



Universidade Federal do Rio Grande do Sul  
Instituto de Física  
Departamento de Astronomia  
Programa de Pós-graduação em Física



## TESE DE DOUTORADO

### *Influência da densidade ambiental na estrutura de discos de galáxias edge-on*

**Aluno** : Tibério Borges Vale  
**Orientador** : Prof. Dr. Basílio Xavier Santiago

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

Porto Alegre - 4 de Maio de 2010



O sonho de um menino torna-se a realidade de um homem...



## Agradecimentos:

- Aos meus pais, pelo amor, apoio incondicional, dedicação em todos os momentos de minha vida,
- Às minha irmãs, Luciana e Ludmila, pelo companheirismo e carinho,
- Ao Prof. Basílio Xavier Santiago, meu orientador, que me apoiou em todos os momentos do desenrolar desta tese, servindo de exemplo de bom pesquisador e bom orientador, com tolerância e cobrança nos momentos necessários,
- Aos professores do Instituto de Física, em especial aos do Departamento de Astronomia, que mostraram como um bom grupo de pesquisa deve colaborar e interagir (tanto científica e quanto socialmente!),
- Aos colegas de pós-graduação, em especial aos da minha sala M205, por todas as conversas frutíferas (sobre física ou não),
- Aos funcionários do Instituto de Física, em especial às secretárias que movem as engrenagens deste instituto, fazendo-o de forma tão eficiente,
- Ao Neko, que nos últimos anos foi meu companheiro fiel de todas as horas em casa, seja com seus miados carinhosos ou com seu silêncio solidário,
- E em especial aos meus amigos Rodrigo Nemmen, Rogério Riffel, Karen Fiuza, Kelen Trentin e Rodrigo Link, por todo o apoio, confiança e amizade.



## Resumo

Neste trabalho buscamos estudar a influência da densidade ambiental sobre a estrutura de discos galácticos (fino e espesso). Estamos interessados em obter os parâmetros estruturais, como escalas de altura e de comprimento (radial) dos discos fino e espesso de galáxias em ambientes de alta densidade, como grupos compactos de Hickson e aglomerados Abell, e depois compará-los aos parâmetros de galáxias de campo. Para isto, apresentamos um modelo computacional bidimensional de discos galácticos, com diferentes frações relativas de brilho, para a obtenção dos parâmetros estruturais. O modelo foi testado com simulações e também comparado com resultados de ajuste de perfil feitos anteriormente. Este modelo é aplicado sobre nove galáxias, sendo uma de campo e oito em regiões de alta densidade. Através da análise de catálogos da literatura, obtemos contrastes de densidade ambientais para estas galáxias e assim, traçamos as relações entre estrutura e densidade ambiental. Estudamos também as mesmas relações para uma amostra disponível na literatura. Constatamos que não há uma correlação visível entre as escalas horizontal e vertical dos discos galácticos e a densidade ambiental. Discutimos brevemente as consequências desses resultados para os modelos de efeitos ambientais.



## Abstract

In this thesis we investigate the influence of environment density over the structure of galactic discs, both thin and thick. We are interested in extracting structural parameters, such as scalelengths and scaleheights, of discs in galaxies located in high density environments, such as Hickson Compact Groups and Abell clusters, in order to compare them to their counterparts in the field. For that purpose we developed a computational bidimensional model of galactic discs, of different brightnesses. The model was tested with simulations and also confronted to the results of previously done profile fitting. The model was applied to nine galaxies, one of them in the field and the remaining in high density regions. We used galaxy catalogs from the literature in order to estimate density contrasts around these galaxies. We then correlated these densities with disc structure parameters. We also studied the same relation for a sample available in the literature. We concluded that there is no clear correlation between scalelengths and scaleheights and environmental densities. Finally, we briefly discuss the consequences of these results for models that describe environmental effects.



# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>Observação e redução dos dados</b>	<b>25</b>
2.1	Descrição dos dados . . . . .	25
2.2	Redução das imagens . . . . .	29
2.2.1	Subtração do céu . . . . .	31
2.2.2	O algoritmo de Lucy-Richardson . . . . .	33
2.3	Imagens das galáxias da amostra . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Modelo Computacional de imagens simuladas</b>	<b>53</b>
3.1	Função de distribuição . . . . .	54
3.2	Emissividade e brilho superficial . . . . .	58
3.3	Inclinação do disco . . . . .	60
3.4	Estrutura do Modelo Computacional . . . . .	63
3.5	Método de Romberg . . . . .	65
3.5.1	As bibliotecas OpenMP e CFITSIO . . . . .	69
3.6	O cálculo de $\chi^2$ . . . . .	69
3.7	Métodos de busca de melhores soluções . . . . .	71
3.7.1	Método dos Gradientes . . . . .	71
3.7.2	Método de Fletcher-Reeves . . . . .	72
3.7.3	Método das “Splines Cúbicas + Força-Bruta” . . . . .	73
3.8	Testes de eficácia . . . . .	75
3.9	Resultado dos parâmetros estruturais . . . . .	77
3.10	Ilustração representativa da simulação . . . . .	81

<b>4</b>	<b>Densidades Superficiais de Grupos e Aglomerados</b>	<b>83</b>
4.1	Catálogo APM . . . . .	83
4.2	Função de Luminosidade de Schechter . . . . .	87
4.2.1	Corte em magnitude no Catálogo APM . . . . .	88
4.3	Densidades superficiais . . . . .	93
4.4	Cálculo dos contrastes de densidade . . . . .	101
4.5	Resultados dos contrastes de densidade . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Análises</b>	<b>103</b>
5.1	Análise das galáxias da amostra . . . . .	103
5.2	Análise de ESO 240- G 011 . . . . .	107
5.3	Comparação com Santiago & Vale (2008) . . . . .	108
5.4	Comparação com Yoachim & Dalcanton (2006) . . . . .	111
<b>6</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>119</b>
6.1	Conclusões . . . . .	119
6.2	Perspectivas . . . . .	122
<b>A</b>	<b>Obtenção das funções <math>Z(z)</math> e <math>V(v_z)</math></b>	<b>125</b>

# Lista de Figuras

2.1	Exposição de ESO 240- G 011. . . . .	41
2.2	Exposição de NGC 1216. . . . .	42
2.3	Exposição de 2MFGC 03616. . . . .	43
2.4	Exposição de ESO 597- G 036, filtro B. . . . .	44
2.5	Exposição de ESO 597- G 036, filtro I. . . . .	45
2.6	Exposição de IC 5359, filtro B. . . . .	46
2.7	Exposição de IC 5359, filtro I. . . . .	47
2.8	Exposição de NGC 705. . . . .	48
2.9	Exposição de LCSB S0496P. . . . .	49
2.10	Exposição de ESO 243- G 049. . . . .	50
2.11	Exposição de ESO 187- G 019. . . . .	51
3.1	Visão esquemática de uma galáxia <i>edge-on</i> . . . . .	54
3.2	Rotação da galáxia em torno do eixo $y$ . . . . .	61
3.3	Integral calculada pelo Método dos Trapézios . . . . .	66
3.4	Fluxograma representando o algoritmo para busca de melhores soluções através do Método das “Splines Cúbicas + Força-Bruta”	76
3.5	Melhor simulação (pontos azuis) versus região analisada da imagem observada (pontos vermelhos) da galáxia ESO 243- G 49. Na base do gráfico (plano $xy$ ) aparece o módulo da diferença entre as duas superfícies, com a respectiva escala. Na figura, ambas as regiões estão normalizadas pelas contagens totais de seus pixels e escalonadas para o pixel de maior valor na região analisada da imagem observada. . . . .	82

4.1	Imagem esquemática obtida no site do Catálogo APM, centrada na galáxia ESO 187- G 019, com campo de $5' \times 5'$ . As imagens são baseadas nas placas de bandas $R$ (à esquerda) e $B$ (à direita). Coordenadas da galáxia no Catálogo APM: RA=20h51m06.6s, DEC=-52d42m45.6s. . . . .	86
4.2	Imagem de exemplo, obtida no NED, centrada na mesma galáxia ESO 187- G 019, com campo de $5' \times 5'$ , na banda $IIIaJ$ (4680). Coordenadas da galáxia registradas no NED: RA=20h51m06.5s, DEC=-52d42m45s. . . . .	86
4.3	Gráfico da Função de Luminosidade de Schechter . . . . .	88
4.4	Exemplo de 12 sucessivos círculos onde cada anel tem área igual ao anterior acrescido da área do círculo mais interno. . .	94
4.5	Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos grupos compactos de Hickson (verde), para os casos de HCG023 (NGC1216) e HCG028 (2MFGC03616). . . . .	97
4.6	Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos grupos compactos de Hickson (verde), para os casos de HCG087 (ESO597G36) e HCG097 (IC5359). . . . .	98
4.7	Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos aglomerados Abell (verde), para os casos de Abell0262 (NGC705) e Abell0419 (LCSBS0496). . . . .	99
4.8	Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos aglomerados Abell (verde), para os casos de Abell2877 (ESO243G49) e Abell3716 (ESO187G19). . . . .	100
5.1	Parâmetros estruturais $\times$ Contrastes de densidade. . . . .	105
5.2	Parâmetros estruturais $\times$ <i>redshift</i> . . . . .	106
5.3	Contrastes de densidade $\times$ <i>redshift</i> . . . . .	106
5.4	Parâmetros estruturais $\times$ Contrastes de densidade. . . . .	115

5.5	Parâmetros estruturais $\times$ <i>redshift</i> . . . . .	116
-----	---	-----



# Lista de Tabelas

2.1	Coordenadas da amostra. . . . .	25
2.2	Galáxias da amostra . . . . .	28
2.3	Amostra de galáxias a ser analisada na tese. . . . .	29
2.4	Ângulos de rotação e inclinação . . . . .	40
3.1	Parâmetros das imagens artificiais criadas para teste do Modelo Computacional. . . . .	75
3.2	Parâmetros estruturais encontrados pela aplicação do Modelo Computacional sobre as imagens artificiais de teste. . . . .	77
3.3	Parâmetros estruturais . . . . .	79
4.1	Diâmetros dos grupos/aglomerados da amostra. . . . .	95
4.2	Densidades calculadas . . . . .	102
5.1	Coefficientes de correlação de Pearson: (a) entre parâmetros estruturais e contrastes de densidades, e (b) entre parâmetros estruturais e <i>redshift</i> . . . . .	104
5.2	Parâmetros e contrastes da amostra de Santiago & Vale . . . . .	109
5.3	Parâmetros estruturais de disco fino e espesso de ESO 243- G 049 e ESO 187- G 019 . . . . .	110
5.4	Galáxias da amostra de Yoachim & Dalcanton. . . . .	112
5.5	Parâmetros e contrastes da amostra de Yoachim & Dalcanton . . . . .	113
5.6	Coefficientes de correlação de Pearson: (a) entre parâmetros estruturais e contraste de densidade, e (b) entre parâmetros estruturais e <i>redshift</i> . . . . .	114



# Capítulo 1

## Introdução

A Cosmologia nos mostra que no universo, apenas 4% da sua matéria se encontra na forma bariônica [1]. Do restante, aproximadamente 24% seria composto pela matéria escura fria (CDM) responsável pela formação dos poços de potencial gravitacional que, atraindo a matéria bariônica, dá origem às estruturas em grande escala (sendo esta sua única forma de interação com a matéria bariônica usual) [2]. Finalmente, 72% do universo está na forma de energia escura, que é a responsável pela expansão que hoje comprovou-se ser acelerada [3].

Também a partir da Cosmologia podemos ver que existem dois possíveis cenários para a formação de galáxias: o colapso monolítico e a aglomeração hierárquica. O cenário de colapso monolítico [4, 5] prevê a formação de galáxias a partir de uma única nuvem protogaláctica que lentamente formaria o halo, o disco e o bojo. Já o cenário de aglomeração hierárquica [6] prevê a formação de galáxias como a sucessiva fusão de nuvens gasosas menores gerando galáxias maiores. Com base no cenário proposto, podemos supor como se apresentariam as propriedades destas galáxias. Por exemplo, no cenário de colapso monolítico poderíamos esperar que exista um gradiente de metalicidade entre halo, disco e bojo. Já no cenário de aglomeração hierárquica, poderíamos esperar um gradiente de metalicidade mais tênue, devido à aglutinação de nuvens que inicialmente não apresentavam necessariamente a mesma metalicidade.

Há ainda uma terceira possibilidade que envolve aspectos dos dois cenários,

definida como modelos híbridos [7, 8]. Simulações demonstram que galáxias formadas exclusivamente pelo processo de colapso monolítico apresentarão gradientes de metalicidade mais acentuado, enquanto que galáxias formadas por fusões terão gradientes menos inclinados [9] e, portanto, mais suaves. Através dessa inclinação seria possível determinar as taxas de fusões das galáxias. Mas a variação dos gradientes de metalicidade das galáxias observadas não pode ser explicada exclusivamente por um dos processos, implicando na necessidade de modelos híbridos, conforme o modelos de matéria escura fria (CDM) nos indicam.

Em sua maioria, as galáxias espirais apresentam os seguintes componentes: halo e bojo (esferoidais) e o disco (planar). As diferentes morfologias dos componentes de galáxias espirais - esferóides e discos - indicam que, possivelmente, diferentes processos físicos estiveram presentes em seu processo de formação. Análises fotométricas e espectroscópicas destas estruturas e de suas populações estelares (analisando, por exemplo, escalas espaciais e gradientes de idade e metalicidade) são de grande ajuda no intuito de melhor compreender suas propriedades cinemáticas e químicas. Mas além disto, tais análises são também fundamentais para a compreensão dos processos de formação e evolução das galáxias.

Análises de nossa própria galáxia [10] demonstraram a existência de mais um componente planar, o disco espesso, que foi originalmente detectado como um excesso de luz a altas latitudes galácticas em trabalhos de fotometria superficial profunda de galáxias *early-type* [11]. Posteriormente, foi constatado que outros tipos de galáxias espirais também apresentam discos espessos. Na nossa galáxia, enquanto o disco fino (mais interno) apresenta uma espessura média de  $300 pc$ , o disco espesso apresenta uma espessura média de  $1 kpc$ . As propriedades do disco espesso da Via Láctea apontam fortemente para uma origem distinta deste componente em relação ao disco fino. Por exemplo, além de apresentar uma escala de altura maior que o disco fino, o disco espesso da Galáxia apresenta estrelas mais velhas e mais pobres em metais que as estrelas do disco fino [12]. Galáxias espirais *late-type* também apresentam este “envelope” vermelho [13], onde a diferença de cores entre os discos variam sistematicamente com a velocidade de rotação, o que se reflete na diferença

de idades entre os dois componentes planares em galáxias de baixa massa, e não tanto na diferença de metalicidade. De modo geral, sobre a cinemática do disco espesso, podemos dizer que suas estrelas apresentam uma dispersão de velocidades maior, bem como uma rotação mais lenta que as estrelas do disco fino.

As suposições sobre a origem deste segundo componente planar, o disco espesso, seguem as suposições hierárquica e de colapso monolítico. Podemos separar as três suposições como:

- a criação de um disco espesso a partir do disco fino, num processo de aquecimento dinâmico [14]
- o colapso monolítico lento da protogaláxia, formando primeiramente o disco espesso e depois o disco fino [15]
- a partir de fusões, tanto pela acreção de estrelas quanto de gás que posteriormente origine estrelas [16, 17].

Neste último cenário, a formação do disco espesso seguiria a mesma proposição para a formação do halo estelar de galáxias espirais, na qual o halo é formado pela fusão com satélites acretadas [18]. Simulações indicam cenários de fusões concordando com indicações cosmológicas de modelo hierárquico para formação de estruturas em larga escala, mas ainda assim se mostram passíveis de críticas. Por exemplo, em [17] a simulação apresenta um esferóide (bojo) muito grande, os discos espesso e fino apresentam massa comparáveis, o que claramente não está em conformidade com as observações. Mesmo assim serve como indicativo de como podem se dar possíveis fusões.

A fim de determinarmos qual destes cenários é o mais importante na formação dos discos espessos, devemos estudar os componentes estelares das galáxias, determinando escalas de distribuição espacial de estrelas e gradientes de idade e metalicidade. Neste tipo de estudo, galáxias que se apresentem numa orientação de perfil (edge-on) são preferenciais pois desta forma podemos distinguir os diferentes componentes estruturais - bojo, discos e halo. Contudo, análises detalhadas dos componentes estelares velhos não são fáceis fora da Galáxia.

Por isso, a fotometria superficial profunda é aplicada nestes estudos, seja através da análise de gradientes de cores dos discos [19], ou através do ajuste de perfis verticais e horizontais de brilho [20]. Alguns trabalhos analisam as populações estelares velhas de galáxias próximas usando o *Hubble Space Telescope (HST)* [21], comprovando o gradiente de metalicidade de estrelas evoluídas, baseado nas variações sistemáticas de distribuições de cor das gigantes vermelhas. Os diagramas cor-magnitude resultantes destes trabalhos podem fornecer vínculos robustos nas idades e metalicidades das estrelas que dominam tais componentes velhos. Os gradientes de cor obtidos se devem à mudanças verdadeiras nas populações estelares em galáxias de baixa massa. Já nas galáxias de alta massa isto só será verdade nas regiões livres de poeira, devido à absorção da luz que esta última causa. Depois, usando os gradientes de cor, é possível aplicar modelos teóricos de síntese de populações estelares para se testar quais variações de idade e metalicidade serão consistentes com as diferenças nas cores entre discos fino e espesso [13].

A medida que nos afastamos do disco, as populações estelares predominantes são realmente mais velhas quando se analisa as contribuições relativas de cada população para o brilho total, em relação à distância  $z$  ao plano do disco [19]. Esta tendência se mostra presente em todos os estudos do *HST* em galáxias *late-type* edge-on, sendo uma característica geral de galáxias disco. Ainda no estudo feito em [19], por exemplo, as populações estelares mais jovens das galáxias de mais baixa massa são sistematicamente mais espessas que na Galáxia, mas com escalas de altura comparáveis à espessura da faixa de poeira da Galáxia. Sugere, portanto, que o meio interestelar frio deve apresentar uma escala de altura maior em galáxias de baixa massa, consistente com a falta de camadas de poeira observadas nestas galáxias, que apresentam uma predominância de populações estelares jovens e intermediárias.

Desta forma vemos que a descrição do espalhamento de estrelas nessas galáxias é outra abordagem importante no processo de compreensão de sua formação, atribuindo-lhes escalas de altura e comprimento (radial) para o decaimento do brilho superficial, uma vez que consideramos que a distribuição de brilho segue obviamente a distribuição espacial de estrelas.

De modo a caracterizar tais escalas de distâncias (altura e comprimento

radial), precisamos analisar também os perfis de brilho destas galáxias *edge-on*. Podemos destacar alguns trabalhos importantes no ajuste de perfis de brilho, como em [22, 23], onde se define forma funcional para o ajuste, ou em [24, 20], onde várias formas funcionais são testadas para diferentes galáxias. Nestes trabalhos, o ponto principal das funções de ajuste pode ser dado pelas expressões da emissividade (ou densidade de luminosidade) adotadas, pois os perfis de brilho extraídos são comparados apenas a aproximações da integração da emissividade, não executando a integração propriamente dita. Ainda sobre estes trabalhos, observa-se um dado principal de que as escalas de alturas dos discos espessos não variam de acordo com a posição radial na qual a extração perpendicular ao disco é feita. Os discos de galáxias que apresentam variações da escala de altura ao longo da posição radial adotada na extração, como em [25], podem ser explicadas quando se adota o ajuste de dois discos com escalas de alturas constantes. Podemos destacar ainda trabalhos como [26] no qual os autores implementam a solução exata da integração da emissividade como função de ajuste dos perfis de brilho, simulando variações em todos os parâmetros da integração. Assim, podemos destacá-lo como ponto de partida para a solução proposta ao ajuste de parâmetros estruturais de galáxias espirais *edge-on*, apresentada nesta tese de doutorado.

## Objetivos

Neste trabalho pretendemos ajustar as escalas de altura e comprimento radial dos discos fino e espesso de galáxias de diferentes ambientes e inferir sobre a influência do ambiente nas escalas de altura dos discos. Percebemos que há uma falta de trabalhos deste tipo na literatura, relacionando as escalas de alturas dos discos com a densidade do ambiente. Portanto, este trabalho tem o intuito de colaborar com o preenchimento desta lacuna fazendo uma análise inédita da influência ambiental sobre a estrutura de discos fino e espesso de galáxias espirais *edge-on*. Analisaremos galáxias de ambientes densos (grupos Abell e grupos compactos de Hickson) de forma a ajustar superfícies de brilho às imagens observadas de galáxias reais, gerando imagens simuladas de discos fino e espesso combinados. Outros trabalhos da literatura se dedicaram

em sua maioria a ajustar apenas perfis unidimensionais ao brilho de galáxias para extração de parâmetros estruturais. Ao contrário disto, nosso trabalho faz uso de ajustes bidimensionais com determinação mais robusta para os parâmetros estruturais. Além da apresentação deste modelo computacional refinado para a determinação dos parâmetros estruturais, apresentamos também uma análise detalhada da densidade superficial projetada do ambiente no qual cada galáxia da amostra se encontra, através do uso de catálogos. Ao final, analisamos se há uma dependência entre densidade ambiental e estrutura de discos fino e espesso, a fim de determinar se há influência do ambiente sobre a estrutura de tais discos.

