabela A.2: $\Delta\lambda_{eff}$ (ou $\Delta\nu_{eff}$) é o equivalente à largura total da metade do máximo (*full width at half max*) (FWHM). O terahertz $1,0 \text{ THz}=1,0\times 10^{-12}$ (Binney e Merrifield 1998).

Sistema de filtros	Filtro	$\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\Delta\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\nu_{eff}(\text{Thz})$	$\Delta\nu_{eff}(\text{THz})$
Hipparcos	H_p	5500	2250	545	223
Tycho	B_T	4200	750	714	127
	V_T	5100	1000	588	115
Thuan-Gunn	g	5120	1200	585	137
	r	6680	1000	449	67
	i	7920	1500	379	72
	z	9120	1400	329	50
SDSS	u'	3520	630	852	152
	g'	4800	1410	625	183
	r'	6250	1390	480	107
	i'	7690	1540	390	78
	z'	9110	1410	329	51

Tabela A.3: $\Delta\lambda_{eff}$ (ou $\Delta\nu_{eff}$) é o equivalente à largura total da metade do máximo (*full width at half max*) (FWHM). O terahertz $1,0 \text{ THz}=1,0\times 10^{-12}$. Na ultima coluna estão representados os análogos aos sistemas de filtro *UBVRI* (Binney e Merrifield 1998).

Instrumento	Nome	$\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\Delta\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\nu_{eff}(\text{Thz})$	$\Delta\nu_{eff}(\text{THz})$	Análogo <i>UBV</i>
WFPC2	F336W	3327	371	901	100	<i>U</i>
	F439W	4292	464	698	76	<i>B</i>
	F555W	5252	1223	571	133	<i>V</i>
	F675W	6735	889	445	59	<i>R</i>
	F814W	8269	1758	363	77	<i>I</i>
	F300W	2924	728	1025	255	Wide <i>U</i>
	F450W	4445	925	674	140	Wide <i>B</i>
	F606W	5843	1579	513	139	Wide <i>V</i>
NICMOS	F110W	11000	3000	273	74	<i>J</i>
	F140W	14000	5000	214	77	
	F160W	16000	2000	187	23	Narrow <i>H</i>
	F175W	17500	5500	171	54	Wide <i>H</i>
	F187W	18750	1250	160	11	
	F205W	20500	3000	146	21	

Tabela A.4: $\Delta\lambda_{eff}$ (ou $\Delta\nu_{eff}$) é o equivalente à largura total da metade do máximo (*full width at half max* FWHM). O terahertz $1,0 \text{ THz}=1,0 \times 10^{-12}$ (Binney e Merrifield 1998).

Sistema de filtros	Filtro	$\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\Delta\lambda_{eff}(\text{Å})$	$\nu_{eff}(\text{Thz})$	$\Delta\nu_{eff}(\text{THz})$
Strömgren	<i>u</i>	3490	300	859	74
	<i>v</i>	4110	190	729	34
	<i>b</i>	4670	180	642	25
	<i>y</i>	5470	230	548	23
	β_w	4890	150	613	19
	β_n	4860	30	617	4
DDO	45	4517	76	664	11
	42	4257	73	704	12
	41	4166	83	720	14
	38	3800	172	789	36
	35	3490	370	859	91

Tabela A.5: Desvios para o vermelho onde uma banda do *UBV* se transforma em outra. (Binney e Merrifield 1998).

	U	B	V	R	I	J	H	K	L	M
U	0	0,22	0,51	0,80	1,21	2,34	3,47	5,00	8,45	12,01
B		0	0,24	0,48	0,81	1,74	2,66	3,92	6,75	9,67
V			0	0,19	0,46	1,21	1,96	2,97	5,26	7,62
R				0	0,22	0,85	1,48	2,33	4,24	6,22

outra banda devido ao DV cosmológico conforme a tabela A.51.5.