Descrevemos a seguir como esta tese se divide. No Capítulo 2 apresentamos os dados observados e os métodos de redução adotados para este trabalho. Na primeira parte do Capítulo 3 apresentamos a teoria por trás do modelo, desenvolvendo a forma funcional a ser adotada como emissividade (ou densidade de luminosidade) das galáxias simuladas, levando em conta a variação no seu ângulo de inclinação. Na segunda parte do Capítulo 3 descrevemos como o modelo computa a integração da emissividade e gera as imagens simuladas para compará-las à imagem observada e com isto determinar os parâmetros estruturais. No Capítulo 4 apresentamos a forma como foram obtidas as densidades superficiais obtidas a partir de catálogos. No Capítulo 5 apresentamos as análises de resultados, traçando as relações entre parâmetros estruturais e densidades ambientais. Finalmente, no Capítulo 6 encerramos o trabalho, apresentando as conclusões finais da presente tese.

# Capítulo 2

## Observação e redução dos dados

### 2.1 Descrição dos dados

No intuito de analisarmos a influência da densidade ambiental sobre a estrutura dos discos de galáxias espirais, concentramos os dados fotométricos em galáxias de ambientes densos (Aglomerados Abell e Grupos Compactos de Hickson). Inicialmente, o modelo computacional de imagens simuladas foi aplicado a uma galáxia de campo, **ESO 240- G 011**, apenas como critério de teste, por se tratar de galáxia já estudada na literatura [24], e com parâmetros estruturais previamente conhecidos. Na Tabela 2.1 apresentamos as coordenadas dos objetos analisados nesta tese.

Galáxia	RA (J2000)	Dec (J2000)	Grupos/ Aglom.	RA (J2000)	Dec (J2000)
ESO 240- G 011	23:37:49.5	-47:43:38			
NGC 1216	03:07:18.5	-09:36:46	HCG023	03:07:06.5	-09:35:08
2MFGC 03616	04:27:18.6	-10:18:23	HCG028	04:27:19.5	-10:19:00
ESO 597- G 036	20:48:15.0	-19:50:58	HCG087	20:48:11.9	-19:50:35
IC 5359	23:47:37.8	-02:19:00	HCG097	23:47:22.9	-02:19:34
NGC 705	01:52:41.5	+36:08:38	Abell0262	01:52:50.4	+36:08:46
LCSB S0496P	03:09:20.3	-23:44:59	Abell0419	03:08:30.3	-23:38:34
ESO 243- G 049	01:10:27.7	-46:04:27	Abell2877	01:09:49.3	-45:54:02
ESO 187- G 019	20:51:06.5	-52:42:45	Abell3716	20:51:16.7	-52:41:43

Tabela 2.1: Coordenadas da amostra e de seus respectivos grupos/aglomerados. Fonte: Nasa/IPAC Extragalactic Database (NED).

## ESO 240- G 011

Os dados fotométricos da galáxia espiral edge-on **ESO 240- G 011** foram coletados entre os dias 21 e 24 de Julho de 2006 no Observatório do Pico dos Dias, Brasópolis - MG, por B. X. Santiago, utilizando-se a Câmera 1 (CAM1) do Telescópio Perkin-Elmer de 1,6 m de diâmetro. O detector utilizado foi o CCD *WI-106* (SITe SI003AB) que possui dimensões de  $1024 \times 1024$  pixels, com ganho de  $5,0 e^-/ADU$ , ruído de leitura de  $4,1 e^- RMS$  e escala angular de  $0,31''/pixel$ . Os dados foram obtidos na banda *R* e as medidas de *bias*, *dark* e *flat-field* foram obtidas para todas as noites. O tempo total de exposição foi de 24.300s, o que nos permite alcançar um brilho superficial de  $25 mag/arcsec^2$  em *R*, considerando uma razão sinal-ruído de  $S/R = 10$ .

## NGC 1216 e 2MFGC 03616

Os dados fotométricos da galáxia espiral edge-on **NGC 1216** foram coletados nos dias 14 de Outubro de 2007 (banda *I*) e 10 de Novembro de 2007 (bandas *B* e *I*). Os dados fotométricos da galáxia espiral edge-on **2MFGC 03616** foram coletados nos dias 18 de Setembro de 2007 (banda *I*), 11 de Novembro de 2007 (banda *B*), e finalmente em 08 e 16 de Dezembro de 2007 (banda *B*). Ambas foram observadas em modo serviço, utilizando-se o imageador óptico SOI do Telescópio SOAR de 4,1 m de diâmetro. O detector utilizado em ambas foi o mini-mosaico de CCDs E2V com dimensões de  $4096 \times 4096$  pixels, com ganho de  $0,4 e^-/ADU$ , ruído de leitura de  $3,1 e^- RMS$  (modo de leitura lento) e escala angular de  $0,077''/pixel$ . As observações na banda *I* ficaram comprometidas tanto por más condições fotométricas em algumas das noites, quanto por falhas do astrônomo residente ao ajustar o alvo. Por isso, somente os dados na banda *B* destas noites puderam ser aproveitados. Foram obtidas ainda medidas de *bias* e *flat-field*. O tempo total de exposição de **NGC 1216** foi de 5350s, o que nos permitiu alcançar um brilho superficial de  $25,6 mag/arcsec^2$  em *B* com  $S/R = 10$ . O tempo total de exposição de **2MFGC 03616** foi de 7490s, o que nos permite alcançar um brilho superficial de  $25,8 mag/arcsec^2$  em *B*, considerando uma razão sinal-ruído de  $S/R = 10$ .

### ESO 597- G 036 e IC 5359

Os dados fotométricos das galáxias espirais edge-on **ESO 597- G 036** e **IC 5359** foram coletados nos dias 20 e 21 de Agosto de 2006, em modo serviço, utilizando-se o imageador óptico SOI do Telescópio SOAR de 4,1 m de diâmetro. As configurações instrumentais são as mesmas descritas anteriormente do Telescópio SOAR. Os dados foram obtidos nas bandas *B* e *I*, além de estrelas padrões (*SA113*, *TPheB* e *TPheI*) para calibração, da Tabela UBVRI de [27]. Foram obtidas ainda medidas de *bias* e *flat-field*. Os tempos totais de exposição de ambas as galáxias **ESO 597- G 036** e **IC 5359** e, em cada banda, foram de 3600s, o que nos permite alcançar um brilho superficial de  $25,4 \text{ mag/arcsec}^2$  em *B* e  $24,4 \text{ mag/arcsec}^2$  em *I*, considerando uma razão sinal-ruído de  $S/R = 10$ .

### NGC 705

Os dados fotométricos da galáxia espiral edge-on **NGC 705** foram coletados no dia 11 de Fevereiro de 1996, utilizando-se a WFPC2 do Telescópio Espacial Hubble de 2,4 m de diâmetro. O detector utilizado foi o Wide Field com dimensões de  $800 \times 800$  pixels, com ganho de  $7 e^-/ADU$ , ruído de leitura de  $5 e^- RMS$  (modo de leitura lento) e escala angular de  $0,1''/pixel$ . As imagens foram obtidas no filtro *F814W*, tendo também sido feitas as correções automáticas de *bias*, *dark* e *flat-field*. O tempo total de exposição de **NGC 705** foi de 12694s, o que nos permite alcançar um brilho superficial de  $24,5 \text{ mag/arcsec}^2$  em *I* (análogo ao filtro *F814W*), considerando uma razão sinal-ruído de  $S/R = 10$ .

### ESO 187- G 019, LCSB S0496P e ESO 243- G 049

Os dados fotométricos das galáxias espirais edge-on **ESO 187- G 019**, **LCSB S0496P** e **ESO 243- G 049** foram coletados nos dias 27 de Outubro, 01 e 02 de Novembro de 2005 respectivamente, em modo serviço, utilizando-se o imageador óptico SOI do Telescópio SOAR de 4,1 m de diâmetro. As configurações instrumentais são as mesmas descritas anteriormente do Telescópio

SOAR. Os dados destas três galáxias foram obtidos no filtro *Gunn r*. Foram obtidas ainda medidas de *bias* e *flat-field*. Os tempos totais de exposição de **ESO 187- G 019**, **LCSB S0496P** e **ESO 243- G 049** foram de 10080s, o que nos permite alcançar um brilho superficial de  $25,6 \text{ mag/arcsec}^2$  em *R* (análogo à *Gunn r*), considerando uma razão sinal-ruído de  $S/R = 10$ .

Na Tabela 2.2 aparecem as informações sobre observação dos dados de forma resumida.

Galáxia	Datas de Observação	Telescópio	Filtro	Tempo de Exposição
ESO 240- G 011	21-24/07/2006	1,6m OPD	R	14 x 600s 15 x 900s 2 x 1200s
NGC 1216	10/11/2007	4,1m SOAR	B	5 x 1070s
2MFGC 03616	08/12/2007	4,1m SOAR	B	4 x 1070s
	16/12/2007	4,1m SOAR	B	3 x 1070s
ESO 597- G 036 *	21/08/2006	4,1m SOAR	I	4 x 900s
		4,1m SOAR	B	4 x 900s
IC 5359 *	21/08/2006	4,1m SOAR	I	4 x 900s
		4,1m SOAR	B	4 x 900s
NGC 705	11/02/1996	2,4m HST	F814W	11 x 1154s
ESO 243- G 049	02/11/2005	4,1m SOAR	Gunn r	14 x 720s
LCSB S0496P	01/11/2005	4,1m SOAR	Gunn r	14 x 720s
ESO 187- G 019	27/10/2005	4,1m SOAR	Gunn r	14 x 720s

Tabela 2.2: Dados de observação das galáxias sobre as quais o modelo foi aplicado. O asterisco (\*) indica as observações nas quais foram obtidas estrelas padrões para calibração.

Vale ressaltar que, por se tratarem de objetos extensos, os dados fotométricos utilizados nesta tese acabam por requerer longos tempos de exposição. Isto geralmente implica em má colocação nas listas de pedidos de tempos de telescópios, o que em parte explica o fato de algumas bandas de observação não terem sido utilizadas na análise final, por não alcançarem o brilho superficial mínimo desejado. Isto justifica também o fato de nem todas as galáxias da amostra terem estrelas padrões observadas juntamente com seus dados. Obviamente isto impossibilita a calibração em cores dos

dados, mas não impede nem prejudica nossa análise, pois estamos interessados principalmente no decaimento de brilho superficial ao longo dos eixos vertical e horizontal.

Parte dos objetos desta tese já foram estudados em [28], mas neste artigo foram feitas apenas análises unidimensionais de perfis de brilho. Usaremos estes resultados como comparação no Capítulo 5 para os resultados obtidos com nosso modelo bidimensional de imagens simuladas dos discos de galáxias “edge-on” (vistas de perfil).

Galáxia	Tipo	Semi-eixo Maior (arcsec)	Razão Axial (b/a)	Ângulo de Posição (deg)	redshift
ESO 240- G 011	Sb	145.5	0.18	129°	0.0095
NGC 1216	S0	35.6	0.30	65°	0.0179
2MFGC 03616	Sb	33.0	0.36	-10°	0.0382
ESO 597- G 036	S0	63.9	0.20	55°	0.0282
IC 5359	Sc	48.0	0.20	-40°	0.0222
NGC 705	S0/a	36.0	0.21	117°	0.0151
LCSB S0496P	Late S	23.5	0.26	-50°	0.0415
ESO 243- G 049	S0/a	39.9	0.30	58.2°	0.0224
ESO 187- G 019	Sb	48.8	0.20	61°	0.0415

Tabela 2.3: Informações obtidas no Nasa/IPAC Extragalactic Database (NED). Semi-eixos na banda  $K_S$ .

## 2.2 Redução das imagens

A redução das imagens seguiu os seguintes passos, nesta ordem:

1. redução preliminar fazendo-se a subtração de *bias* (e *dark*, quando presente) e a divisão por *flat-field* em cada exposição de cada noite;
2. subtração do céu de cada exposição com o script SkySubtractor.pl de todas as exposições de cada noite;
3. aplicação do algoritmo de Lucy-Richardson de restauração de imagens em todas as exposições reduzidas e com céu subtraído, de cada noite;

4. alinhamento (por estrelas brilhantes do campo) e combinação das exposições.

Sobre esta imagem final fazemos a aplicação do modelo computacional. No caso de **ESO 240- G 011** foi feita a combinação das exposições individuais de cada noite e só então combinou-se as imagens finais de cada noite. Essa escolha foi feita na intenção de se evitar problemas relacionados a variações nas condições de observação no OPD/LNA em cada noite.

Os dados fotométricos foram reduzidos preliminarmente com o uso de rotinas tradicionais de redução de dados do programa *IRAF* e de um script Perl chamado *SkySubtractor.pl* criado por nós. As rotinas utilizadas na combinação de *bias*, *dark* e *flat-field* foram “zerocombine”, “darkcombine” e “flatcombine” respectivamente, sendo todas do pacote “MSCRED”. Depois fizemos a subtração padrão do *bias* e *dark*, e divisão por *flat-field*, com a tarefa “ccdproc” do mesmo pacote “MSCRED”. No caso de imagens do SOAR, precisamos ainda usar a tarefa “soimosaic” (do pacote “SOAR.SOI”) para obter uma imagem única, pois tais imagens vêm compartimentalizadas em pilhas (“*stacks*”, ou formato MEF - Multiple Extensions Fits) onde cada uma das extensões se refere a uma das partes das duas leitoras que compõem o SOI. A imagem de **NGC 705** nos foi passada já com a redução padrão realizada, feita pela *pipeline* do HST.

Os discos espessos estudados neste trabalho são tênues, com brilho superficial da ordem de  $25.5 \text{ mag/arcsec}^2$  na banda *B*. Por isso exigem uma exposição longa, e este tipo de exposição requer certos cuidados. Podemos listar os cuidados necessários como:

1. subtração da corrente de escuro (*dark*), necessária quando há longa exposição e, portanto, maior risco de variação térmica do detector,
2. eliminação de raios cósmicos, pois quanto maior o tempo de exposição, maior será a probabilidade de um raio cósmico incidir sobre nosso detector,
3. a saturação do CCD, pois numa observação de longa exposição, a contagem de fótons incidentes simplesmente satura nos pixels de regiões prologadamente expostas a objetos brilhantes,

#### 4. subtração do gradiente de céu.

A solução do primeiro se dá no processo usual de redução, pelas tarefas do IRAF. Para resolver o segundo problema, opta-se por subdividir o tempo total de exposição em  $N$  exposições mais curtas. Ao final de todo o processo de redução, podemos combinar as  $N$  exposições mais curtas excluindo-se os pixels de maior e menor contagens, e mantendo como contagem final de cada pixel apenas a mediana dos pixels  $N - 2$  pixels restantes. Este procedimento, de dividir o tempo total de observação em exposições curtas, ajuda a resolver o terceiro problema acima. O único cuidado a mais que tivemos foi o de centrar o objeto em pontos diferentes do CCD em cada uma das  $N$  exposições curtas, para que tivéssemos sinal razoável nas regiões mais externas da imagem final combinada. Desta forma, resolvemos os três primeiros problemas, que ocorrem tanto para objetos pontuais quanto para os extensos, quando há necessidade de exposições longas.

Mas a solução do último problema, que surge principalmente para objetos extensos, requer uma boa subtração de céu individualmente em cada uma das  $N$  exposições, antes de combiná-las na imagem final. O gradiente de céu é causado tanto pela variação de sensibilidade ao longo do CCD quanto pela variação da posição da galáxia na esfera celeste ao longo das datas de observação. Só depois que os gradientes de céu tiverem sido subtraídos das  $N$  exposições é que poderemos somar o sinal das imagens, pesando-os pelos diferentes tempos de exposição. A seguir explicamos como funciona o algoritmo criado para subtração de céu, o *SkySubtractor.pl*.

### 2.2.1 Subtração do céu

Esse script utiliza a biblioteca *CFITSIO* para fazer a leitura da imagem com extensão *FITS*, como explicado na seção 3.5.1. Ele obtém parâmetros de header e contagens dos pixels. Sabendo-se o tamanho da imagem analisada, ele cria uma grade espaçada de 30 em 30 pixels obtendo os valores de contagens de cada pixel presentes na imagem analisada.

Depois, através de uma iteração, ele encontra os pontos que pertencem apenas ao céu. Essa iteração nada mais é do que calcular o desvio padrão  $\sigma$

de todas as contagens da grade e depois conferir se o valor de cada contagem  $x_i$  da grade está a uma distância da sua média  $\bar{x}$  maior do que  $2\sigma$ , ou seja:

$$|x_i - \bar{x}| < 2\sigma, \text{ com } i = 1 \dots N_g \quad (2.1)$$

onde  $N_g$  é o número total de pontos pertencentes à grade. Os pontos que não respeitarem essa relação, têm suas coordenadas excluídas da grade, e recalcula-se a média e o desvio padrão novamente, com os pontos restantes. Este processo é repetido até que não haja mais a exclusão de pontos da grade. O corte na diferença entre a contagem de cada pixel e a média é feito em  $2\sigma$  para podermos ter certeza de que 95.45% de tais pixels são realmente pontos de céu. Sobre estes pontos (compostos de coordenadas do pixel e sua respectiva contagem) aplicamos o Método de Mínimos Quadrados para calcular os coeficientes de um plano de céu médio a ser ajustado e subtraído de toda a imagem.

O Método dos Mínimos Quadrados, da forma como adotado, se resume em tomar a equação do plano e somá-la quadraticamente para todos os pontos  $i$ ,

$$z_i = a x_i + b y_i + c \quad (2.2)$$

$$S = \sum_{i=1}^{N_g} (a x_i + b y_i + c - z_i)^2 \quad (2.3)$$

Depois, minimizamos ((2.3)) em relação aos coeficientes  $a$ ,  $b$  e  $c$ , ou seja:

$$\frac{\partial S}{\partial a} = \frac{\partial S}{\partial b} = \frac{\partial S}{\partial c} = 0 \quad (2.4)$$

e assim obtemos um sistema de 3 equações e 3 incógnitas. Basta inverter a matriz que define a transformação e, conseqüentemente, encontrar os valores dos coeficientes  $a$ ,  $b$  e  $c$  da equação que define o plano de céu.

Feito isto, o script lê a imagem de entrada e desta reduz o valor da equação do plano, ponto a ponto da imagem, mantendo seu header original, adicionando apenas um novo item sobre a subtração do céu. O script ainda dá a opção de gravar uma imagem *fits* com o plano de céu utilizado. Isto será importante depois na hora de se aplicar o algoritmo de Lucy-Richardson

sobre a imagem final.

Ainda temos outro ponto importante a tratar nas imagens antes de combiná-las em uma imagem final: a correção do *seeing* atmosférico. Como sabemos, a atmosfera age como uma matriz de convolução na imagem de qualquer objeto visto através dela. No caso de uma exposição longa, o *seeing* pode causar um efeito de “borrão” (*blurring*) na imagem, por melhor que seja o sítio de observação. Precisamos lembrar que um dos objetivos deste trabalho é obter escalas de comprimento radial e de altura dos discos das galáxias edge-on. Para se ter uma boa confiabilidade nas escalas de comprimento dos discos precisamos retirar o efeito do *seeing* nestas imagens. Isso é feito utilizando a tarefa “lucy” do *IRAF*, o que explicaremos a seguir.

### 2.2.2 O algoritmo de Lucy-Richardson

O algoritmo de Lucy-Richardson é um método bem conhecido de restauração de imagens que se baseia na deconvolução iterativa da imagem pela aplicação da PSF (*Point Spread Function*) da própria imagem como *kernel* da deconvolução. Uma convolução é a integral que define o quanto uma função  $f$  se sobrepõe a outra função  $g$  a medida que esta é deslocada sobre  $f$ . Ou seja:

$$(f * g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) g(t - \tau) d\tau \quad (2.5)$$

sendo esta uma transformação simétrica, ou seja,  $f * g = g * f$ .

A expressão iterativa do método pode ser obtida pela solução da Máxima Verossimilhança para uma distribuição de Poisson, sendo apropriada para dados com ruído. A função de verossimilhança  $\mathcal{L}$  é um conceito contrário ao de uma probabilidade combinada. Por exemplo, consideremos um evento  $A$  tal que a sua probabilidade de ocorrer seja 60%, ou seja,  $p_A = 0.6$ . Além disto, consideremos a probabilidade de que um evento  $B$  ocorra com probabilidade de 40%, ou seja,  $p_B = 0.4$ . Portanto, a probabilidade total combinada, de os eventos  $A$  e  $B$  ocorrerem em sequência, seria dada por  $P(AB | p_A = 0.6; p_B = 0.4) = p_A \cdot p_B = 0.24$ . Mas se conhecêssemos apenas o resultado observado  $AB$  e não conhecêssemos as probabilidades individu-

ais  $p_A$  e  $p_B$ , poderíamos definir um conceito inverso chamado de verossimilhança  $\mathcal{L}$  definida como: “dada a observação  $AB$ , temos que a verossimilhança, quando as probabilidades individuais forem  $p_A = 0.6$  e  $p_B = 0.4$ , será de 0.24”. Ou seja,  $\mathcal{L}(p_A = 0.6; p_B = 0.4 | AB) = 0.24$ . Assim, ao definir uma função de verossimilhança  $\mathcal{L}(p_i|\theta)$  de uma combinação de eventos  $\theta$ , estaremos considerando uma família de probabilidades individuais  $p_i = \{p_1, p_2, \dots, p_n\}$  possíveis tais que, quando combinadas, resultam em uma única probabilidade total de acontecer a combinação de eventos  $\theta$ . A maximização da função de verossimilhança, chamada Máxima Verossimilhança, dará a melhor combinação de probabilidades individuais  $p_i$  dentre aquelas que resultarão na probabilidade combinada dos eventos  $\theta$ . Ou seja,

$$\frac{\partial \mathcal{L}(p_i|\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (2.6)$$

define a melhor combinação  $p_i$ .

Assim, definimos a função de verossimilhança como

$$\mathcal{L}(p_i|\theta) = \prod_{j=1}^n p_j \quad (2.7)$$

Sabemos que os máximos e mínimos (locais e globais) serão preservados se tomarmos o logaritmo (ou qualquer outra função monotônica) de  $\mathcal{L}$ . Mas o logaritmo apresenta a vantagem transformar um produtório em um somatório, o que auxilia na solução numérica do problema.

$$\ln [\mathcal{L}(p_i|\theta)] = \sum_{j=1}^n \ln p_j \quad (2.8)$$

Assim, a Máxima Verossimilhança pode ser obtida pela derivação do logaritmo de  $\mathcal{L}$ , ou seja,

$$\frac{\partial [\ln \mathcal{L}(p_i|\theta)]}{\partial \theta} = 0 \quad (2.9)$$

Consideremos agora duas funções como duas imagens, uma sendo a imagem observada  $I(x, y)$  de um objeto astronômico, e a outra sendo a sua imagem verdadeira  $O(x, y)$ , caso não houvesse o *seeing* atmosférico (como

vista de fora da atmosfera). Sabemos que  $I(x, y)$  é a imagem  $O(x, y)$  convoluída pela função de espalhamento pontual  $PSF(x, y)$ , a isto somado o ruído, ou seja

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} PSF(x - x', y - y') O(x', y') dx' dy' + N(x, y) \\ &= (PSF * O)(x, y) + N(x, y) \end{aligned} \quad (2.10)$$

onde  $N(x, y)$  é o ruído aditivo.

Podemos definir a função de verossimilhança para uma distribuição de Poisson (ou seja, com ruído poissônico já incluído), de acordo com [29], como sendo

$$\mathcal{L}(I|O) = \prod_{x,y} \frac{[(PSF * O)(x, y)]^{I(x,y)} \exp[-(PSF * O)(x, y)]}{I(x, y)!} \quad (2.11)$$

onde  $(PSF * O)(x, y)$  é a convolução da imagem real  $O(x, y)$  pela sua função de espalhamento pontual  $PSF(x, y)$ , como dado na equação ((2.5)). Desejamos resgatar a imagem verdadeira  $O(x, y)$  e para isso tomaremos a maximização do logaritmo de  $\mathcal{L}(I|O)$  em relação à imagem  $O(x, y)$ .

$$\frac{\partial [\ln \mathcal{L}(I|O)(x, y)]}{\partial O(x, y)} = 0 \quad (2.12)$$

Ao tomar essa maximização, precisamos considerar que a  $PSF(x, y)$  esteja normalizada à unidade. Além disso, precisamos considerar a iteração de Picard, que diz que a solução de um problema de valor inicial de uma função, contínua e limitada, pode ser dada pela aproximação sucessiva de termos de uma série convergente cujo limite seja o valor inicial do problema. Desta forma, a aproximação dos sucessivos termos  $O_n(x, y)$  convergentes serão a solução do nosso problema, encontrando de forma iterativa a melhor solução para  $O(x, y)$ . A  $n + 1$ -ésima imagem da iteração dependerá da  $n$ -ésima multiplicada por uma imagem de correção. Assim,  $O_n(x, y)$  será, como definido

em [29],

$$O_{n+1}(x, y) = O_n(x, y) \cdot \left[ \left( \frac{I(x, y)}{O_n(x, y) * PSF(x, y)} \right) * PSF^*(x, y) \right] \quad (2.13)$$

onde  $O_n(x, y)$  é a  $n$ -ésima imagem da iteração,  $I(x, y)$  é a imagem original observada e  $PSF^*(x, y)$  é a reflexão da  $PSF(x, y)$ , ou seja,  $PSF^*(x, y) = PSF(-x, -y)$ .

Esta é a expressão usada para gerar uma imagem restaurada e adotada pela tarefa “lucy”, pertencente ao pacote “STSDAS.ANALYSIS.RESTORE” do *IRAF*. A imagem restaurada será normalizada de forma que seu fluxo total seja conservado. Podemos dizer que o algoritmo de Lucy-Richardson é sensível à variação de *seeing* pois ele modela a PSF de cada exposição individualmente, sendo assim um algoritmo robusto. Antes de fazermos uso da tarefa “lucy”, precisamos primeiramente fazer a fotometria de estrelas presentes na imagem observada com a tarefa “phot” (pertencente ao pacote “NOAO.DIGIPHOT.APPHOT”), selecionar os melhores perfis de brilho com a tarefa “pstselect” (pertencente ao pacote “NOAO.DIGIPHOT.DAOPHOT”), criar uma tabela da PSF das estrelas selecionadas com a tarefa “PSF” (pertencente ao pacote “IMAGES.IMMATCH”) e depois convertê-la numa imagem positiva da PSF com a tarefa “seepsf” (que também pertence ao pacote “NOAO.DIGIPHOT.DAOPHOT”). Somente feito isto, executamos a tarefa “lucy” com esta PSF final obtida nos passos anteriores. Para executar todos estes passos acima criamos um script Perl para sequenciar o processo.

A explicação para se aplicar o algoritmo de Lucy-Richardson nas exposições *antes* de combiná-las pode ser vista no próprio manual da tarefa “lucy” do *IRAF*. Ou seja, dados gerados pela soma ou pela média de várias imagens precisam ter seus parâmetros ‘noise’ (ruído) e ‘ADU’ (*Analogic to Digital Unit*) modificados. Tanto para a soma quanto para a média de  $N$  imagens com mesmo tempo de exposição, o parâmetro ‘noise’ seria alterado para  $\sqrt{N}$  multiplicado pelo ruído de uma única exposição. Já o parâmetro ‘ADU’, no caso de uma soma, seria o mesmo de uma única exposição, e no caso de uma média de imagens, ‘ADU’ seria a multiplicação de  $N$  pelo ‘ADU’ de uma única exposição. No nosso caso, lidamos apenas com soma das ex-

posições, mas como vemos pela Tabela 2.2, nossas exposições apresentam diferentes tempos de exposição, mesmo quando se olha dentro de uma única noite.

O outro motivo para o algoritmo ser aplicado nas exposições antes de combiná-las se dá pela necessidade de se subtrair um *background* (subtração de céu) da imagem. Se esta subtração não for feita, o algoritmo gerará anéis em torno de fontes pontuais presentes na imagem. Mas para que a tarefa calcule adequadamente a estatística poissônica do ruído, é importante que se informe o arquivo de ‘background’ que fora subtraído, pois o ‘background’ será um termo aditivo tanto no numerador quanto no denominador da equação (2.13).

Por fim, a última e mais importante justificativa - para se aplicar o algoritmo antes de combinar as sucessivas exposições - é que a PSF pode variar de uma exposição para outra, por se tratar de exposições de longa duração. Essa variação da PSF pode ocorrer, por exemplo, devido a alterações nas sucessivas camadas atmosféricas que a luz atravessa (afetando o *seeing*) ou devido a variações no foco do telescópio. Portanto, a aplicação do algoritmo é feito desta forma para diminuir qualquer propagação de erros sistemáticos na imagem final combinada.

Vale ainda ressaltar o problema da amplificação do ruído no algoritmo de Lucy-Richardson. Como ressaltado por [30], qualquer método iterativo de restauração de imagens baseado em técnicas de Máxima Verossimilhança apresentará esse problema ao ajustar os dados tão bem quanto possível. O problema fica mais evidente quanto maior for o número de iterações. Ainda segundo [30], imagens contendo objetos extensos tendem a apresentar uma aparência “manchada” depois de passar pelo processo de restauração com uso do algoritmo de Lucy-Richardson. As manchas não serão representativas de estruturas reais da imagem, mas ao contrário, serão resultado da tentativa de se ajustar o ruído aos dados. A solução para este problema seria a interrupção da iteração quando a imagem começasse a se tornar muito ruidosa. Por isso optamos por realizar poucas iterações no modelo (apenas 10 iterações), o que já apresenta uma imagem consideravelmente menos borrada em relação à original.

Ao final, combinamos as exposições de cada noite. Posteriormente, combinamos as imagens de cada noite em uma imagem final com a tarefa “imcombine”, como explicado no início deste capítulo. Em todas as tarefas de combinação de imagens, mesmo nas preliminares antes da subtração de céu (*bias*, *dark* e *flat-field*), foi utilizada a mediana ao invés da média dos pixels, sempre desprezando os dois maiores valores e o menor valor de cada pixel.

## 2.3 Imagens das galáxias da amostra

Nesta seção apresentamos as figuras com imagens de todas as galáxias analisadas nesta tese. Cada figura apresenta três painéis. No canto inferior direito de cada painel aparece a respectiva orientação Norte-Leste da galáxia.

O painel superior de cada figura apresenta as regiões analisadas na galáxia. O painel intermediário de cada figura apresenta 10 curvas de contorno (em escala logarítmica) para ressaltar a sensibilidade dos dados e para ressaltar as escolhas das regiões de ajuste. O painel inferior de cada figura apresenta contraste de cores para ressaltar a sensibilidade dos dados nas regiões internas das galáxias (próximo aos bojos), o que também contribui para melhor compreensão das escolhas das regiões de ajuste.

As regiões analisadas são trapezoidais. Tais trapézios são constituídos pelos pixels que se situam internos ao retângulos e entre as retas e o bojo de cada galáxia. O uso de regiões trapezoidais se justifica porque a medida que nos afastamos verticalmente do disco central, o brilho cai rapidamente e, para além destas retas, a dominância do fundo de céu comprometeria a determinação dos parâmetros de decaimento de brilho.

Podemos explicar as premissas básicas de escolhas das regiões de ajuste da seguinte forma:

- as regiões escolhidas precisam apresentar sinal suficientemente acima do fundo de céu para garantir um ajuste confiável;
- as regiões escolhidas não podem se situar muito próximo ao bojo, para evitarmos contaminação de brilho proveniente de componente que não está sendo ajustado pelo modelo computacional;

- as regiões escolhidas precisam englobar área suficiente tanto o disco fino quanto o disco espesso para garantirmos um bom ajuste;
- as regiões escolhidas não devem incluir regiões com grande perturbação de brilho, áreas de intensa formação estelar ou faixas de poeira (na parte mais interna do disco fino), pois tais regiões afetam consideravelmente a confiabilidades dos parâmetros estruturais encontrados pelo modelo computacional.

As galáxias tiveram mais de uma região escolhida para análise a fim de verificarmos os valores dos parâmetros encontrados a partir de diferentes análises. Algumas vezes uma mesma região foi analisada mais de uma vez para confirmação de valores.

Por se tratarem de observações profundas, em tais imagens foram detectados muitos objetos em torno de cada galáxia, como por exemplo aglomerados globulares. Estes aglomerados e as estrelas de campo atuam como contaminantes ao processo de ajuste do modelo computacional, o que poderia influenciar os parâmetros finais encontrados. Para evitarmos este problema, as imagens das galáxias sofreram a remoção destes contaminantes excessivos com o uso do pacote “imedit” do IRAF e substituídos pela interpolação de regiões vizinhas.

No intuito de facilitar o processo de programação por trás do ajuste, decidimos criar o modelo computacional de forma a gerar imagens simuladas de galáxias com o eixo-maior alinhado à horizontal da imagem. Para tanto, as imagens observadas devem ser rotacionadas a fim de que as galáxias simuladas também apresentem seus eixos-maiores alinhados com a horizontal.

Na Tabela 2.4 apresentamos os ângulos de rotação das imagens das galáxias e ângulos de inclinação dos discos (com relação à linha de visada), para aplicação no modelo. Lembramos que o ângulo de rotação difere do ângulo de posição (PA), pois o ângulo de rotação refere-se à rotação aplicada em sentido anti-horário na imagem enquanto que o ângulo de posição é o ângulo entre o semi-eixo maior da galáxia e a direção Norte na imagem. A soma dos ângulos (de posição e de rotação) não resulta em um múltiplo de  $90^\circ$  exato porque algumas das galáxias apresentavam disco com entortamento

(“warps”) e assim o melhor ajuste foi obtido com rotações menores que  $90^\circ$ . Já os ângulos de inclinação foram calculados a partir das informações da Tabela 2.3 e de uma análise das imagens das galáxias. Considerando que os discos das galáxias sejam aproximadamente circulares, sua inclinação  $i$  com a linha de visada poderia ser calculada a partir da razão axial  $b/a$  do disco da seguinte forma:  $i = \arccos(b/a)$ . Em contrapartida, se a galáxia apresenta uma faixa de poeira visível, então claramente a borda externa real do disco não coincidirá necessariamente com o semi-eixo menor  $b$  projetado da galáxia. Desta forma, para o cálculo da inclinação  $i$  do disco, nós não utilizamos  $b$  como sendo o semi-eixo menor se a faixa de poeira (que delimita a borda do disco) não coincidir com o limite projetado da galáxia. Assim, na expressão do ângulo de inclinação  $i = \arccos(b/a)$ , o valor de  $b$  adotado era sempre a distância em *pixels* entre o centro da galáxia e a faixa de poeira, enquanto que o valor  $a$  era sempre a distância em *pixels* entre o centro da galáxia e a borda mais externa paralelamente ao semi-eixo maior (ainda com emissão significativa acima do fundo de céu).

Galáxia	Ângulo de rotação	Ângulo de inclinação
ESO 240- G 011	$-39^\circ$	$85.8^\circ$
NGC 1216	$25^\circ$	$89.7^\circ$
2MFGC 03616	$76^\circ$	$86.3^\circ$
ESO 597- G 036 (B)	$55^\circ$	$87.8^\circ$
ESO 597- G 036 (I)	$55^\circ$	$87.8^\circ$
IC 5359 (B)	$-49^\circ$	$84.4^\circ$
IC 5359 (I)	$-49^\circ$	$82.9^\circ$
NGC 705	$-27^\circ$	$89.7^\circ$
LCSB S0496P	$-45^\circ$	$84.8^\circ$
ESO 243- G 049	$21^\circ$	$89.7^\circ$
ESO 187- G 019	$24^\circ$	$89.6^\circ$

Tabela 2.4: Ângulos de rotação das imagens e inclinação das galáxias.

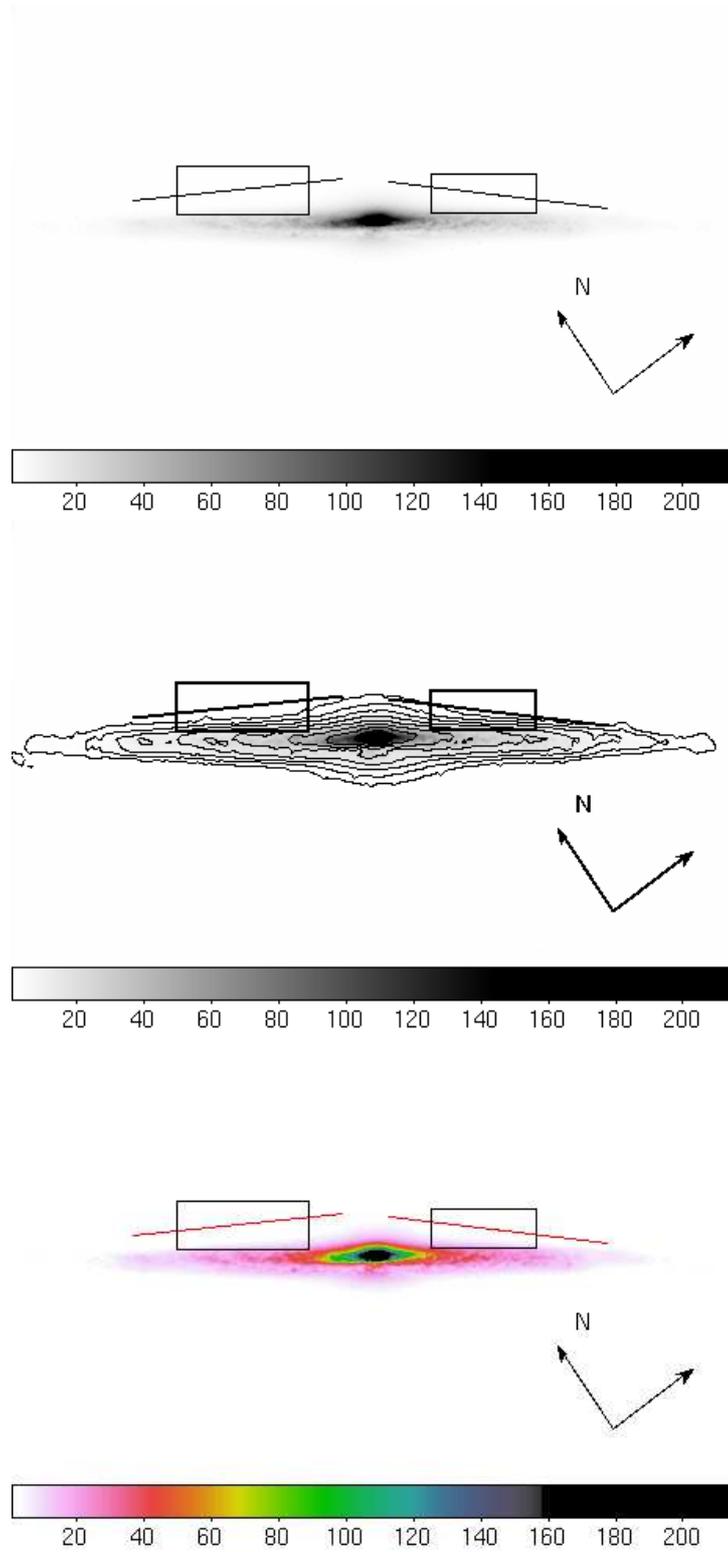


Figura 2.1: Exposição de ESO 240- G 011.