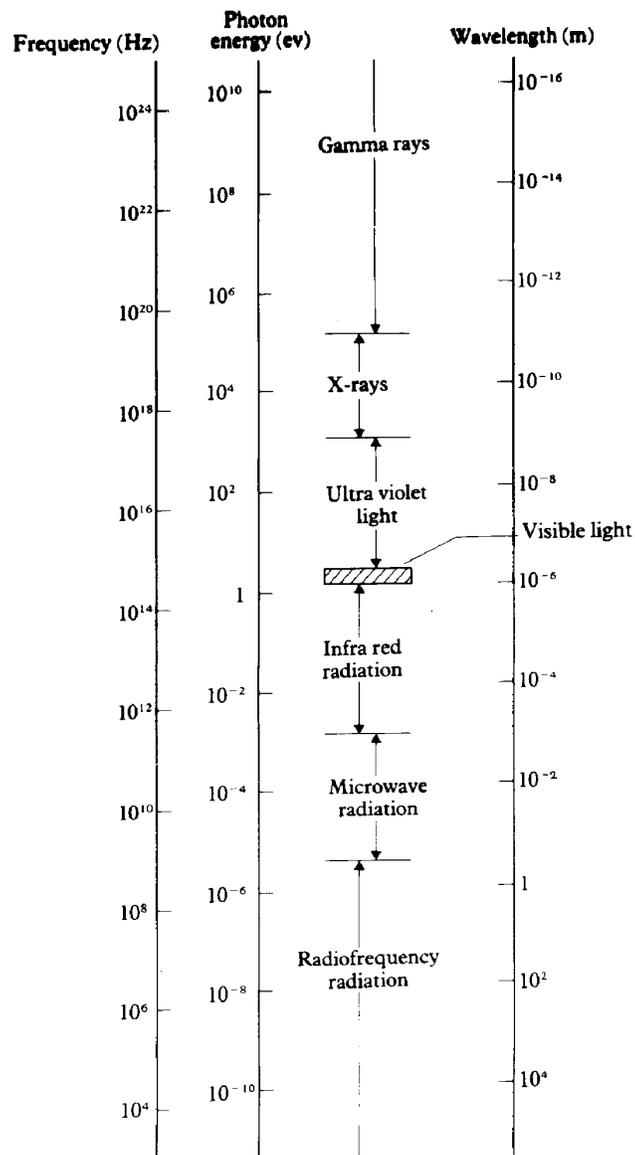


Figura A.1: O espectro electromagnético em função da frequência, energia e comprimento de onda do fóton. Estão mostradas as diferentes faixas que são usadas na linguagem científica atual (Bransdem e Joschain 1983).