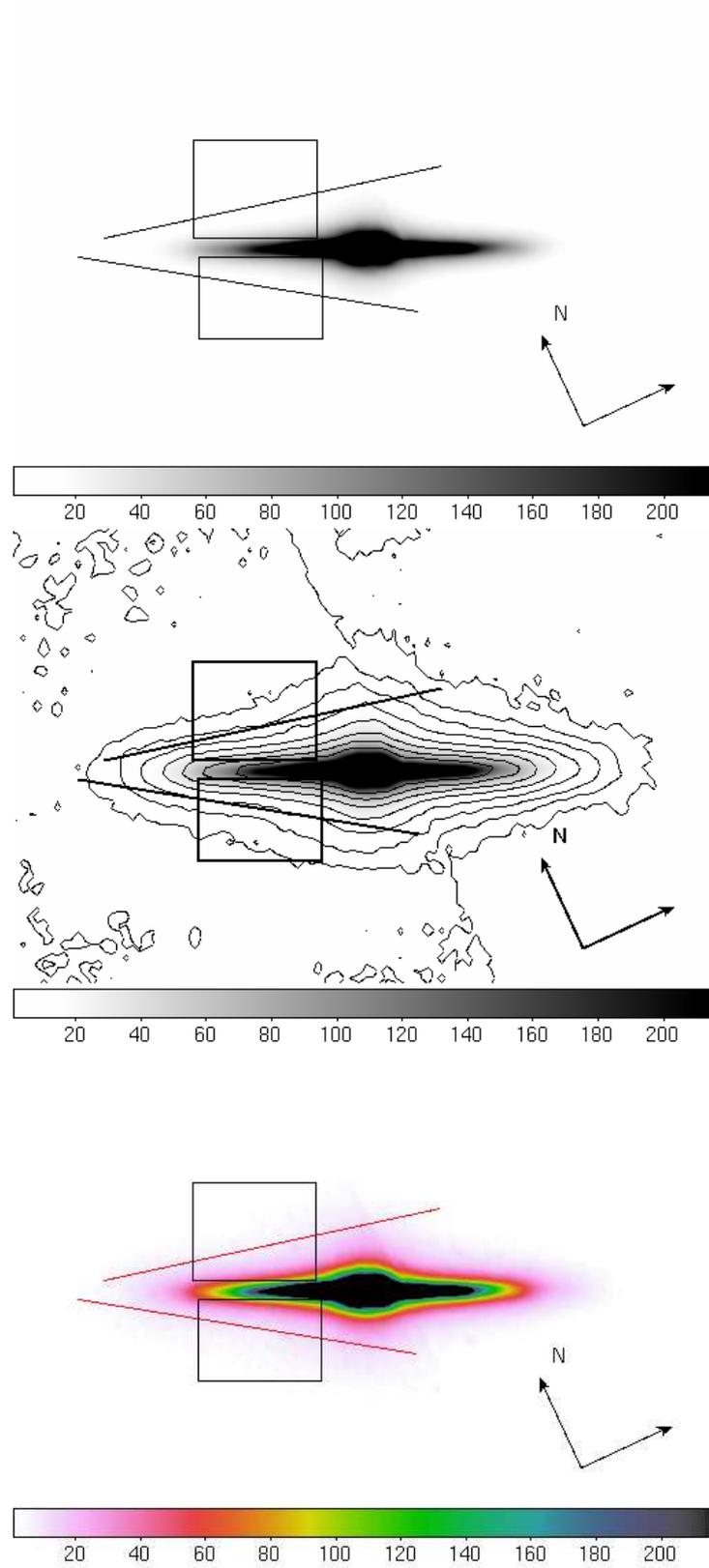


Figura 2.2: Exposição de NGC 1216.

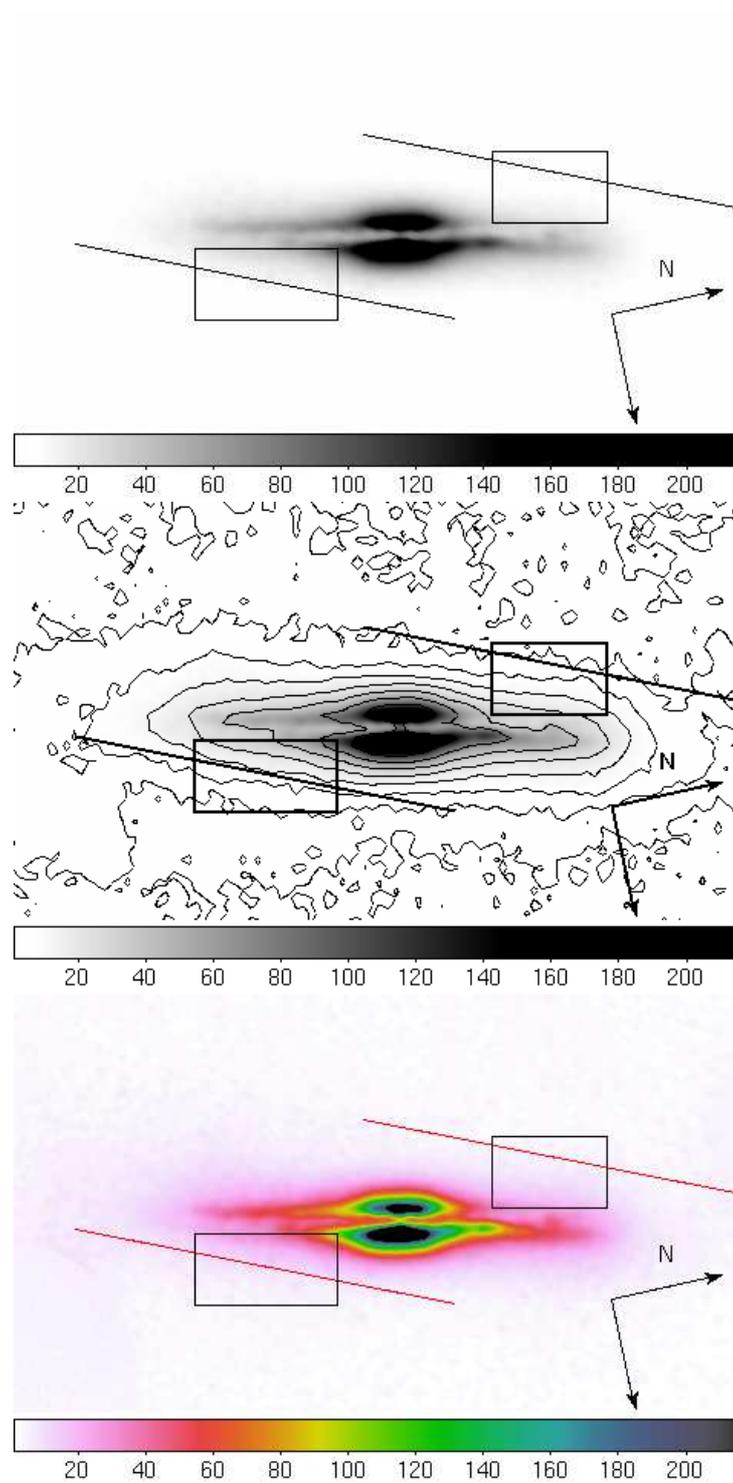


Figura 2.3: Exposição de 2MFGC 03616.

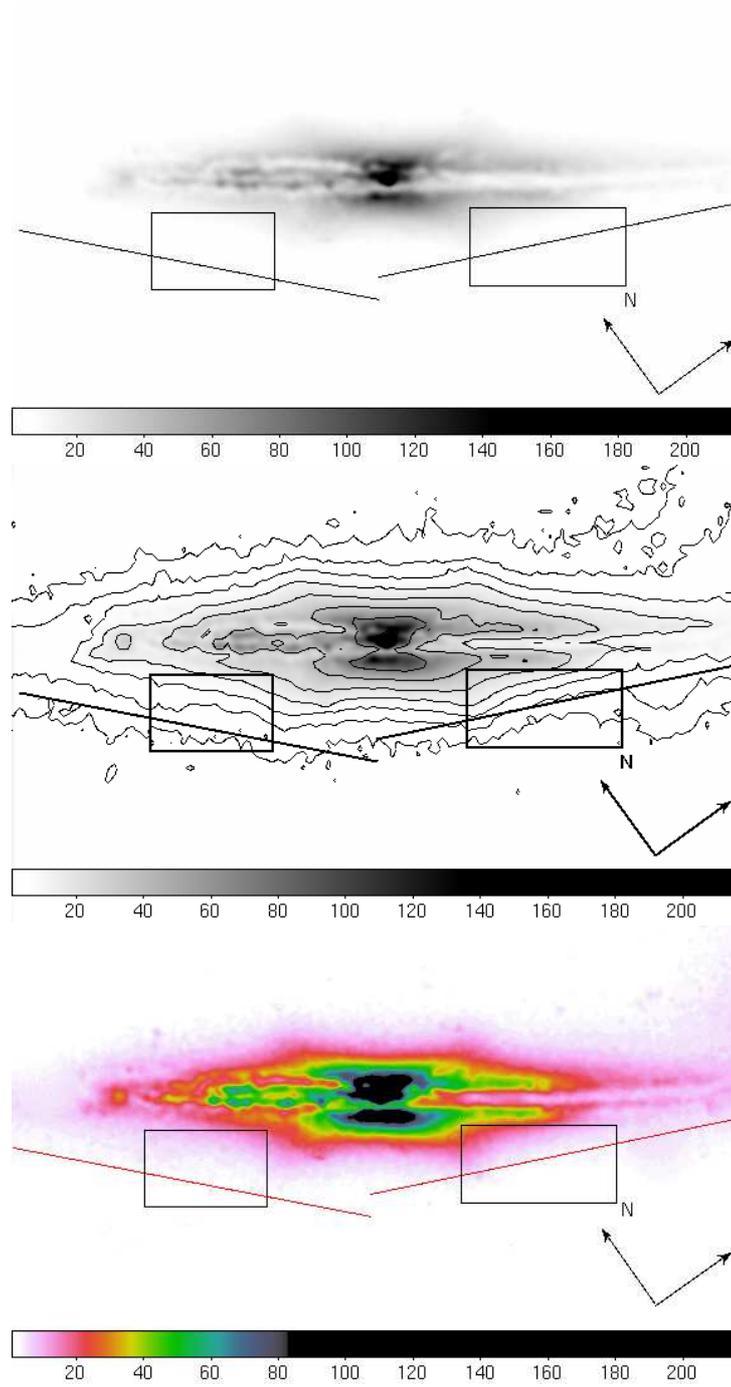


Figura 2.4: Exposição de ESO 597- G 036, filtro B.

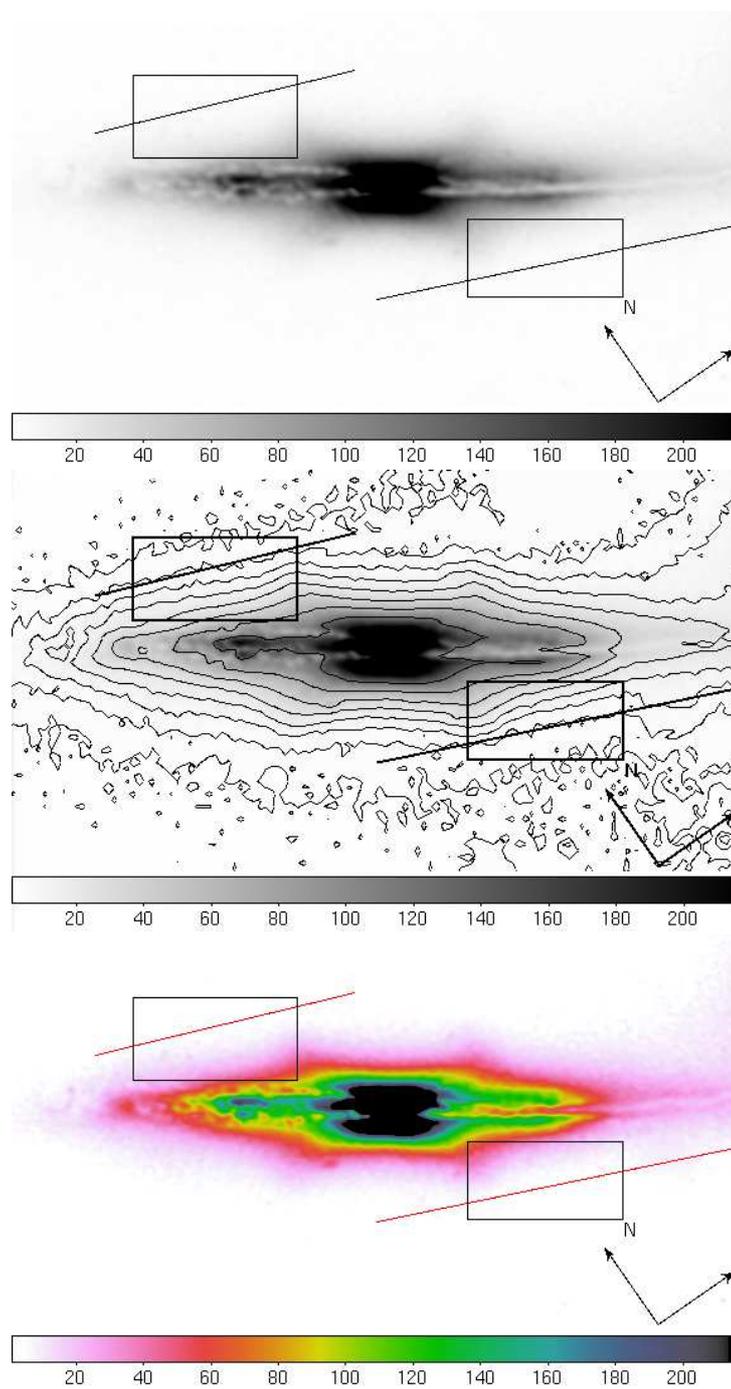


Figura 2.5: Exposição de ESO 597- G 036, filtro I.

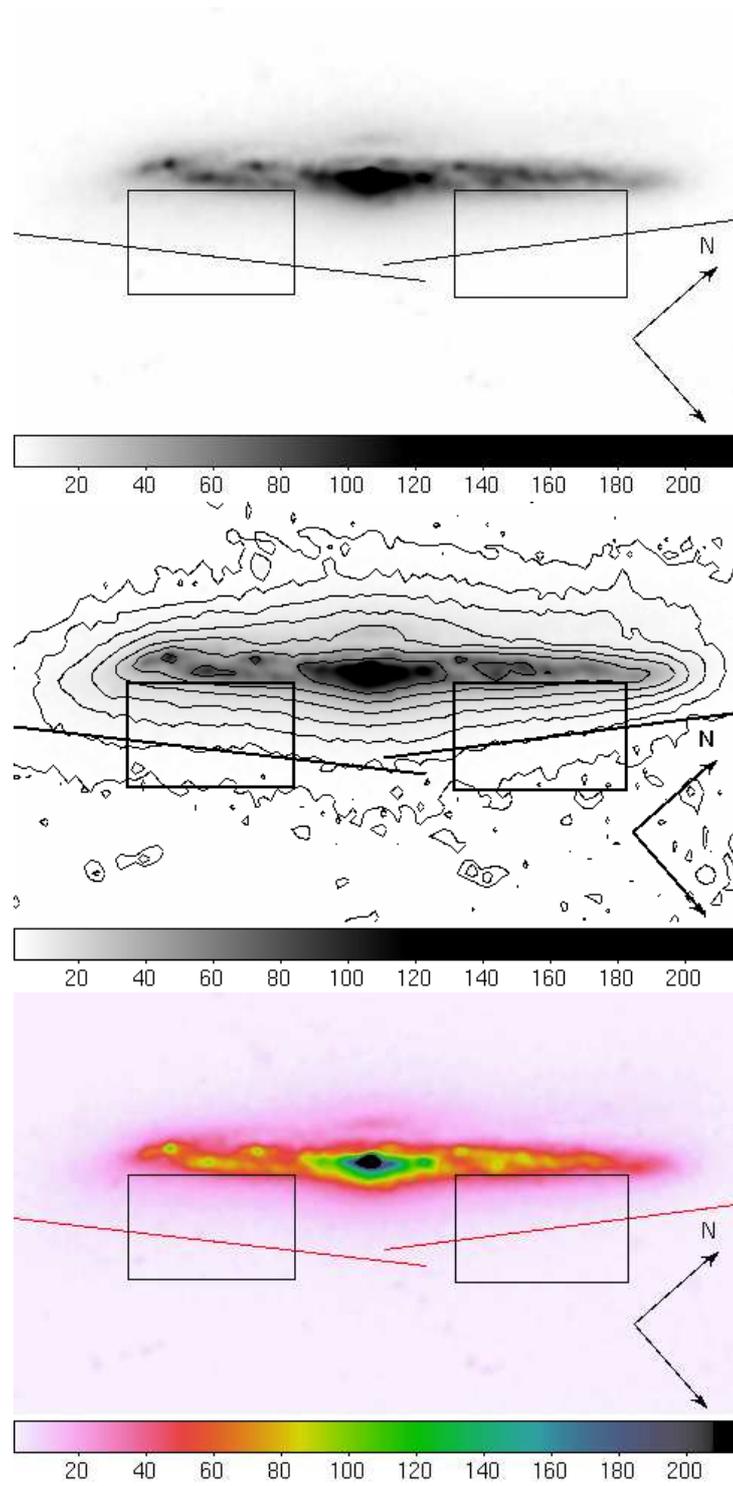


Figura 2.6: Exposição de IC 5359, filtro B.

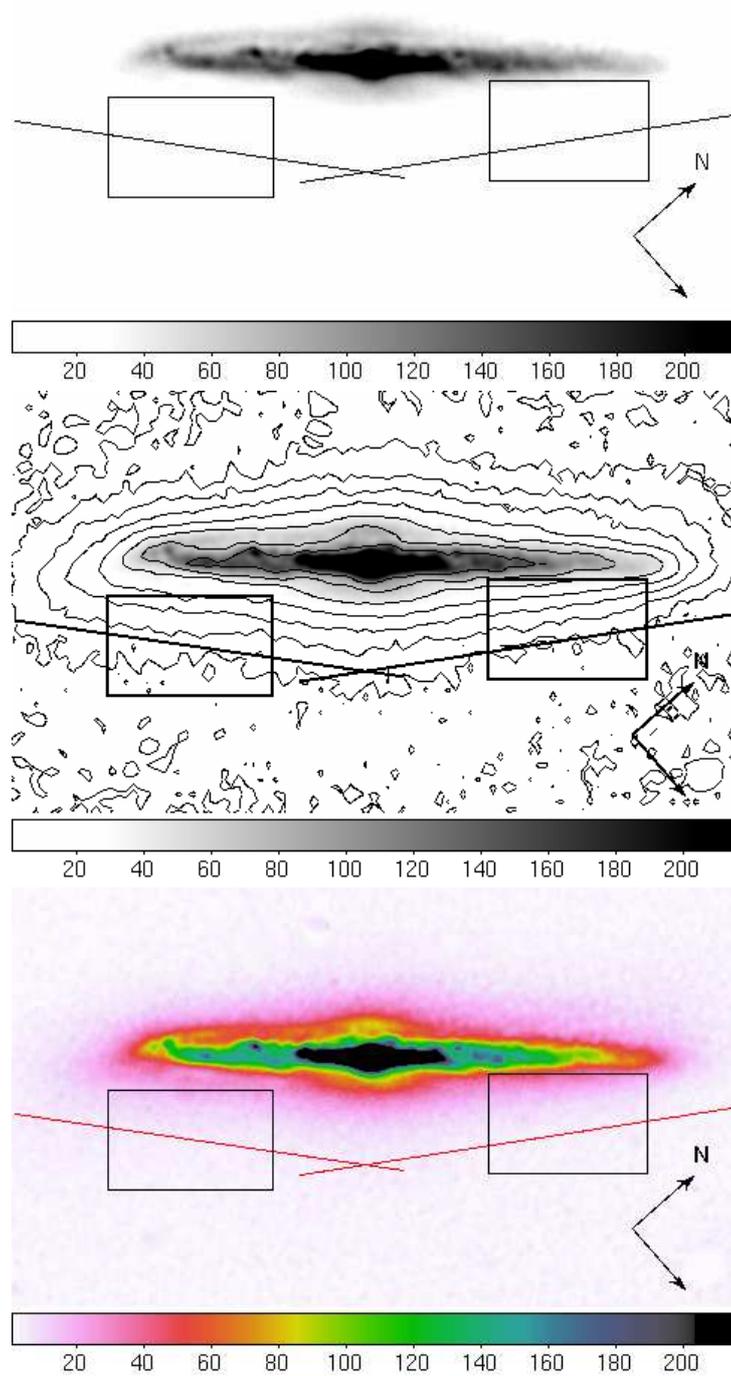


Figura 2.7: Exposição de IC 5359, filtro I.

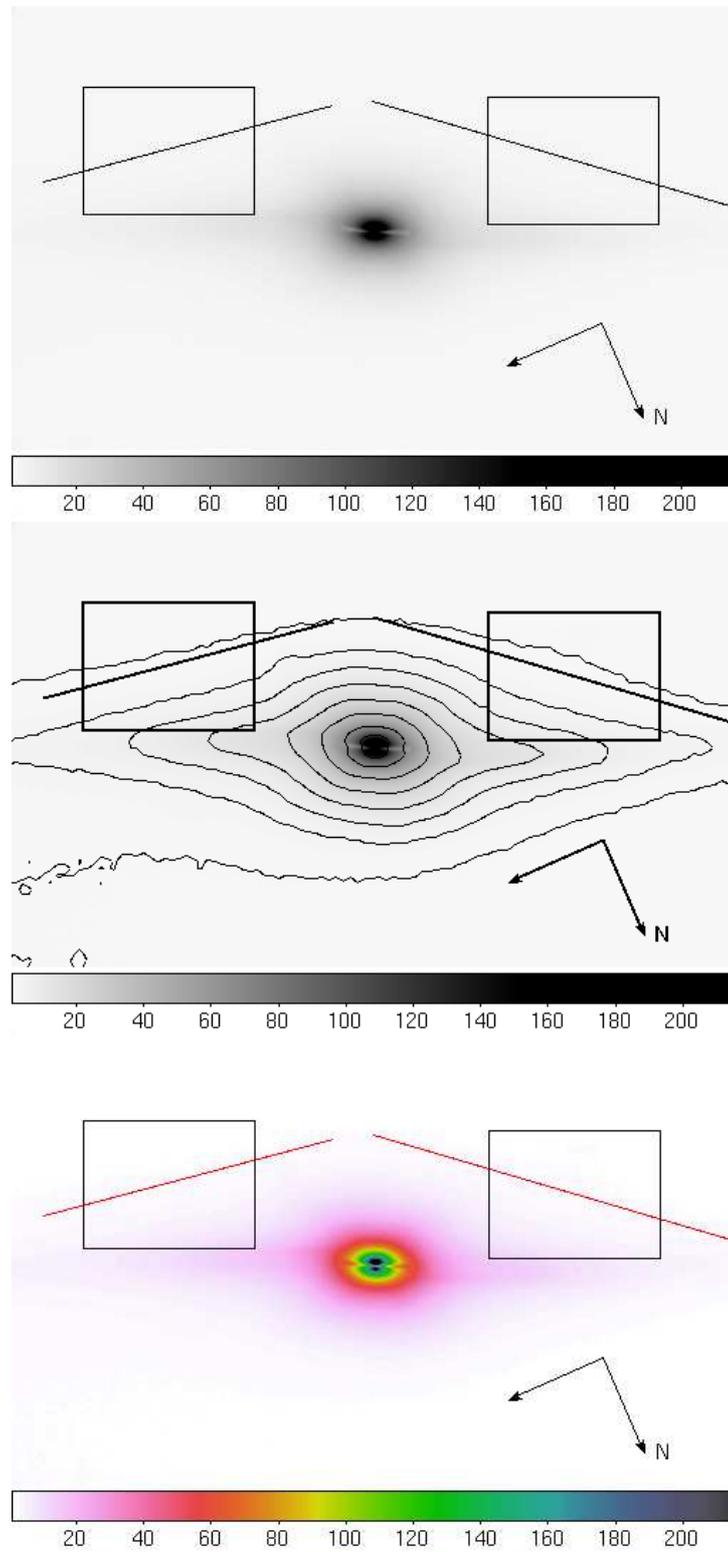


Figura 2.8: Exposição de NGC 705.

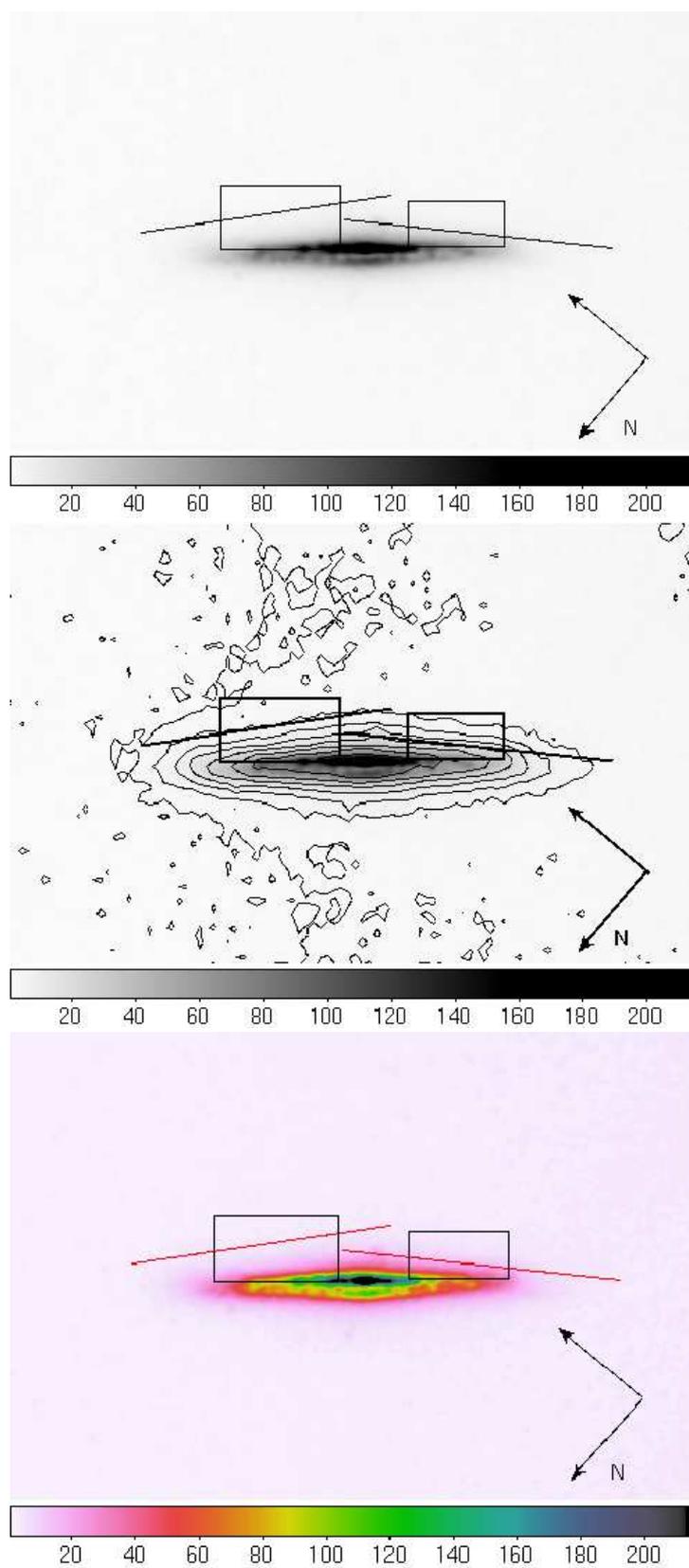


Figura 2.9: Exposição de LCSB S0496P.

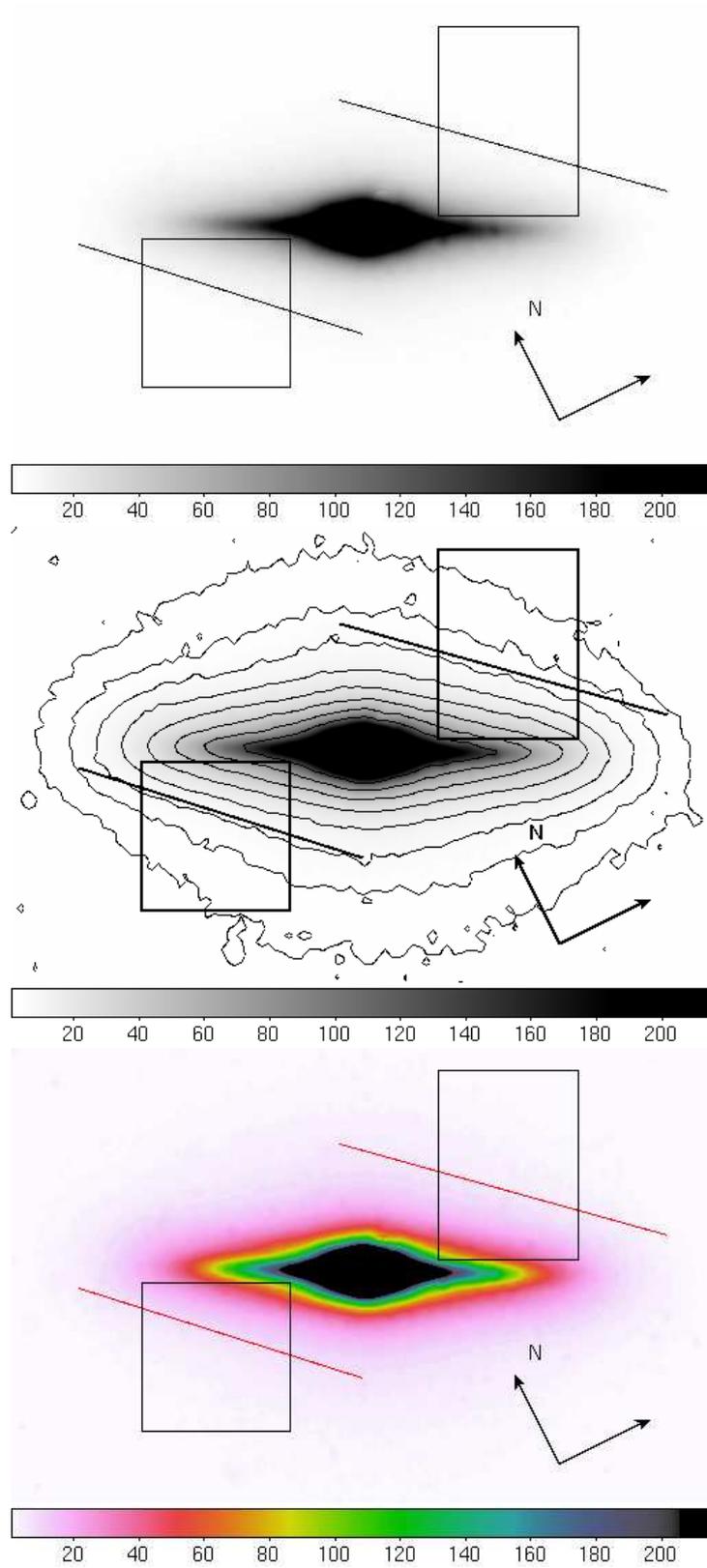


Figura 2.10: Exposição de ESO 243- G 049.

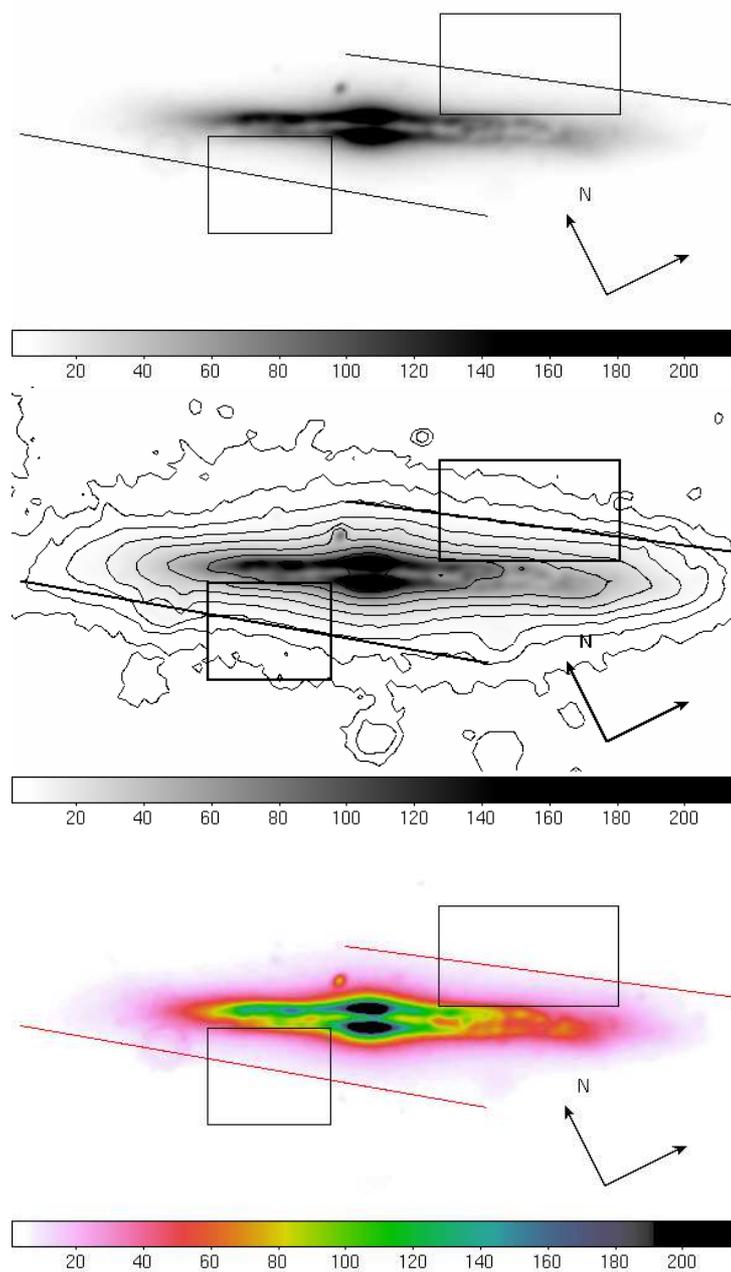


Figura 2.11: Exposição de ESO 187- G 019.



## Capítulo 3

# Modelo Computacional de imagens simuladas

Nosso interesse é estudar os parâmetros estruturais dos discos fino e espesso de galáxias vistas de perfil (edge-on). Portanto, precisamos encontrar uma forma de ajustar a distribuição superficial da luz proveniente dos discos. É razoável pensar que a emissividade  $j(r, z)$  do disco está intimamente relacionada com a distribuição espacial de matéria no disco. Assim, o desafio inicial está em determinar uma expressão funcional que descreva esta distribuição espacial de matéria.

Posteriormente, o modelo computacional usará essa expressão funcional para criar imagens de brilhos superficiais simulados. Cada imagem de brilho superficial simulado será criada com diferentes combinações de parâmetros estruturais.

A partir de uma dada combinação de parâmetros estruturais, devemos integrar a expressão funcional da emissividade  $j(r, z)$  do disco (ao longo de cada ponto na linha de visada) para obtermos um brilho superficial. Ou seja, devemos integrar a emissividade em cada pixel, onde cada pixel corresponde a um par de coordenadas espaciais  $(R, z)$  diferentes na superfície de brilho simulada.

Cada imagem simulada será comparada à imagem real observada da galáxia analisada, pixel a pixel. À medida que se varia os parâmetros estruturais das imagens simuladas, o programa analisa se o perfil de brilho

simulado descreve satisfatoriamente a imagem real observada, através do cálculo de  $\chi^2$  (uma grandeza que mede quão diferentes são as duas superfícies de brilho). Variando os parâmetros estruturais usados na simulação, o modelo busca a melhor combinação de parâmetros estruturais de forma a melhorar essa imagem simulada, reduzindo seu  $\chi^2$ . Ao final, obtemos uma combinação de parâmetros estruturais com menor  $\chi^2$  que deve descrever os parâmetros reais da galáxia analisada.

A seguir descrevemos em detalhes cada parte deste modelo computacional de brilhos superficiais simulados.

### 3.1 Função de distribuição

O cálculo da função de distribuição de estrelas numa galáxia espiral vista de perfil foi originalmente desenvolvido em [31]. Abaixo apresentamos um desenvolvimento deste cálculo de uma forma modificada e mais simplificada.

Consideremos uma galáxia espiral vista de perfil (*edge-on*) de forma que seu eixo de rotação esteja alinhado com o eixo  $z$  e seu disco esteja sobre o plano  $xy$ , conforme a figura 3.1.

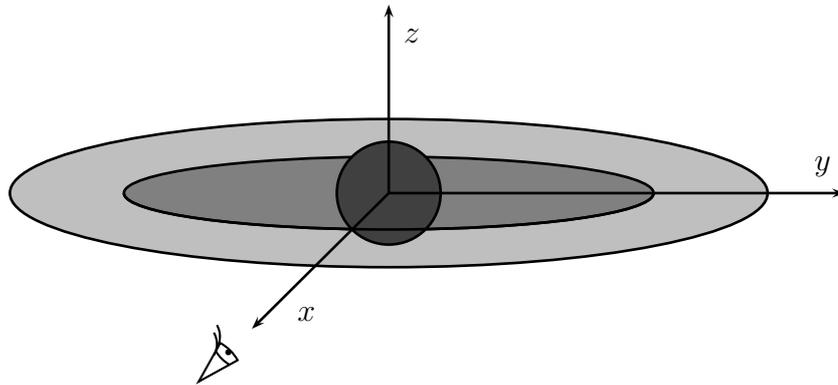


Figura 3.1: Visão esquemática de uma galáxia vista de perfil (*edge-on*).

A posição e a velocidade das estrelas de um sistema estelar, bem como sua dinâmica, podem ser descritas matematicamente (no espaço de fases) a partir da função de distribuição. Vamos trabalhar com uma descrição cartesiana para facilitar futuramente o processo de integração da emissividade

superficial  $j(r, z)$  que desejamos encontrar. Seja  $f \equiv f(t, x, y, z, v_x, v_y, v_z)$  uma função de distribuição das estrelas, onde  $x$ ,  $y$  e  $z$  correspondem às coordenadas espaciais e  $v_x$ ,  $v_y$  e  $v_z$  são suas respectivas velocidades. Assim, percebemos que a quantidade  $f(t, x, y, z, v_x, v_y, v_z) dx dy dz dv_x dv_y dv_z$  é o número de estrelas presentes num elemento de volume  $dx dy dz$ , num determinado instante de tempo  $t$ , nas vizinhanças do ponto  $(x, y, z)$ , para as quais as velocidades estão nos intervalos  $[v_x, v_x + dv_x]$ ,  $[v_y, v_y + dv_y]$  e  $[v_z, v_z + dv_z]$ , respectivamente. Em princípio a função  $f$  poderia ser arbitrária, contanto que sua evolução respeitasse a condição de continuidade dada pela equação de Boltzmann, ou seja:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_y} \frac{dv_y}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_z} \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} v_x + \frac{\partial f}{\partial y} v_y + \frac{\partial f}{\partial z} v_z + \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_y} \frac{dv_y}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_z} \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (3.2)$$

No entanto, precisaremos impor algumas condições à função  $f$  de forma a restringir sua arbitrariedade, especificamente ao nosso caso. Os termos de aceleração  $\frac{dv_x}{dt}$ ,  $\frac{dv_y}{dt}$  e  $\frac{dv_z}{dt}$  são produzidos pela interação gravitacional com outras estrelas do sistema. Se considerarmos que colisões entre as estrelas ocorrem com baixa frequência, então podemos dizer que tais termos serão descritos apenas por um potencial gravitacional  $\Omega(x, y, z)$  gerado pela distribuição de matéria total. Ou seja, não levaremos em conta as colisões dissipativas pelo fato de ocorrerem pouco. A equação de continuidade será então:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} v_x + \frac{\partial f}{\partial y} v_y + \frac{\partial f}{\partial z} v_z - \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{\partial \Omega}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial v_y} \frac{\partial \Omega}{\partial y} - \frac{\partial f}{\partial v_z} \frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

pois  $\frac{\partial \Omega}{\partial x_i} = -\frac{dv_{x_i}}{dt}$  onde  $x_i = \{x, y, z\}$ .

Neste ponto já vemos que algumas limitações precisam ser impostas aos nossos cálculos a fim de que alguma solução possa ser encontrada pois, do contrário, teríamos equações diferenciais parciais não-lineares que impossibilitariam a obtenção de uma solução analítica para a densidade de matéria.

Em um sistema galáctico, cada grupo de estrelas, em um determinado

intervalo de massa, tem sua própria função de distribuição. Como o intervalo de massas no qual uma estrela se encontra está intimamente relacionado com o seu tipo espectral, podemos dizer que cada grupo espectral possui também sua própria função de distribuição. Mas claramente, o termo do potencial gravitacional  $\Omega$  da equação de Boltzmann não leva em conta a distinção entre tipos espectrais ou intervalos de massa das estrelas, uma vez que  $\Omega$  se trata de um potencial gravitacional global agindo sobre cada estrela e, gerado por todas elas. Se fizéssemos nossos cálculos levando em conta uma função de distribuição para cada tipo espectral, obteríamos equações diferenciais não-lineares, o que tornaria o problema virtualmente insolúvel. Assim, consideraremos que nosso tratamento aborda apenas a classe espectral com maior número de estrelas. Ou seja, consideraremos em nossos cálculos que as estrelas abordadas são aproximadamente de mesma massa  $m$ .

Precisamos ainda impor outra simplificação razoável em nossos cálculos, que trata da simetria axial do plano de rotação das estrelas. Podemos argumentar que as estrelas formam camadas paralelas ao plano de rotação, formando um sistema estelar estratificado (disposto em sucessivas camadas). Se quisermos avaliar nosso sistema em camadas, podemos considerar um raio fixo e estudar apenas sua dependência com a distância  $z$  ao plano central. Assim, no caso da função de distribuição, isto também implica em avaliar apenas a dependência em  $z$ . Desta forma, assumimos que, uma vez fixado um raio  $R$  (que depende de  $x$  e  $y$ , no plano), neste raio a função de distribuição dependerá apenas de  $z$  e  $v_z$ . O objetivo final deste cálculo é encontrar uma expressão funcional que descreva o perfil vertical de brilho, de um disco isotérmico com simetria axial. Por isso, nos atemos apenas ao estudo do caso a um  $R$  fixo. Obviamente isso não impediria no caso mais geral que a função de distribuição  $f$  tivesse uma dependência com  $R$  (ou com  $x$  e  $y$ ).

Se além disto, considerarmos que nosso sistema apresenta pouca perturbação ou flutuação no tempo, então poderemos desconsiderar a dependência em  $t$ . Certamente esse é um caso ideal, mas podemos aproximar galáxias reais a esta descrição independente do tempo argumentando que nosso sistema apresenta-se em equilíbrio dinâmico.