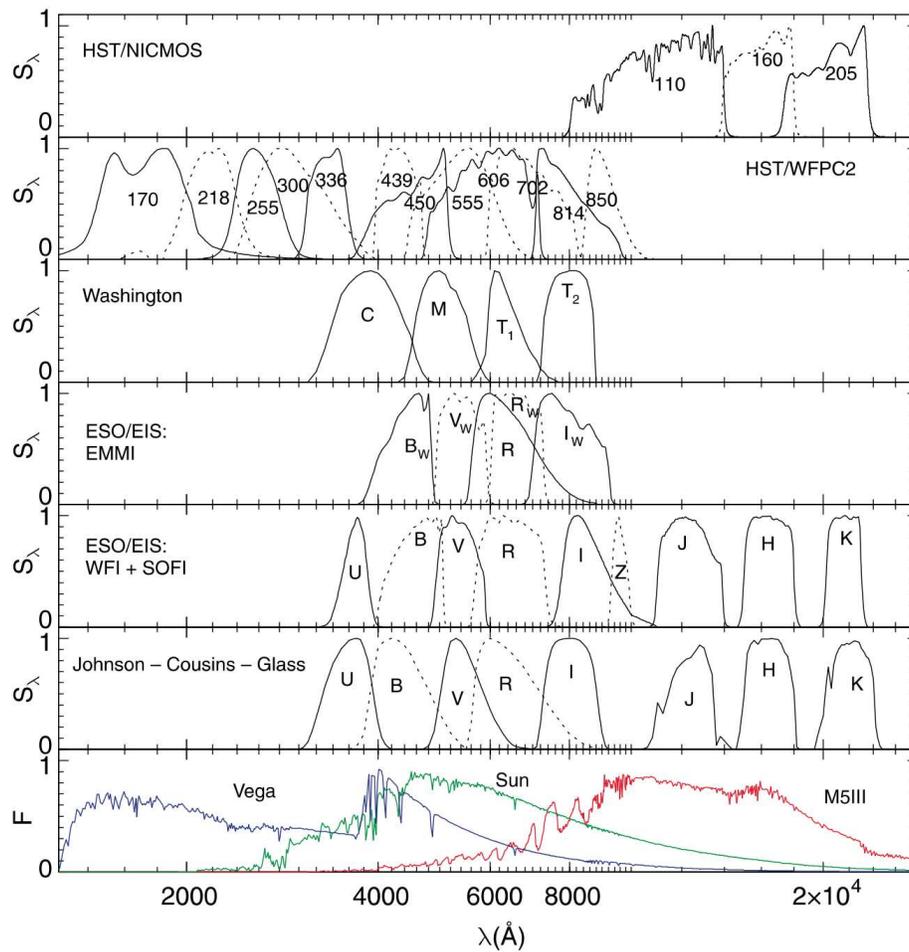


Figura A.2: Curvas de transmissão de vários sistemas de filtros. De acima para baixo: os filtros da câmera NICMOS e WFPC2 do HST, o sistema de filtros de Washington, os filtros do EMMI do instrumento da ESO NTT, os filtros do WFI do telescópio de 2.2m da ESO/MPG e do instrumento da SOFI no NTT, e os filtros de Johnson-Cousins. No diagrama de abaixo, o espectro de três estrelas com diferentes temperaturas efetivas (Schneider 2006).

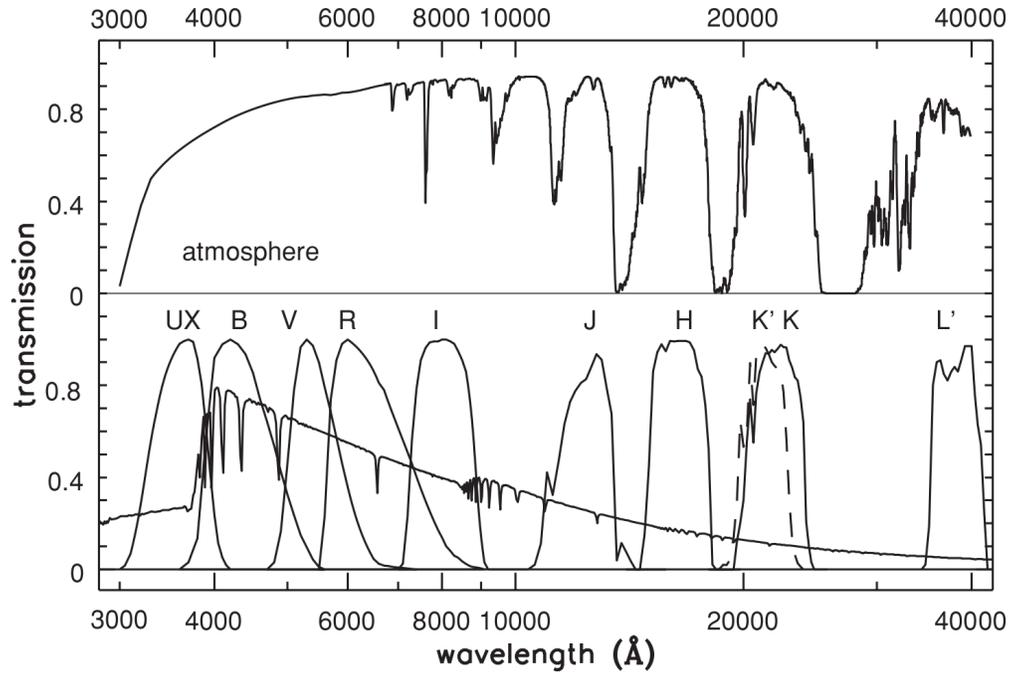


Figura A.3: Acima, transmissividade atmosférica no óptico e no infravermelho-próximo, repare nas janelas de transmissividade no infravermelho-próximo. Abaixo, o fluxo de uma estrela A0, junto com os filtros do sistema *UBVRI*. O *UX* é uma versão do filtro *U* que leva em consideração a absorção atmosférica. Comparando as figuras de acima e de abaixo, reparem que as bandas *JHK'KL'*, foram desenhadas para que se adaptaram às janelas do infravermelho-próximo. (Sparke e Gallagher 2007).