Assim  $f(z, v_z) dz dv_z$  será o número de estrelas contidas numa coluna de

seção unitária com altura, se estendendo entre  $z$  e  $z + dz$ , e cujas velocidades na direção de  $z$  assumem valores no intervalo entre  $v_z$  e  $v_z + dv_z$ . Desta forma,  $f \equiv f(z, v_z)$  e precisa ainda satisfazer a equação (3.1), que se resume a

$$\frac{\partial f}{\partial z} v_z - \frac{d\Omega}{dz} \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0 \quad (3.4)$$

Teremos então que a densidade de estrelas na direção  $z$  será

$$\mu(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(z, v_z) dv_z. \quad (3.5)$$

Assumindo uma massa média  $m$  para as estrelas, podemos obter a densidade de matéria que será

$$\rho(z) = m \int_{-\infty}^{+\infty} f(z, v_z) dv_z. \quad (3.6)$$

Para este caso simplificado, mas que se aplica a maioria das galáxias edge-on, poderemos usar a equação (3.6) para definir a equação de Poisson, dada como:

$$\frac{d^2\Omega}{dz^2} = 4\pi G \rho(z) \quad (3.7)$$

Retornando à equação (3.4), podemos resolvê-la assumindo que  $f$  seja separável em  $z$  e  $v_z$ . Ou seja,  $f(z, v_z) \equiv Z(z) V(v_z)$ . Assim, a equação (3.4) torna-se:

$$V \frac{dZ}{dz} v_z - \frac{d\Omega}{dz} Z \frac{dV}{dv_z} = 0$$

Separando a dependência em cada variável de cada lado da igualdade e igualando a  $-(1/h^2)$ , temos:

$$\frac{1}{Z} \frac{dZ}{dz} \left( \frac{d\Omega}{dz} \right)^{-1} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dv_z} = -\frac{1}{h^2} \quad (3.8)$$

Por se tratar de um cálculo mais longo, a obtenção das funções  $Z(z)$  e  $V(v_z)$  é apresentada no Apêndice A. Portanto, usando os resultados de (A.6) e (A.14), podemos escrever a função de distribuição  $f(z, v_z) \equiv Z(z) V(v_z)$

como sendo:

$$f(z, v_z) = \frac{\rho_0}{(2\pi)^{1/2} h} \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{z}{h} (2\pi G \rho_0)^{1/2} \right] \exp \left( -\frac{v_z^2}{2h^2} \right) \quad (3.9)$$

Este resultado concorda perfeitamente com aquele obtido em [31]. Desta forma, distribuição de matéria  $\rho(z)$  a uma dada distância  $z$  do plano central da galáxia, como descrita em (A.5), será dada por:

$$\rho(z) = \rho_0 \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{z}{h} (2\pi G \rho_0)^{1/2} \right] \quad (3.10)$$

Esta expressão define a dependência funcional que o brilho superficial deverá ter ao longo do eixo  $z$ , para ser aplicado no modelo computacional.

## 3.2 Emissividade e brilho superficial

Primeiramente, vamos relembrar alguns conceitos conhecidos. A intensidade específica  $I_\nu$  é a energia que atravessa a unidade de área da fonte, por unidade de tempo, por comprimento de onda (ou frequência) e por unidade de ângulo sólido, dada como:

$$I_\nu = \frac{dE}{dt dA d\omega d\nu} \quad (3.11)$$

A relação entre fluxo  $F$  e intensidade específica  $I_\nu$  de uma fonte é dada da seguinte forma:

$$F = \int I_\nu \cos \theta d\omega d\nu = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi d\nu \quad (3.12)$$

onde  $\theta$  seria o ângulo formado entre a luz emitida e a normal à área que emite. Obviamente falta ainda lembrar a relação entre luminosidade  $L$  e fluxo  $F$  de uma fonte.

$$L(r) = 4\pi r^2 F(r) \quad (3.13)$$

Finalmente, a relação entre a magnitude  $m$  de uma fonte e seu fluxo  $F$  será:

$$m = -2.5 \log F + \text{const.} \quad (3.14)$$

Sabemos que, genericamente, a emissividade integrada  $j$  (também chamada de densidade de luminosidade) de uma fonte extensa opticamente fina está relacionada com o seu brilho superficial  $I$ . Assim, definiremos o brilho superficial  $I$  de uma fonte extensa da seguinte forma:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} j ds \quad (3.15)$$

onde  $s$  é o caminho percorrido pela luz entre a fonte e o observador, e a emissividade  $j$  é medida em  $W m^{-3} Sr^{-1}$  (potência por volume por esferorradiano).

Vemos que o brilho superficial  $I$  é uma medida de fluxo proveniente da fonte extensa dentro de um ângulo sólido unitário, sendo medido em  $W m^{-2} Sr^{-1}$  (potência por área por esferorradiano). À medida que nos afastamos de uma fonte extensa, o fluxo cai com o quadrado da distância, mas o ângulo sólido com que vemos a mesma fonte diminui na mesma proporção. Conseqüentemente, o brilho superficial  $I$  independe da distância, da mesma forma que a intensidade específica de um objeto pontual.

Analogamente à definição de magnitude de uma fonte pontual, definimos a magnitude superficial  $\mu$  associada a um brilho superficial  $I$  como

$$\mu = -2.5 \log I + const \quad (3.16)$$

Agora, podemos começar a definir a emissividade  $j \equiv j(r, z)$ . Se a distribuição do brilho superficial deve seguir a densidade de matéria, então a dependência da emissividade  $j(r, z)$  com  $z$  seguirá a forma funcional de  $\rho(z)$ . Já a dependência de  $j(r, z)$  ao longo da coordenada radial  $r$  do disco seguirá o mesmo comportamento previsto para galáxias vistas de frente (*face-on*), ou seja, com uma dependência exponencial em  $r$ . Desta forma, obtemos:

$$j(r, z) = j_0 \exp\left(-\frac{r}{h_r}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.17)$$

onde  $j_0$  é uma constante de normalização da emissividade central do disco,  $z_0 = h/(2\pi G \rho_0)^{1/2}$  (como visto na expressão (3.10)) e  $h_r$  é uma constante

de decaimento de brilho ao longo de  $r$ .

Retornando agora à definição de brilho superficial (3.15), precisamos nos lembrar que estamos considerando uma fonte opticamente fina. Ou seja, não estamos modelando a poeira, devido às dificuldades de modelagem inerentes à absorção. Assim, descartaremos qualquer região da imagem observada que seja dominada por faixa de poeira e selecionaremos apenas as regiões livres de poeira, para aplicação do modelo.

No nosso caso, de acordo com a figura 3.1, o caminho percorrido pela luz estará alinhado com o eixo  $x$ , e as variáveis  $r$  e  $z$  estarão alinhadas com os eixos  $y$  e  $z$ , respectivamente. Desta forma, à partir da equação (3.15), obteremos a seguinte expressão para o brilho superficial:

$$I(r, z) = \int_{-\infty}^{\infty} j_0 \exp\left(-\frac{r}{h_r}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_0}\right) dx \quad (3.18)$$

### 3.3 Inclinação do disco

A equação (3.18) seria o caso ideal em que a galáxia se encontra perfeitamente de perfil. Precisamos agora generalizar essa expressão para o caso de uma galáxia com uma inclinação diferente de  $90^\circ$ . Para isto, consideremos a rotação do disco visto de perfil, em torno do eixo  $y$ , como na figura 3.2 abaixo.

Inicialmente precisamos reescrever a dependência em  $r$  da emissividade  $j(r, z)$  em termos de  $x$  e  $y$ . Ou seja

$$r^2 = x^2 + y^2 \implies r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.19)$$

Desta forma,  $j(x, y, z)$  será

$$j(x, y, z) = j_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{h_r}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.20)$$

Agora, se fizermos uma rotação da galáxia em torno do eixo  $y$  por um

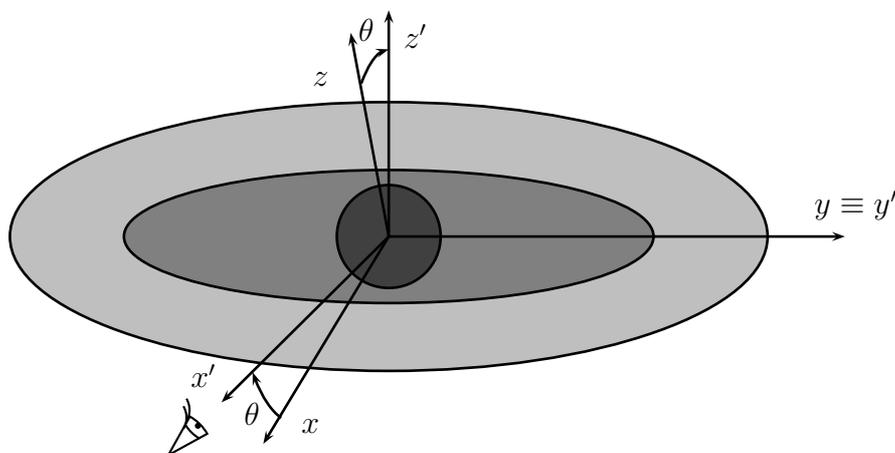


Figura 3.2: Rotação da galáxia em torno do eixo  $y$  definindo nova linha de visada.

ângulo  $\theta$  no sentido horário, teremos a seguinte transformação de variáveis:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & -\text{sen} \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \text{sen} \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Podemos inverter a matriz de rotação na equação (3.21) e com a transformação inversa, poderemos reescrever a expressão (3.20) em termos das novas coordenadas rotacionadas  $\{x', y', z'\}$ . Invertendo (3.21) obtemos:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \text{sen} \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\text{sen} \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

ou ainda

$$\begin{cases} x = x' \cos \theta + z' \text{sen} \theta \\ y = y' \\ z = -x' \text{sen} \theta + z' \cos \theta \end{cases} \quad (3.23)$$

Substituindo a equação (3.23) em (3.20) obtemos

$$j(x', y', z') = j_0 \exp \left( - \frac{\sqrt{(x' \cos \theta + z' \operatorname{sen} \theta)^2 + y'^2}}{h_r} \right) \operatorname{sech}^2 \left( \frac{z' \cos \theta - x' \operatorname{sen} \theta}{z_0} \right) \quad (3.24)$$

Quando  $\theta = 0^\circ$ , temos uma inclinação máxima, ou seja,  $i = 90^\circ$ . Convertendo para  $i$  (fazendo-se  $i = 90^\circ - \theta$ ) poderemos integrar a emissividade ao longo de  $x'$  para finalmente obtermos o brilho superficial  $I$  como

$$I(x', y', z') = \int_{-\infty}^{\infty} j_0 \exp \left( - \frac{\sqrt{(x' \operatorname{sen} i + z' \cos i)^2 + y'^2}}{h_r} \right) \times \operatorname{sech}^2 \left( \frac{z' \operatorname{sen} i - x' \cos i}{z_0} \right) dx' \quad (3.25)$$

Os limites de integração acima podem ser truncados. Consideremos uma distância  $D$  maior que o raio externo (raio máximo  $R_{max}$ ) da galáxia, além do qual não há mais emissão luminosa da galáxia. As coordenadas de qualquer ponto desta esfera deverão respeitar a relação  $x^2 + y^2 = D^2 < R_{max}^2$ . Agora, substituindo-se tal relação nas equações (3.23) e lembrando que  $y = y'$ , obtemos:

$$\begin{aligned} x &= x' \cos \theta + z' \operatorname{sen} \theta = \\ &= x' \operatorname{sen} i + z' \cos i \\ x^2 &= (x' \operatorname{sen} i + z' \cos i)^2 = D^2 - y^2 \\ (x' \operatorname{sen} i + z' \cos i) &= \pm \sqrt{D^2 - y'^2} \\ x' &= \frac{\pm \sqrt{D^2 - y'^2} - z' \cos i}{\operatorname{sen} i} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Finalmente, chegamos à expressão final do brilho superficial  $I$  que será utilizada em nossos modelos de imagem simuladas:

$$I(y', z') = \int_{\frac{-\sqrt{D^2 - y'^2} - z' \cos i}{\operatorname{sen} i}}^{\frac{\sqrt{D^2 - y'^2} - z' \cos i}{\operatorname{sen} i}} j_0 \exp \left( - \frac{\sqrt{(x' \operatorname{sen} i + z' \cos i)^2 + y'^2}}{h_r} \right) \times$$

$$\operatorname{sech}^2 \left( \frac{z' \operatorname{sen} i - x' \cos i}{z_0} \right) dx' \quad (3.27)$$

conforme definido em [26].

### 3.4 Estrutura do Modelo Computacional

O modelo computacional que gera imagens simuladas de galáxias espirais *edge-on* foi escrito numa combinação das linguagens Perl e Fortran, associando as melhores características de cada linguagem: facilidade de programação em Perl e alto desempenho em cálculos matemáticos do Fortran.

O modelo de imagens simuladas se baseia essencialmente em 4 passos:

1. Leitura de informações de entrada (por exemplo: os intervalos de varredura dos parâmetros do modelo, nome do arquivo de imagem da galáxia, etc);
2. Leitura da região da imagem a ser modelada;
3. Procedimento de busca de melhores combinações de parâmetros (através de cálculo e minimização de  $\chi^2$  de cada combinação);
4. Cálculo de erros dos parâmetros finais encontrados.

No passo de número 3, os cálculos de  $\chi^2$  são realizados em Fortran 90. Todo o resto foi programado em Perl.

A leitura da imagem é feita com uso da interface para Perl da biblioteca CFITSIO de manipulação de imagens astronômicas no formato *FITS*. No arquivo de parâmetros de entrada estão especificadas os intervalos iniciais a serem varridos no espaço de parâmetros, e também nele estão especificadas propriedades da imagem como: região a ser analisada, distância da galáxia, campo de visão do telescópio utilizado e dimensões em pixels do CCD adotado. Com estas três últimas informações, o programa faz a conversão da escala de pixel para a escala de *kpc*, que é adotada na solução dos modelos, para facilitar o cálculo.

De acordo com o modelo proposto em [22], o brilho superficial  $I$  de uma galáxia espiral vista perfeitamente de perfil (*edge-on*) é obtida pela solução da

integral da emissividade  $j$  descrita pela equação (3.15). Se agora tomarmos em consideração que a maioria das galáxias espirais não necessariamente se apresentam perfeitamente de perfil, então precisamos considerar a mudança de variáveis na integral que leva em conta o ângulo de inclinação da galáxia, como visto em (3.27).

A expressão (3.27) da emissividade refere-se a apenas um componente estrutural de disco. Mas neste trabalho desejamos simular os discos fino e espesso. ao mesmo tempo, com diferentes frações de brilho para contribuir ao brilho superficial final. Por isso, nosso modelo lida na verdade com duas funções, uma para cada componente. Ou seja:

$$j(r, z) = j_1(r, z) + f \cdot j_2(r, z) \quad (3.28)$$

onde  $j_1(r, z)$  é a função da emissividade do disco fino,  $j_2(r, z)$  é a função da emissividade do disco espesso, ambas dadas no termo da integral definida em (3.27), e ainda  $f$  é a fração de brilho central do disco espesso em relação ao disco fino. Assim, nosso espaço de parâmetros a ser varrido entre cada imagem simulada, possui 5 dimensões. Os 5 parâmetros livres são:

- $h_{r1}$  - escala de comprimento radial do decaimento exponencial do disco fino,
- $z_{01}$  - escala de altura do decaimento da  $\text{sech}^2$  do disco fino,
- $h_{r2}$  - escala de comprimento radial do decaimento exponencial do disco espesso,
- $z_{02}$  - escala de altura do decaimento da  $\text{sech}^2$  do disco espesso.
- $f$  - fração de brilho entre disco espesso e disco fino,

Neste modelo computacional, o processo de integração da emissividade - na variável  $x'$  ao longo da linha de visada, conforme (3.27) - é implementado com o uso do Método de Romberg para solução de integrais unidimensionais (que será explicado na próxima sessão). No intuito de otimizar o processo, o modelo computacional ainda faz uso da biblioteca OpenMP de paralelização de cálculos em processadores com memória compartilhada. Com isto, o

modelo aumenta sua velocidade de execução quase linearmente com o número de núcleos disponíveis. Este procedimento de paralelização se mostra altamente necessário devido ao grande número de imagens simuladas geradas pelo modelo ao longo do processo de busca de melhor combinação de parâmetros estruturais. Além disto, cada imagem simulada tem um grande número de pixels, até mesmo quando consideramos a restrição da região analisada.

### 3.5 Método de Romberg para solução de integrais unidimensionais

O Método de Romberg [32, 33, 34] é um algoritmo para solução numérica de integrais unidimensionais que envolve um custo computacional bem reduzido, além de ser um método bastante robusto. O método assume que a segunda derivada da função a ser integrada seja limitada e pode ser resumido como o cálculo sucessivo do Método dos Trapézios com sucessivo aumento nas subdivisões do intervalo a ser integrado, e a partir de então calcula-se suas extrapolações de Richardson até se alcançar a precisão desejada.

Suponha que queremos solucionar numericamente a seguinte integral definida  $I$ :

$$I = \int_a^b f(x) dx \quad (3.29)$$

A solução desta integral pode ser obtida pelo Método dos Trapézios se considerarmos  $n$  subdivisões de tamanho  $h$  do intervalo  $[a, b]$  de integração, e se depois somarmos todos os trapézios, exatamente como mostrado na figura 3.3. A área  $A_t$  abaixo da curva  $f(x)$  será dada pela seguinte fórmula

$$A_t = T(m, 1) = h \left[ \frac{1}{2} f(a) + \frac{1}{2} f(b) + \sum_{k=1}^{n-1} f(a + h k) \right] \quad (3.30)$$

de forma que  $h = (b - a)/n$  e  $n = 2^{m-1}$ . Mais adiante ficará claro o motivo de se chamar a área  $A_t$  de  $T(m, 1)$  no Método dos Trapézios.

O erro associado à área (3.30) calculada pelo Método dos Trapézios,

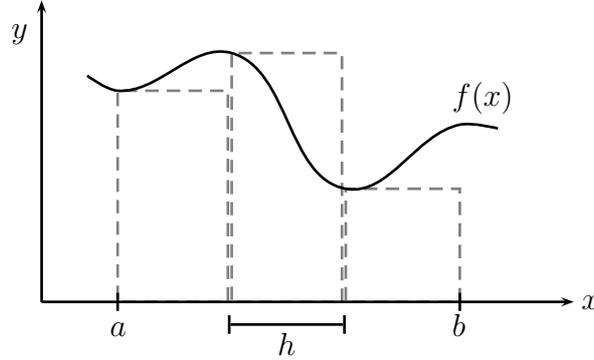


Figura 3.3: Representação da integral de  $f(x)$ , calculada pela equação (3.30) (Método dos Trapézios), com  $n = 3$  no intervalo de integração  $[a, b]$ .

quando se faz  $n$  subdivisões do intervalo  $[a, b]$ , será

$$E_{A_t} = E_{T(m,1)} = \frac{(b-a)^3}{12n^3} \sum_{i=1}^n \frac{\partial^n f(x)}{\partial x^n} \Big|_{x=\xi_i} \quad (3.31)$$

onde  $\xi_i$  é um ponto dentro do domínio  $[a + (i-1)h, a + ih]$ .

A quantidade  $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} \Big|_{x=\xi_i}$  pode ser vista como um valor médio da segunda derivada de  $f(x)$  no intervalo  $[a, b]$  quando fazemos duas divisões no intervalo. Isso nos leva a dizer que o erro  $E_{T(2,1)}$  associado à área  $T(2, 1)$  calculada pelo Método dos trapézios dependerá apenas de  $\frac{(b-a)^2}{2^2}$ , ou seja,  $h^2$ .

$$E_{T(2,1)} = \frac{(b-a)^3}{12(2^2)} \overline{f''(x)} = h^2 (b-a) \overline{f''(x)} = \alpha h^2 \quad (3.32)$$

Assim, à medida que dobramos o número de pontos  $n$  do nosso intervalo, diminuimos  $h$  à metade e conseqüentemente diminuimos o erro  $E_{T(m,1)}$  em um quarto do seu valor anterior. Essa informação pode ser usada para se encontrar uma melhor aproximação da integral e ela é a base da extrapolação de Richardson.