Glossário de Símbolos

(Apresentamos os símbolos usados nesta dissertação. Os números representam a seção onde os símbolos aparecem pela primeira vez.)

a	(2.1)	Fator de escala cósmico
	(4.1)	Raio escalar
a_0	(2.1)	Fator de escala atual
a_d	(4.5)	Raio escalar do disco
\mathbf{a}	(3.1.1)	Semi-eixo menor
\mathbf{a}_4	(3.3.1)	Coefficiente de Fourier de quarta ordem
\mathbf{a}_k	(3.3.1)	Coefficiente de Fourier
A	(1.2)	Meia abertura do telescópio
\AA	(3.3.2)	Angstrom
b_n	(4.2.5)	Parâmetro que depende do n , constituinte do perfil de Sérsic
B	(1.2)	Brilho superficial
$B_{0,d}$	(4.5)	Brilho superficial do começo do disco
B_b	(4.2.6)	Brilho superficial no raio de quebra
B_{eff}	(4.2.4)	Brilho superficial efetivo
B_{em}	(1.2)	Brilho superficial emitido
$\langle B_{em} \rangle$	(4.4.1)	Brilho superficial médio
B_{re}	(1.2)	Brilho superficial recebido
$B_{em,b}$	(4.5)	Brilho superficial emitido do bojo
$B_{eff,b}$	(4.5)	Brilho superficial efetivo do bojo
$B_{em,d}$	(4.5)	Brilho superficial emitido do disco
$B_{eff,d}$	(4.5)	Brilho superficial efetivo do disco
$B_{em,\nu_{em}}$	(1.2)	Brilho superficial específico emitido
$B_{re,\nu_{re}}$	(1.2)	Brilho superficial específico recebido
\mathbf{b}	(3.1.1)	Semi-eixo maior
\mathbf{b}_k	(3.3.1)	Coefficiente de Fourier
c	(1.2)	Velocidade da luz

d	(3.2)	Distância
d_A	(1.1)	Distância por área observada
d_G	(1.1)	Distância por área galáctica
$d_{A,EdS}$	(2.1.2)	Distância por área no modelo EdS
$d_{A,\Lambda CD M}$	(2.1.2)	Distância por área no modelo Λ CDM
dl	(2.1)	Parte espacial da métrica
ds	(2.1)	Elemento de linha
D	(2.1)	Diâmetro próprio
$d\sigma_A$	(1.1)	Área projetada do cone formado pelo ângulo sólido na galáxia
$d\sigma_G$	(1.1)	Área projetada do cone formado pelo ângulo sólido no observador
$d\Omega_A$	(1.1)	Ângulo sólido infinitesimal centrado no observador
$d\Omega_G$	(1.1)	Ângulo sólido infinitesimal centrado na galáxia
DV	(1.1)	Desvio para o vermelho
E	(2.1)	Energia
	(3.1)	Galáxias do tipo elíptica
EdS	(2.1.1)	Einstein-de Sitter
F_{em}	(1.1)	Fluxo Emitido
F_{re}	(1.1)	Fluxo recebido
F_ν	(1.2)	Fluxo específico da radiação
$F(R_{fin})$	(4.2.5)	Função de luminosidade total que é superestimada
G	(2.1)	Constante gravitacional de Newton
h	(2.1.2)	Constante de Hubble em unidades de $100 \times \text{Km seg}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
H	(2.1)	Função de Hubble
H_0	(2.1)	Constante de Hubble
I	(1.2)	Intensidade
I_{re}	(1.2)	Intensidade
J	(1.2)	Distribuição de energia espectral
k	(2.1)	Parâmetro de curvatura
k_L	(4.2.5)	Parâmetro estrutural do modelo com raios infinitos
K_L	(4.2.5)	Parâmetro estrutural do modelo com raios finitos
L	(1.1)	Luminosidade
L_T	(4.2.5)	Luminosidade total
m	(2.1)	Massa
	(3.2)	Magnitude aparente
M	(3.2)	Magnitude Absoluta
	(3.3)	Massa total
M_\odot	(3.3)	Massa Solar
n	(4.2.5)	Índice de Sérsic
n_{maj}	(4.4)	Índice de Sérsic do eixo maior
\mathbf{n}	(3.1.1)	Dez vezes a elipticidade
p	(2.1)	Pressão
p_Q	(2.1)	Pressão da quintaessência
p_Λ	(2.1)	Pressão da constante cosmológica