O erro obtido pelo Método dos Trapézios é apenas a primeira ordem de uma série de potências pares obtida pela fórmula de Euler-McLaurin [35]

para o erro total. Ou seja:

$$I = T(m, 1) + \alpha h^2 + \beta h^4 + \gamma h^6 + \dots \quad (3.33)$$

Consideremos então que agora tomamos a metade de subdivisões do intervalo  $[a, b]$ . Assim nosso novo número  $n'$  de subdivisões será:  $n' = n/2 = 2^{m-1}/2 = 2^{(m-1)-1} = 2^{m'-1}$  onde  $m' = m - 1$ . Portanto:

$$I = T(m - 1, 1) + \alpha (2h)^2 + \beta (2h)^4 + \gamma (2h)^6 + \dots \quad (3.34)$$

Se agora multiplicarmos (3.33) por 4 e subtrairmos de (3.34) obtemos:

$$I = T(m, 2) + \beta' h^4 + \gamma' h^6 + \dots \quad (3.35)$$

onde  $\beta', \gamma', \dots$  são novas constantes e

$$T(m, 2) = \frac{4T(m, 1) - T(m - 1, 1)}{3}. \quad (3.36)$$

A expressão de (3.36) corresponde à fórmula de Simpson com  $n = 2^{m-1}$  pontos. Agora  $T(m, 2)$  é a nova área que já engloba o erro estimado do Método dos Trapézios, e por isso se mostra como uma melhor aproximação ao resultado verdadeiro  $I$  da integração. Para englobar os próximos termos precisamos continuar a repetir o processo de se tomar novos  $m' \rightarrow m - 1$  e  $n' \rightarrow n - 1$ .

$$I = T(m - 1, 2) + \beta'(2h)^4 + \gamma'(2h)^6 + \dots \quad (3.37)$$

Multiplicando-se (3.35) por 16 e subtraindo-se (3.37) obtemos:

$$I = T(m, 3) + \gamma'' h^6 + \delta'' h^8 + \dots \quad (3.38)$$

onde  $\gamma'', \delta'', \dots$  são novas constantes e

$$T(m, 3) = \frac{16T(m, 2) - T(m - 1, 2)}{15} \quad (3.39)$$

Vemos que esta agora é uma aproximação melhor para a integral pois seu

erro é da ordem de  $h^6$ , correspondendo à fórmula de Bode. Com este procedimento podemos encontrar numericamente a solução da integral balanceando o número de subdivisões no intervalo de integração, o tamanho das subdivisões e o erro dos resultados até se obter a precisão desejada. Continuando o processo sucessivamente, é fácil perceber que chegaremos à seguinte relação de recorrência:

$$T(m, j + 1) = \frac{4^j T(m, j) - T(m - 1, j)}{4^j - 1} \quad (3.40)$$

fazendo com que o resultado se aproxime cada vez mais da integral

$$I = T(m, j + 1) + \mathcal{O}(h^{2j}) \quad (3.41)$$

onde  $m$  está relacionado com o número de subdivisões do intervalo  $[a, b]$  e  $j$  está relacionado com a ordem do erro englobado ao resultado da expressão de  $T(m, j + 1)$ . De uma forma esquemática, obteremos:

$$\begin{array}{ccccccc} T(1,1) & & & & & & \\ T(2,1) & T(2,2) & & & & & \\ T(3,1) & T(3,2) & T(3,3) & & & & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & & & \\ T(M,1) & T(M,2) & T(M,3) & \cdots & T(M,M) & & \end{array}$$

Para se alcançar a precisão desejada no cálculo da integral, basta calcular cada termo linha a linha e comparar com o anterior. Se a diferença for menor que a precisão desejada, o cálculo é interrompido. Caso contrário, o cálculo prosseguirá.

Comparativamente, o Método de Romberg precisa de um número reduzido de passos (*loops*) para completar o cálculo, mesmo com precisão da ordem de  $10^{-8}$ . Um método otimizado deste tipo é necessário no modelo para fornecer o resultado da integral de brilho superficial em cada pixel da imagem simulada de forma ágil e precisa, para só depois poder comparar com a imagem observada e calcular o  $\chi^2$  resultante.

### 3.5.1 As bibliotecas OpenMP e CFITSIO

A biblioteca OpenMP (Fortran) de cálculos paralelizados com memória compartilhada serve para uso em computadores com processadores de vários núcleos. Programas implementados com esta biblioteca podem utilizar todos os núcleos ao mesmo tempo, o que agiliza cálculos em que os resultados independem de uma ordem sequencial. No nosso modelo, o valor de cada pixel independe do valor de seus vizinhos, apesar de todos os pixels serem determinados pela integral da mesma função (a emissividade). Assim a paralelização se dá no cálculo do valor de cada pixel.

O uso desta biblioteca é bem simplificado em relação a outros mecanismos de paralelização tal como MPI, pois não há a necessidade de criação da interface de paralelização. As instruções de paralelização estão embutidas no compilador adotado (no caso, o gfortran - GNU Fortran). Assim, basta informar no código fonte a região de código a ser paralelizada e os tipos de todas as variáveis (locais ou globais de cada núcleo de processamento).

O CFITSIO (Perl) é uma biblioteca de código aberto e serve para manipulação de imagens no formato “FITS”, tanto para leitura quanto gravação. Com a sua versão criada para a linguagem Perl, fazemos a leitura dos pixels da imagem a ser analisada, do seu header e de todos seus parâmetros. Uma vez lida a imagem podemos então passar para o passo seguinte de comparação aos modelos simulados através do cálculo de  $\chi^2$ .

## 3.6 O cálculo de $\chi^2$

O nosso modelo computacional adota um cálculo de  $\chi^2$  como critério de comparação entre o brilho superficial simulado do disco e a região da imagem observada sob análise. O brilho superficial simulado que tiver o menor valor de  $\chi^2$  associado será, portanto, a melhor solução. Conhecendo-se os parâmetros adotados para se gerar este melhor brilho superficial simulado, teremos então pistas dos parâmetros reais da galáxia analisada, tais como escalas de altura e comprimento dos discos fino e espesso, fração de estrelas presentes no disco espesso em relação ao disco fino e ângulo de inclinação da

galáxia.

O cálculo de  $\chi^2$  é baseado numa soma das diferenças quadráticas pixel a pixel, entre modelo e imagem observada, normalizadas pela imagem observada, computado apenas na região analisada. Ou seja:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{pix}} \sum_{i=1}^{N_{pix}} \frac{\left(I_i - \frac{n_I}{n_M} M_i\right)^2}{I_i} \quad (3.42)$$

onde

- $N_{pix}$  é o número total de pixels na região analisada,
- $M_i$  é a solução da integral do  $i$ -ésimo pixel do modelo,
- $I_i$  é o valor da contagem do  $i$ -ésimo pixel da região analisada na imagem observada, e
- $n_M$  é a soma das soluções das integrais de todos os pixels do modelo (normalização do modelo),
- $n_I$  é a soma das contagens de todos os pixels da região analisada na imagem observada (normalização da imagem).

Só é possível comparar modelo e observação se ambos tiverem seus brilhos superficiais normalizados. Por isso, as somas de todos os pixels (seja  $n_M$ , do modelo, e seja  $n_I$ , da região analisada na imagem observada) servem como tais fatores de normalização na equação (3.42). Assim não precisamos nos preocupar com constantes multiplicativas de conversão entre contagens da imagem observada no formato “FITS” e brilho superficial.

Além disto, no cálculo de  $\chi^2$ , o nosso modelo não considera os pixels da imagem cujas contagens fiquem abaixo de um determinado valor de ruído de céu. Ou seja, utilizando-se a tarefa “imcombine” do *IRAF*, fazemos uma análise de qual a contagem mínima do céu na região comparada e, se um determinado pixel tiver contagem inferior, então este não será utilizado no cálculo de  $\chi^2$ .

## 3.7 Métodos de busca de melhores soluções

A confiabilidade dos valores dos parâmetros estruturais encontrados depende diretamente do método adotado para buscar a combinação que define o melhor brilho superficial simulado. O método adotado precisa ser tal que o tempo de execução não seja demasiadamente longo (por exemplo, meses) nem pode ser excessivamente impreciso. Para isto, o controle de busca precisa ser fino.

O problema resume-se à busca da melhor combinação dos cinco parâmetros ( $h_{r1}$ ,  $z_{01}$ ,  $h_{r2}$ ,  $z_{02}$  e  $f$ ) que descrevem a superfície de brilho simulada que melhor se adequa ao brilho superficial da imagem observada. Essa varredura se dá pela comparação de sucessivas superfícies simuladas nas quais se fixam quatro parâmetros e varia-se apenas o quinto. A cada novo “loop”, outro conjunto de quatro parâmetros tem seus valores fixados e varia-se novamente o quinto, fazendo com que a busca percorra gradativamente todos os cinco parâmetros. A cada “loop”, a estagnação de um dos parâmetros em um determinado valor não implica que este seja o melhor valor daquele parâmetro. Apenas quando todos os parâmetros ficam estagnados simultaneamente é que podemos considerar o caso de obtenção de uma boa solução. As soluções são armazenadas e comparadas. A solução de menor  $\chi^2$  de todas será considerada a melhor solução.

Estas foram as premissas básicas seguidas pelos três métodos testados. Tais métodos foram: Método do Gradiente (ou “Steepest Descendent”), Método de Fletcher-Reeves e Método das “Splines Cúbicas + Força-Bruta”. Explicaremos as três tentativas mas apenas o último se adequou bem ao problema, otimizando tempo de execução e menores valores de  $\chi^2$  em cada aplicação.

### 3.7.1 Método dos Gradientes

Este método baseia-se no cálculo do gradiente de  $\chi^2$  de sucessivas superfícies simuladas, comparadas às respectivas regiões de ajuste nas imagens observadas, sempre em relação a apenas um dos parâmetros estruturais analisados. O gradiente é calculado seguindo a premissa explicada no parágrafo anterior, sendo que primeiro o algoritmo calcula o  $\chi^2$  de uma combinação de referência dos parâmetros, e em seguida recalcula o  $\chi^2$  para sucessivas combinações

onde apenas um dos parâmetros foi alterado por um pequeno valor.

O sinal do gradiente indicará se aquele parâmetro que fora modificado deve sofrer um incremento ou um decréscimo por um valor de passo. Um gradiente negativo de  $\chi^2$  em relação à um parâmetro, implica na necessidade de incremento no valor daquele parâmetro. Um gradiente positivo de  $\chi^2$  em relação à um parâmetro, implica na necessidade de diminuição no valor daquele parâmetro. Desta forma, o algoritmo tende a deslocar a combinação de teste dos parâmetros para próximo da combinação com menor valor de  $\chi^2$ .

O controle do passo é de fundamental importância. Um passo muito pequeno pode resultar num tempo de execução muito longo. Um passo muito grande pode resultar na perda de resolução das soluções quando a combinação de parâmetros estiver próximo da melhor solução, fazendo com que o algoritmo se perca. Esse tipo de busca se caracteriza por uma verdadeira varredura no espaço de parâmetros, criando um povoamento de soluções nesse espaço 5-dimensional. Este controle de passo foi exatamente o problema apresentado neste código, nem sempre obtendo resultados concordantes a cada duas aplicações do algoritmo sobre uma mesma região.

### 3.7.2 Método de Fletcher-Reeves

Este método assemelha-se a outros métodos de gradientes conjugados para solução de mínimos de funções reais do tipo  $f : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ . O grande problema é a combinação inicial, pois para este método funcionar, a condição inicial precisa estar próximo ao mínimo da função.

O método pode ser descrito da seguinte forma: dado um valor inicial de  $x$ , calcula-se o gradiente aplicado sobre este ponto e avalia se o gradiente possui norma menor que determinado  $\epsilon$  (critério de convergência). Se o critério de convergência não for respeitado, o algoritmo calcula a nova direção de deslocamento e o módulo deste deslocamento. Definido o novo ponto no espaço de parâmetros, o algoritmo volta ao teste do critério de convergência e continua o ciclo até que o critério seja respeitado.

O procedimento de determinação da nova direção e módulo do desloca-

mento segue um procedimento de minimização de um termo adicional ao último ponto usado para se buscar o mínimo da função.

A tentativa de aplicação deste método ao nosso problema se mostrou frustrada, pois este método inúmeras vezes encontrou soluções não físicas para o problema (por exemplo, com combinações de parâmetros negativos). Desta forma, este método foi descartado.

### 3.7.3 Método das “Splines Cúbicas + Força-Bruta”

Este método foi idealizado por nós, mas com idéias inspiradas em outros algoritmos de busca. Além disto, o Método das “Splines Cúbicas + Força-Bruta” mostrou-se mais eficaz que os dois primeiros na busca de melhores soluções dos parâmetros estruturais. Com a aplicação deste método encontramos soluções que não só concordavam com o Método dos Gradientes, mas que em muitas vezes resultava em soluções melhores que aquele (ou seja, soluções com menor  $\chi^2$ ).

O algoritmo deste método pode ser explicado da seguinte forma:

1. Inicialmente o modelo lê o arquivo de entrada com os intervalos de valores máximo e mínimo de cada parâmetro. O modelo sorteia valores aleatórios para cada parâmetro dentro do respectivo intervalo de máximo e mínimo;
2. O modelo mantém fixos quatro dos cinco parâmetros. Para o parâmetro não fixado, o modelo toma o intervalo entre seu máximo e mínimo possíveis e, subdivide este intervalo em cinco regiões iguais. Em cada região, o modelo sorteia aleatoriamente um valor a ser assumido pelo parâmetro não fixado (aquele que não fôra fixado);
3. O modelo calcula os valores de  $\chi^2$  para cada uma das combinações de parâmetros (apenas um dos parâmetros varia, e os outros quatro permanecem constantes), totalizando 7 combinações, pois são 5 valores do parâmetro não fixado vindos das cinco regiões de sorteio, adicionados aos valores de máximo e mínimo do respectivo parâmetro não fixado;

4. Usando inicialmente as 7 combinações de parâmetros e respectivos  $\chi^2$ , o modelo cria uma spline cúbica;
5. O modelo calcula o  $\chi^2$  da combinação quando o parâmetro não fixado assume a abscissa do valor mínimo da spline, e testa se a diferença entre  $\chi^2$  e a ordenada do valor da spline neste ponto é pequeno (abaixo de um determinado critério). Se a resposta for “não”, o modelo insere este ponto na spline cúbica e retorna ao passo anterior, forçando a nova spline a incluir neste mínimo. Se ao invés disso a resposta for “sim”, ou seja, a diferença entre  $\chi^2$  e o mínimo da spline cúbica original estiver acima de um critério pré-determinado, então o algoritmo assume que este é o mínimo real, e assim a abscissa do ponto de mínimo da spline será o novo valor para aquele parâmetro. Assim o algoritmo prossegue;
6. O modelo testa se todos os parâmetros foram variados (mantendo fixos os outros quatro), de forma que as splines tenham sido aplicadas a todos os parâmetros. Se a resposta for “não”, então o algoritmo retorna ao passo 2. Se ao contrário, a resposta for “sim”, ou seja, se as splines já tiverem sido aplicadas a todos os parâmetros, então o algoritmo prossegue, encerrando assim um ciclo de splines. Desta forma, teremos os valores dos parâmetros cuja combinação possivelmente represente a melhor solução, ou seja, a solução com o menor  $\chi^2$  (daqui em diante chamado de  $\chi_{min}^2$ );
7. Neste ponto o modelo calcula a média e o desvio padrão dos valores de cada parâmetro, encontrados nos 5 últimos ciclos das splines. O modelo analisa então se o desvio padrão de cada parâmetro fica abaixo de um determinado valor (critério de convergência da solução). Se a resposta for “não”, ou seja, se o desvio padrão para um dado parâmetro for alto, significa que aquele parâmetro ainda não se estabilizou próximo de sua melhor solução, e por isso o programa retorna ao passo 2. Caso contrário, se o desvio padrão de todos os parâmetros forem baixos (abaixo de um determinado critério de convergência), então o modelo pára o procedimento inicial de splines de busca de melhor combinação de parâmetros, e passa ao próximo passo;

	$h_{r1}$	$h_{r2}$	$z_{01}$	$z_{02}$	$frac$
Imagem 1	4.5	9.0	2.8	5.6	1.30
Imagem 2	4.5	9.0	2.8	5.6	0.12
Imagem 3	4.2	7.3	1.4	4.1	0.24
Imagem 4	7.3	4.2	4.1	1.4	4.20

Tabela 3.1: Parâmetros das imagens artificiais criadas para teste do Modelo Computacional.

- Usando a melhor combinação, encontrada no passo anterior, o modelo começa uma busca usando um método vulgarmente chamado de *Força-Bruta*. O modelo varia cada parâmetro com um passo muito pequeno (para mais e para menos) e recalcula o  $\chi^2$  de cada nova combinação, comparando-o com o  $\chi^2$  anterior sem a variação. Se para algum dos parâmetros for encontrado um  $\chi^2$  menor que o já encontrado, o modelo considera esta nova combinação como a melhor solução e recomeça o procedimento de busca por *Força-Bruta*. Caso contrário, se toda a varredura de *Força-Bruta* for feita e não for encontrada outra combinação com menor  $\chi^2$  que o original  $\chi^2_{min}$ , então a combinação original é considerada como a solução final do algoritmo.

Usando a sucessão lógica e a seqüência numérica dos passos acima, podemos representar tal algoritmo esquematicamente através do fluxograma da Figura 3.4.

### 3.8 Testes de eficácia

No intuito de analisar a eficácia em determinar os parâmetros estruturais, elaboramos alguns testes que tiram qualquer dúvida sobre a robustez do Modelo Computacional desenvolvido. Inicialmente, foram criadas imagens simuladas de regiões de discos de galáxias *edge-on* que foram posteriormente analisadas pelo Modelo Computacional da forma como descrita nas seções anteriores. Na Tabela 3.1 apresentamos os valores dos parâmetros com os quais foram criadas as imagens artificiais analisadas para testes do Modelo.

As imagens 1 e 2 apresentam os mesmos parâmetros estruturais mas com

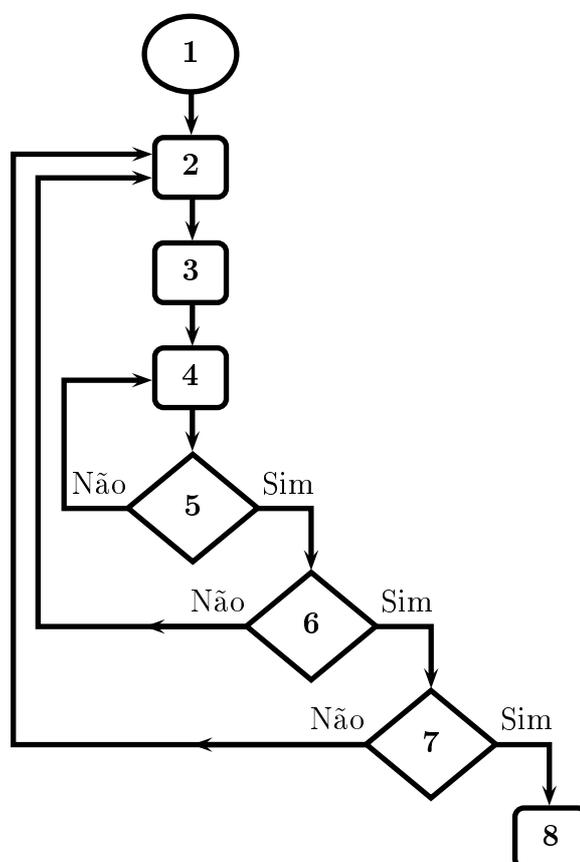


Figura 3.4: Fluxograma representando o algoritmo para busca de melhores soluções através do Método das “Splines Cúbicas + Força-Bruta”

valores diferentes de fração de brilho para testar a eficácia do modelo em distinguir corretamente entre o componente mais brilhante e o menos brilhante em um sistema de disco duplo. Já as imagens 3 e 4 são essencialmente a mesma superfície de brilho artificial. Isso pode ser explicado da seguinte forma: o componente mapeado pelos parâmetros de índice 1 na imagem 3 é o mesmo componente mapeado pelos parâmetros de índice 2 da imagem 4, e o componente mapeado pelos parâmetros de índice 2 na imagem 3 é o mesmo componente mapeado pelos parâmetros de índice 1 da imagem 4. Além disso a fração de brilho da imagem 4 é igual ao inverso da fração de brilho da imagem 3. Isto nos garante que temos a mesma superfície de brilho em cada caso (imagens 3 e 4), e nos permitirá se o modelo consegue achar as soluções corretas para duas superfícies de brilho análogas.

	$h_{r1}$	$h_{r2}$	$z_{01}$	$z_{02}$	$frac$	$\chi^2/pixel$
Imagem 1	4.46	8.95	2.91	5.52	1.32	0.0015
Imagem 2	4.64	9.82	2.90	5.97	0.09	0.0393
Imagem 3	4.33	7.25	1.42	4.13	0.27	0.0301
Imagem 4	7.41	4.24	4.14	1.41	4.30	0.0605

Tabela 3.2: Parâmetros estruturais encontrados pela aplicação do Modelo Computacional sobre as imagens artificiais de teste.

Na Tabela 3.2 podemos ver os resultados finais dos parâmetros estruturais encontrados pelo Modelo Computacional aplicado sobre as imagens de teste. Podemos ver que os valores finais são muito próximos dos parâmetros estruturais adotados para criar tais imagens, com baixos valores finais de  $\chi^2/pixel$ . Assim comprova-se a eficácia do Modelo Computacional em determinar de forma automática os parâmetros estruturais das superfícies de brilho analisadas.