r	(2.1)	Coordenada radial
R	(1.2)	Variável radial galáctica ou distância projetada
R_b	(4.2.6)	Raio de quebra do perfil de core-Sérsic
R_{eff}	(4.2.4)	Raio efetivo
$R_{eff,b}$	(4.5)	Raio efetivo do bojo
$R_{eff,d}$	(4.5)	Raio efetivo do disco
$R_{eff,mod}$	(4.2.5)	Raio efetivo calculado do modelo de Sérsic
$R_{eff,obs}$	(4.2.5)	Raio efetivo observado
R_{fin}	(4.2.5)	Raio finito que o observador escolhe
R_t	(4.2.2)	Valor do raio característico no perfil de Hubble-Oemler
R_{tot}	(1.2)	Raio total da galáxia
S	(1.1)	Esfera Bidimensional
	(2.1)	Entropia
$S_{unitario}$	(1.1)	Esfera Bidimensional de raio unitário
t	(2.1)	Tempo cósmico
	(3.3.1)	Variável angular
t_0	(1.1)	Tempo futuro
T	(2.1)	Temperatura
	(3.1.1)	Nomenclatura para classificação morfológica
v_{lum}	(3.4.1)	Velocidade de rotação lumínica
v_{rot}	(3.3.1)	Velocidade de rotação
V	(2.1)	Volume
	(3.3.1)	Velocidade de rotação
V_{max}	(3.4.1)	Velocidade de rotação máxima
x	(3.3.1)	Coordenada espacial
y	(3.3.1)	Coordenada espacial
z	(1.1)	Desvio para o vermelho
z_{eq1}, z_{eq2}	(2.1.1)	Desvio para o vermelho equivalente
z_{max}	(5)	DV onde ocorre a maior diferença entre os dois modelos cosmológicos
	(2.1.1)	Desvio para o vermelho onde é máxima a distância por área
Z_{\odot}	(3.3.2)	Abundâncias solares
α	(1.2)	Ângulo medido pelo observador da variável radial galáctica
	(4.2.6)	Control da nitidez da transição no perfil de core-Sérsic
α_{eff}	(4.3)	Ângulo correspondente ao raio efetivo
α_{tot}	(2.1)	Ângulo total subtendido pelo objeto
δd_A	(2.1.2)	Divisão das distâncias por área
$\delta' d_A$	(2.1.2)	Derivada em função do DV da divisão das distâncias por área
Δd_A	(2.1.2)	Subtração das distâncias por área
$\Delta' d_A$	(2.1.2)	Derivada em função do DV da subtração das distâncias por área
Δr	(3.3.1)	Distância entre a elipse e a isofota
$\Delta \lambda_{eff}$	(Apêndice)	Largura total da metade do máximo da banda
$\Delta \nu_{eff}$	(Apêndice)	Largura total da metade do máximo da banda

ϵ	(3.1.1)	Elipticidade
γ	(4.2.5)	Função gama incompleta
	(4.2.6)	Declive da zona interna no perfil de core-Sérsic
Γ	(4.2.5)	Função gama completa
λ	(1.1)	Comprimento de onda
λ_{eff}	(Apêndice)	Comprimento de onda efetivo da banda
Λ	(2.1)	Constante Cosmológica
Λ CDM	(2.1.2)	Λ <i>Cold Dark Matter</i>
μ_{ave}	(4.4)	Brilho superficial médio em magnitudes
ν	(1.2)	Frequência
ν_{eff}	(Apêndice)	Frequência de onda efetiva da banda
ν_{em}	(1.2)	Frequência emitida
ν_{re}	(1.2)	Frequência recebida
Ω^0	(2.1)	Parâmetro de densidade atual da soma da matéria e Λ
Ω_{bar}^0	(2.1)	Parâmetro de densidade atual de matéria bariônica
Ω_m^0	(2.1)	Parâmetro de densidade atual de matéria
Ω_k^0	(2.1)	Parâmetro de densidade atual da curvatura
Ω_{CDM}^0	(2.1)	Parâmetro de densidade atual de matéria escura fria
$\Omega_\Lambda^0 = \Omega_\Lambda$	(2.1)	Parâmetro de densidade atual da constante cosmológica
ϕ	(2.1)	Ângulo azimutal
Ψ	(5)	Razão entre o ângulo e o raio efetivo
ρ_{bar}	(2.1)	Densidade da matéria bariônica
ρ_{cr}^0	(2.1)	Densidade crítica atual
ρ_m	(2.1)	Densidade de matéria
ρ_{rad}	(2.1)	Densidade da radiação
ρ_{CDM}	(2.1)	Densidade da matéria escura fria
ρ_Q	(2.1)	Densidade da quintaessência
ρ_Λ	(2.1)	Densidade da constante cosmológica
σ	(3.3.1)	Velocidade de dispersão
σ_0	(4.4.1)	Velocidade de dispersão central
σ_ν	(3.3.1)	Velocidade de dispersão
θ	(2.1)	Ângulo polar

Referências Bibliográficas

- G. O. Abell e D. M. Mihalas. Procedure of photometry for elliptical galaxies. *Astronomical Journal*, 71:635, September 1966. doi: 10.1086/109973.
- M. E. Araújo e W. R. Stoeger. The angular-diameter distance maximum and its redshift as constraints on $\Lambda \neq 0$ Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker models. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 394:438, March 2009. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14321.x.
- J. Binney e M. Merrifield. *Galactic astronomy*. Princeton: Princeton University Press, 1998.
- H. Bradt. *Astronomy Methods: A Physical Approach to Astronomical Observations*. Cambridge: Cambridge University Press, January 2004.
- B.H. Bransden e C.J. Joschain. *Physics of atoms and molecules*. Longman Scientific & Technical, 1983.
- N. Caon, M. Capaccioli, e M. D’Onofrio. On the Shape of the Light Profiles of Early Type Galaxies. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 265:1013, December 1993.
- M. Capaccioli. Photometry of early-type galaxies and the $R^{1/4}$ law. In H. G. Corwin Jr. & L. Bottinelli, editor, *World of Galaxies (Le Monde des Galaxies)*, page 208, 1989.
- A. Capetti e B. Balmaverde. The host galaxy/AGN connection. Brightness profiles of early-type galaxies hosting Seyfert nuclei. *Astronomy & Astrophysics*, 469:75, July 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20066684.
- D. Chakrabarty. Mass modelling with minimum kinematic information. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 377:30, May 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.11583.x.
- D. Chakrabarty e B. Jackson. Total mass distributions of Sersic galaxies from photometry and central velocity dispersion. *Astronomy & Astrophysics*, 498:615, May 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200809965.

- L. Ciotti. Stellar systems following the $R^{1/m}$ luminosity law. *Astronomy & Astrophysics*, 249:99, September 1991.
- L. Ciotti e G. Bertin. Analytical properties of the $R^{1/m}$ law. *Astronomy & Astrophysics*, 352:447, December 1999.
- G. Coppola, F. La Barbera, e M. Capaccioli. Sérsic Galaxy with Sérsic Halo Models of Early-type Galaxies: A Tool for N-body Simulations. *Publications of the Astron. Soc. Pacific*, 121:437, May 2009. doi: 10.1086/599288.
- J. I. Davies, S. Phillipps, M. G. M. Cawson, M. J. Disney, e E. J. Kibblewhite. Low surface brightness galaxies in the Fornax Cluster - Automated galaxy surface photometry. III. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 232:239, May 1988.
- G. de Vaucouleurs. Recherches sur les Nebuleuses Extragalactiques. *Annales d'Astrophysique*, 11:247, January 1948.
- G. de Vaucouleurs. General Physical Properties of External Galaxies. *Handbuch der Physik*, 53:311, 1959a.
- G. de Vaucouleurs. Classification and Morphology of External Galaxies. *Handbuch der Physik*, 53:275, 1959b.
- G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., R. J. Buta, G. Paturel, e P. Fouque. *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. 1991.
- S. Djorgovski e M. Davis. Fundamental properties of elliptical galaxies. *Astrophysical Journal*, 313:59, February 1987. doi: 10.1086/164948.
- M. D'Onofrio, M. Capaccioli, e N. Caon. On the Shape of the Light Profiles of Early Type Galaxies - Part Two - the - Diagram. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 271:523, December 1994.
- A. Dressler, D. Lynden-Bell, D. Burstein, R. L. Davies, S. M. Faber, R. Terlevich, e G. Wegner. Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. I - A new distance estimator. *Astrophysical Journal*, 313:42, February 1987. doi: 10.1086/164947.
- G. F. R. Ellis. relativistic cosmology. In *General Relativity and Cosmology*, page 104, 1971.
- G. F. R. Ellis. Republication of: Relativistic cosmology. *General Relativity and Gravitation*, 41:581, March 2009. doi: 10.1007/s10714-009-0760-7.

- G. F. R. Ellis e J. J. Perry. Towards a "correctionless" observational cosmology. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 187:357, May 1979.
- G. F. R. Ellis, A. W. Sievers, e J. J. Perry. Cosmological observations of galaxies - The observational map. *Astronomical Journal*, 89:1124, August 1984. doi: 10.1086/113609.
- A. Erdélyi, W. Magnus, F. Oberhettinger, e F. G. Tricomi. *Higher transcendental functions*. McGraw-Hill Book Company, 1953.
- I. M. H. Etherington. On the Definition of Distance in General Relativity. *Philosophical Magazine*, 15:761, 1933.
- I. M. H. Etherington. Republication of: LX. On the definition of distance in general relativity. *General Relativity and Gravitation*, 39:1055, July 2007. doi: 10.1007/s10714-007-0447-x.
- S. M. Faber e R. E. Jackson. Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. *Astrophysical Journal*, 204:668, March 1976. doi: 10.1086/154215.
- S. M. Faber, S. Tremaine, E. A. Ajhar, Y.-I. Byun, A. Dressler, K. Gebhardt, C. Grillmair, J. Kormendy, T. R. Lauer, e D. Richstone. The Centers of Early-Type Galaxies with HST. IV. Central Parameter Relations. *Astronomical Journal*, 114:1771, November 1997. doi: 10.1086/118606.
- L. Ferrarese, F. C. van den Bosch, H. C. Ford, W. Jaffe, e R. W. O'Connell. Hubble Space Telescope photometry of the central regions of Virgo cluster elliptical galaxies. 3: Brightness profiles. *Astronomical Journal*, 108:1598, November 1994. doi: 10.1086/117180.
- F. Ferrari, H. Dottori, N. Caon, A. Nobrega, e D. B. Pavani. The relation between the sérsic law shape along major and minor axes of elliptical galaxies. *Bulletin of the Astronomical Society of Brazil*, 23:150, August 2003.
- K. C. Freeman. On the Disks of Spiral and so Galaxies. *Astrophysical Journal*, 160:811, June 1970. doi: 10.1086/150474.
- I. S. Gradshteyn e I. M. Ryzhik. *Table of Integrals, Series and Products*. Academic Press, 1980.
- A. W. Graham. An Investigation into the Prominence of Spiral Galaxy Bulges. *Astronomical Journal*, 121:820, February 2001. doi: 10.1086/318767.

- A. W. Graham. The ‘Photometric Plane’ of elliptical galaxies. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 334:859, August 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05548.x.
- A. W. Graham e S. P. Driver. A Concise Reference to (Projected) Sérsic $R^{1/n}$ Quantities, Including Concentration, Profile Slopes, Petrosian Indices, and Kron Magnitudes. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 22:118, 2005. doi: 10.1071/AS05001.
- A. W. Graham, P. Erwin, I. Trujillo, e A. Asensio Ramos. Inner and Outer Photometric Structure of Elliptical Galaxies. In L. C. Ho, editor, *Coevolution of Black Holes and Galaxies*, 2004.
- C. Hellaby. The mass of the cosmos. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 370:239, July 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10475.x.
- F. Hoyle. Cosmological tests of gravitational theories. In C. Møller, editor, *Evidence for Gravitational Theories*, page 141, 1961.
- E. Hubble. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168, March 1929. doi: 10.1073/pnas.15.3.168.
- E. P. Hubble. Distribution of luminosity in elliptical nebulae. *Astrophysical Journal*, 71: 231, May 1930. doi: 10.1086/143250.
- E. P. Hubble. *Realm of the Nebulae*. Yale University Press, 1936.
- A.S. Iribarrem. *Contagem relativística de fontes cosmológicas e a função de luminosidade galáctica*. Dissertação de Mestrado, Observatório do Valongo - UFRJ, Brasil, 2009.
- A. I. Janis. Angular size in an expanding universe. *American Journal of Physics*, 54:1008, November 1986. doi: 10.1119/1.14810.
- E. Komatsu, J. Dunkley, M. R.olta, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, S. S. Meyer, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, e E. L. Wright. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation. *Astrophys. J. Supp.*, 180:330, February 2009. doi: 10.1088/0067-0049/180/2/330.
- J. Kormendy. Brightness distributions in compact and normal galaxies. II - Structure parameters of the spheroidal component. *Astrophysical Journal*, 218:333, December 1977. doi: 10.1086/155687.

- J. Kormendy. A morphological survey of bar, lens, and ring components in galaxies. Secular evolution in galaxy structure. *Astrophysical Journal*, 227:714, February 1979. doi: 10.1086/156782.
- J. Kormendy, D. B. Fisher, M. E. Cornell, e R. Bender. Structure and Formation of Elliptical and Spheroidal Galaxies. *Astrophys. J. Supp.*, 182:216, May 2009. doi: 10.1088/0067-0049/182/1/216.
- L. M. Krauss e D. N. Schramm. Angular diameters as a probe of a cosmological constant and Omega. *Astrophysical Journal*, 405:L43, March 1993. doi: 10.1086/186761.
- F. La Barbera, G. Covone, G. Busarello, M. Capaccioli, C. P. Haines, A. Mercurio, e P. Merluzzi. New insights into the structure of early-type galaxies: the Photometric Plane at $z \sim 0.3$. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 358:1116, April 2005. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.08867.x.
- T. R. Lauer, E. A. Ajhar, Y.-I. Byun, A. Dressler, S. M. Faber, C. Grillmair, J. Kormendy, D. Richstone, e S. Tremaine. The Centers of Early-Type Galaxies with HST.I.An Observational Survey. *Astronomical Journal*, 110:2622, December 1995. doi: 10.1086/117719.
- A. Liddle. *An Introduction to Modern Cosmology, Second Edition*. Wiley-VCH, May 2003.
- J. A. S. Lima e J. S. Alcaniz. Angular size in “quintessence” cosmology. *Astronomy & Astrophysics*, 357:393, May 2000.
- A. Mazure e H. V. Capelato. Exact solutions for the spatial de Vaucouleurs and Sérsic laws and related quantities. *Astronomy & Astrophysics*, 383:384, January 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20011751.
- N.J. Jr. Moura. *Observações na Cosmologia de Einstein-de Sitter*. Dissertação de Mestrado, Observatório Nacional - CNPq, Brasil, 1997.
- A. Oemler, Jr. The structure of elliptical and cD galaxies. *Astrophysical Journal*, 209:693, November 1976. doi: 10.1086/154769.
- I. Olivares-Salaverri e M. B. Ribeiro. Cosmological models and the brightness profile of distant galaxies. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 80:925, 2009.

- I. Olivares-Salaverri e M. B. Ribeiro. Cosmological models and the brightness profile of distant galaxies. *Highlights of Astronomy*, 15:329, October 2010. doi: 10.1017/S174392131000966X.
- P. J. E. Peebles. *Principles of physical cosmology*. Princeton: Princeton University Press, 1993.
- P. Prugniel e F. Simien. The fundamental plane of early-type galaxies: non-homology of the spatial structure. *Astronomy & Astrophysics*, 321:111, May 1997.
- L. E. Reichl. *A Modern Course in Statistical Physics, 2nd Edition*. Wiley-VCH, February 1998.
- J. H. Reynolds. The light curve of the Andromeda nebula (NGC 224). *Monthly Notes of the R.A.S.*, 74:132, December 1913.
- M. B. Ribeiro. Cosmological distances and fractal statistics of galaxy distribution. *Astronomy & Astrophysics*, 429:65, January 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20041469.
- A. Sandage. *The Hubble atlas of galaxies*. Washington: Carnegie Institution, 1961.
- A. Sandage. The Tolman Surface Brightness Test for the Reality of the Expansion. V. Provenance of the Test and a New Representation of the Data for Three Remote Hubble Space Telescope Galaxy Clusters. *Astronomical Journal*, 139:728, February 2010. doi: 10.1088/0004-6256/139/2/728.
- P. Schneider. *Extragalactic Astronomy and Cosmology*. Springer, 2006.
- J. M. Schombert. The structure of brightest cluster members. I - Surface photometry. *Astrophys. J. Supp.*, 60:603, March 1986. doi: 10.1086/191100.
- L. S. Sparke e J. S. Gallagher, III. *Galaxies in the Universe: An Introduction*. Cambridge University Press, 2007.
- J. L. Sérsic. *Atlas de galaxias australes*. Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico, 1968.
- R. C. Tolman. On the Estimation of Distances in a Curved Universe with a Non-Static Line Element. *Proceedings of the National Academy of Science*, 16:511, July 1930. doi: 10.1073/pnas.16.7.511.

- I. Trujillo, A. W. Graham, e N. Caon. On the estimation of galaxy structural parameters: the Sérsic model. *Monthly Notes of the R.A.S.*, 326:869, September 2001. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04471.x.
- I. Trujillo, P. Erwin, A. Asensio Ramos, e A. W. Graham. Evidence for a New Elliptical-Galaxy Paradigm: Sérsic and Core Galaxies. *Astronomical Journal*, 127:1917, April 2004. doi: 10.1086/382712.
- R. B. Tully e J. R. Fisher. A new method of determining distances to galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, 54:661, February 1977.
- S. Weinberg. *Cosmology*. Oxford University Press, 2008.