### 3.9 Resultado dos parâmetros estruturais

Ao final do processo de busca, obtivemos uma combinação de parâmetros descrevendo um brilho superficial que melhor se ajusta à região analisada na imagem observada. Conforme explicado na Seção 2.3, o modelo foi aplicado em duas regiões em cada galáxia, uma de cada lado do bojo central. Estas melhores combinações de parâmetros estruturais (de cada região) não são únicas, nem idênticas. Por isso, para determinarmos com maior confiabilidade o melhor valor de cada parâmetro, optamos por um método que calcula os parâmetros a partir do arquivo de saída do procedimento de busca anterior, fazendo uma determinação estatística dos valores de tais parâmetros.

O programa de cálculo dos parâmetros foi desenvolvido como um método de Monte Carlo, baseado na natureza poissônica do ruído da imagem observada. Inicialmente, o programa toma a combinação de parâmetros encontrada previamente pelo método de busca (Subseção 3.7.3) e computa o brilho superficial definido por tais parâmetros. Depois, o programa realiza 100 simulações em cima deste brilho superficial, adicionando um ruído poissônico a cada pixel, nas simulações. Calcula-se então o  $\chi^2$  entre cada uma

das 100 simulações e a região analisada da imagem observada (obviamente tais  $\chi^2$  terão valores maiores que o  $\chi_{min}^2$  da melhor combinação encontrada pelo método de busca de soluções). O programa calcula então o valor médio  $\bar{\chi}^2$  e o desvio padrão  $\sigma_{\chi^2}$  de todos os  $\chi^2$  encontrados.

Agora podemos usar o desvio padrão  $\sigma_{\chi^2}$  para calcular os valores e os erros finais dos parâmetros. Ou seja, o programa vasculha no arquivo de saída do método de busca (Subseção 3.7.3) quais as combinações testadas que apresentavam um  $\chi^2$  entre  $\chi_{min}^2$  e  $\chi_{min}^2 + 2\sigma_{\chi^2}$ . Todas estas combinações apresentam valores de parâmetros estruturais muito próximos da melhor combinação, que é a melhor solução. Por isso, é dentre estas combinações que o programa calcula a média de cada parâmetro (que será o valor final do parâmetro). Ao final, o programa retorna uma tabela contendo os valores dos parâmetros ajustados com o respectivo  $\chi^2/pixel$ , que nada mais é que o  $\chi^2$  dos parâmetros, dividido pelo total de pixels presentes na região de ajuste. Quanto mais baixo for o valor de  $\chi^2/pixel$ , melhor será a aproximação entre brilho superficial definido pelos parâmetros e região analisada da imagem observada.

Este método de Monte Carlo (de adição do ruído poissônico para determinação dos parâmetros) é aplicado a cada região de análise escolhida nas imagens das galáxias da amostra. Assim obtemos duas combinações para os parâmetros estruturais. Os valores finais dos parâmetros estruturais serão nada mais que a média dos valores individuais obtidos em cada região analisada e seus erros são dados como sua distância à média. Em alguns casos, quando as regiões de análise apresentavam mais ruído, aplicamos o modelo uma segunda vez sobre a mesma região a fim de analisarmos novamente. Desta forma, obtivemos três valores para cada parâmetro estrutural. Nestes poucos casos os valores finais dos parâmetros são as médias dos três valores e seus erros são a raiz da dispersão entre as medidas.

No desenvolvimento do modelo computacional optamos por não executar nenhuma limitação no espaço de parâmetros a ser varrido. Assim a fração de brilho *frac* pode ser tanto menor quanto maior que 1. Essa liberdade na fração de brilho é justificável, pois afirmar que um componente tem 0.2 do brilho do outro componente é equivalente a dizer que o outro é 5 vezes mais brilhante que o primeiro. Ou seja,  $0.2 = (1/5)$ . Então, para todos os

Galáxia	$h_{r1}$	$h_{r2}$	$z_{01}$	$z_{02}$	$frac$	$\chi^2/pixel$
ESO 240- G 011	3.49 (0.51)	1.60 (0.33)	0.26 (0.17)	1.82 (0.15)	8.16 (1.32)	1,5627 (0.2330)
NGC 1216	2.60 (0.18)	3.03 (0.09)	0.41 (0.06)	1.42 (0.29)	8.20 (2.90)	1.4679 (0.0295)
2MFGC 03616	3.75 (0.90)	10.43 (2.10)	1.05 (0.33)	3.00 (0.59)	15.61 (1.06)	1.0910 (0.3628)
ESO 597- G 036 (B)	2.28 (0.14)	6.87 (0.32)	3.27 (0.92)	1.74 (0.03)	4.26 (0.46)	1.6003 (0.0126)
ESO 597- G 036 (I)	4.07 (2.42)	4.98 (0.01)	3.34 (0.19)	2.22 (0.11)	4.62 (2.72)	11.5709 (0.9092)
IC 5359 (B)	4.18 (0.30)	— (—)	0.11 (0.05)	— (—)	>100	1.4447 (0.4946)
IC 5359 (I)	4.64 (0.52)	14.43 (1.73)	0.29 (0.22)	1.16 (0.89)	25.45 (11.73)	10.8234 (3.2473)
NGC 705	1.18 (0.16)	1.38 (0.20)	0.22 (0.02)	0.75 (0.05)	2.40 (1.61)	0.3964 (0.1189)
LCSB S0496P	3.66 (0.28)	5.65 (1.00)	0.32 (0.01)	1.47 (0.33)	6.41 (1.39)	0.6023 (0.0605)
ESO 243- G 049	3.00 (0.22)	4.16 (0.33)	1.03 (0.11)	2.79 (0.38)	5.68 (2.33)	0.2051 (0.0229)
ESO 187- G 019	7.52 (0.04)	12.96 (3.74)	1.28 (0.21)	4.15 (0.71)	9.05 (0.98)	0.3440 (0.1039)

Tabela 3.3: Combinações finais de melhores parâmetros estruturais das galáxias da amostra. Entre parênteses aparecem os respectivos erros. Os quatro parâmetros  $h_{r1}$ ,  $h_{r2}$ ,  $z_{01}$ ,  $z_{02}$  estão apresentados em  $kpc$ . Os índices 1 se referem ao componente mais brilhante e índices 2 se referem ao componente menos brilhante. A fração de brilho central ( $frac$ ) está representada em número de vezes que o componente 1 é mais brilhante que o componente 2. Na última coluna aparecem listados as médias de  $\chi^2/pixel$ , e seus respectivos erros.

efeitos, o modelo computacional não identifica efetivamente qual disco (fino ou espesso) está sendo ajustado por qual par de parâmetros,  $(h_{r1}, z_{01})$  ou  $(h_{r2}, z_{02})$ . Assim, até este momento do processo, o índice 1 refere-se ao componente mais brilhante do disco duplo, e o índice 2 refere-se ao componente menos brilhante do disco duplo.

Na Tabela 3.3 apresentamos os valores das melhores combinações de

parâmetros estruturais ( $h_{r1}$ ,  $h_{r2}$ ,  $z_{01}$ ,  $z_{02}$ ,  $frac$ ) e seus respectivos erros, ajustados às galáxias pelo processo de simulação descrito neste capítulo. Nesta tabela o índice 1 sempre se refere ao componente mais brilhante e índice 2 se refere ao componente menos brilhante, exatamente como descrito acima. Aquelas combinações que necessitaram da inversão de índices, obviamente tiveram sua fração de brilho tomada como o inverso da fração original calculada pelo modelo. Além destes valores, a Tabela 3.3 também apresenta as médias de  $\chi^2/pixel$ , calculados para cada região analisada. Os valores de  $\chi^2/pixel$  são maiores justamente para as análises realizadas em imagens no filtro  $I$ , que necessitam de maior tempo de exposição (comparado ao filtro  $B$ ) e que mapeiam populações estelares mais velhas e mais fracas. Portanto, são imagens mais ruidosas e com uma maior dificuldade intrínseca de determinação de parâmetros estruturais pelo modelamento computacional.

Podemos notar que, excetuando-se a galáxia ESO 597- G 036, todas as outras apresentaram o mesmo comportamento: o componente mais brilhante (ajustado pelo índice 1) apresenta sempre uma escala de altura menor que a escala de altura do componente menos brilhante (ajustado pelo índice 2). Ou seja, notamos na Tabela 3.3 que geralmente  $z_{01} < z_{02}$ , excetuando-se em ESO 597- G 036. Assim, como era de se esperar, o componente mais brilhante geralmente se refere ao disco fino, e o componente menos brilhante geralmente se refere ao disco espesso. Isso se justifica pelo fato do disco fino ser em geral mais compacto que o disco espesso (com menor escala de altura) e conseqüentemente mais brilhante.

Desta forma, só ao final da aplicação do modelo e depois de analisarmos a escala de altura, poderemos determinar qual é o disco fino e qual o disco espesso. Se uma dada galáxia apresenta  $z_{01}$  menor que  $z_{02}$ , então o índice 1 se refere a disco fino e índice 2 se refere a disco espesso. Ou de forma contrária, se uma galáxia apresenta  $z_{01}$  maior que  $z_{02}$ , então o índice 1 se refere a disco espesso e índice 2 se refere a disco fino. No Capítulo 5, os valores finais seguirão a regra de índice 1 referindo-se a disco fino e índice 2 referindo-se a disco espesso.

### 3.10 Ilustração representativa da simulação

Na Figura 3.5 apresentamos uma imagem de exemplo, a fim de ilustrar a qualidade do ajuste final do modelo computacional. Para isto apresentamos a superposição entre o brilho superficial simulado (definido pela melhor combinação de parâmetros, encontrada da forma descrita acima) e a região analisada da imagem observada, para o caso da galáxia **ESO 243- G 049**.

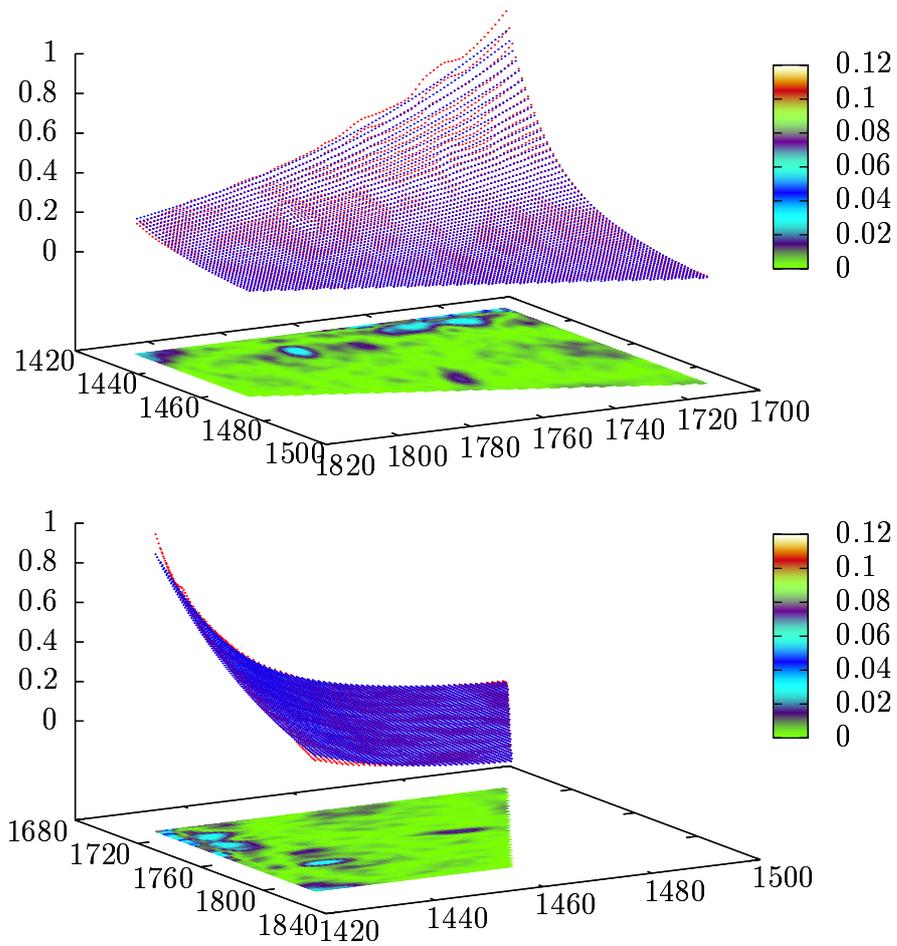


Figura 3.5: Melhor simulação (pontos azuis) versus região analisada da imagem observada (pontos vermelhos) da galáxia ESO 243- G 49. Na base do gráfico (plano  $xy$ ) aparece o módulo da diferença entre as duas superfícies, com a respectiva escala. Na figura, ambas as regiões estão normalizadas pelas contagens totais de seus pixels e escalonadas para o pixel de maior valor na região analisada da imagem observada.

## Capítulo 4

# Densidades Superficiais de Grupos e Aglomerados

A determinação de densidades ambientais, dos grupos e aglomerados desta tese, se deu através da análise de catálogos existentes.

### 4.1 Catálogo APM

O catálogo APM (Automatic Plate Measuring) recebeu este nome por se caracterizar como um grande projeto de digitalização de placas fotográficas. O sistema de digitalização era composto por um microdensitômetro a *laser*, associado a um computador dedicado exclusivamente ao processamento da leitura das placas. As placas fotográficas digitalizadas neste projeto foram principalmente as do telescópio UKST (UK Schmidt Telescope).

O UKST é um telescópio de mapeamento (*survey telescope*) situado no Observatório Siding Spring, na Austrália. Este telescópio observou objetos com declinações entre  $-17^\circ$  e  $-90^\circ$ . Ele possui espelho primário de 1.24m de diâmetro, com amplo campo de visão (*field of view*) de  $6.6^\circ \times 6.6^\circ$ , tendo sido comissionado em 1973 (anterior à era dos dispositivos de carga acoplado - CCDs). Cada placa fotográfica digitalizada possuía dimensões de  $356 \times 356$ mm. Sua tarefa original era cumprir o primeiro *survey* de observação sistemática do Hemisfério Sul Celeste na banda *B*, completado ainda na década de 1980. Posteriormente o projeto foi expandido a outras

bandas (já finalizadas) e atualmente se destina ao projeto australiano 6dF (6-degree Field) de observação espectroscópica com fibras multi-objeto, no óptico. Além deste telescópio, o projeto APM também realizou, em menor quantidade, a digitalização de placas fotográficas advindas de vários outros telescópios. Um destes telescópios foi o Palomar Schmidt (de 1.22m de diâmetro), do Observatório Palomar, nos Estados Unidos. Este telescópio contribuiu para o programa POSS1 (Palomar Observatory Sky Survey) de mapeamento do céu para objetos com declinações (DEC) entre  $+90^\circ$  e  $-27^\circ$ , ou seja, mapeou principalmente objetos vistos do Hemisfério Norte Celeste. Desta forma os dois *surveys* foram complementares e juntos mapearam todo o céu em bandas similares (ambos em  $B$  e  $R$ ).

Portanto, o Catálogo APM se apresenta como a conversão destas placas fotográficas em extensas tabelas de informações sobre os objetos nelas encontrados. As informações mais importantes para a determinação de densidades superficiais, contidas nestas tabelas, são: (i) posições dos objetos em ascensão reta (RA) e declinação (DEC); (ii) magnitude aparente; (iii) classe de brilho (ou tipo de objeto), indicando se são objetos estelares, ruído, objeto não-estelar ou fusão de objetos; (iv) “sigma”, que define quão diferente o objeto se apresenta em relação a um objeto estelar; e (v) características morfológicas (semi-eixo maior, elipticidade e ângulo de posição). Todas as informações anteriores são dadas nas diferentes bandas ( $R$  e  $B$ ). Atualmente as tabelas com informações dos objetos do Catálogo APM encontram-se disponíveis online na internet em <http://www.ast.cam.ac.uk/~apmcat/> podendo ser acessadas livremente. Ambos os catálogos (Hemisfério Norte e Hemisfério Sul) usam as placas em  $R$  como referência, sendo as placas em  $B$  usadas como placas de comparação. Portanto, usaremos a banda  $R$  para nossa análise.

As informações mais relevantes das tabelas do Catálogo APM, para seleção de objetos que contribuem no cálculo das densidades superficiais, são: a classe de brilho e a magnitude aparente. A classe de brilho determinará se os objetos encontrados são galáxias ou não. Isso possibilitará excluirmos dos cálculos de densidade todos os objetos espúrios (estrelas, ruído, etc.) presentes nas tabelas do Catálogo APM. A magnitude aparente limitará em distância, e de forma estatística, todos os objetos que serão usados nos cál-

culos de densidade. Isso nos possibilitará excluir estatisticamente os objetos de fundo (em relação ao grupo/aglomerado em questão).

Primeiramente acessamos o Catálogo APM online e, para cada galáxia da amostra, buscamos regiões de tamanho angular entre  $4^\circ$  e  $6^\circ$ , centradas nestes objetos. O amplo tamanho destas regiões nos garante maior confiabilidade na determinação da densidade ambiental.

As coordenadas equatoriais celestes (RA e DEC) das galáxias analisadas foram obtidas no NED (Nasa Extragalactic Database) conforme a Tabela 2.1. A fim de descontar qualquer diferença de coordenadas entre os valores registrados pelo NED e pelo Catálogo APM, fizemos a identificação individual de cada galáxia da amostra no catálogo, da seguinte forma:

- inicialmente fizemos uma busca automatizada no Catálogo APM por objetos próximos das coordenadas indicadas pelo NED (também utilizando equinócio J2000 como referência), resultando numa lista de objetos candidatos a serem a galáxia em questão,
- depois fizemos a checagem individualizada de cada candidato usando o mecanismo de busca no próprio *site* do Catálogo APM, o que permite ver uma imagem esquemática da região solicitada, centrada em cada candidato,
- por último, comparamos a imagem esquemática com a imagem real (no NED) do grupo/aglomerado ao qual a referida galáxia pertence.

Assim, comparando o desvio na posição entre as coordenadas reais (NED) e coordenadas levemente deslocadas (APM) das galáxias, pudemos calcular as coordenadas deslocadas do centro do grupo/aglomerado no Catálogo APM, de forma que quando havia alguma diferença entre NED e APM, essa diferença foi descontada nas análises subsequentes para localização do centro do grupo/aglomerado, e para determinação de densidades superficiais.

A busca por objetos no Catálogo APM foi feita levando-se em conta não só a proximidade com o centro dos grupos/aglomerados mas também considerando uma magnitude absoluta limite  $M_R^*$  (na banda  $R$ ) para a definição do módulo de distância, definida pela Função de Luminosidade de Schechter, como descrito nas próximas subseções.

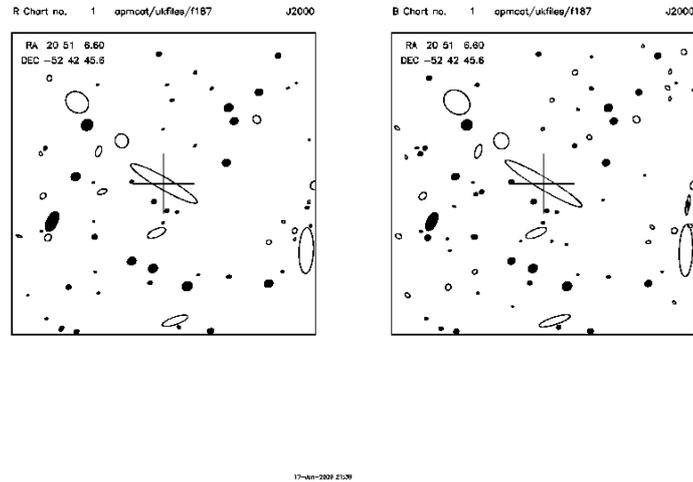


Figura 4.1: Imagem esquemática obtida no site do Catálogo APM, centrada na galáxia ESO 187- G 019, com campo de  $5' \times 5'$ . As imagens são baseadas nas placas de bandas  $R$  (à esquerda) e  $B$  (à direita). Coordenadas da galáxia no Catálogo APM: RA=20h51m06.6s, DEC=-52d42m45.6s.

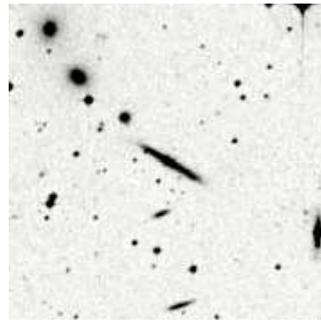


Figura 4.2: Imagem de exemplo, obtida no NED, centrada na mesma galáxia ESO 187- G 019, com campo de  $5' \times 5'$ , na banda  $IIIaJ$  (4680). Coordenadas da galáxia registradas no NED: RA=20h51m06.5s, DEC=-52d42m45s.

## 4.2 Função de Luminosidade de Schechter

Uma função de luminosidade usual expressa a quantidade de objetos (galáxias ou estrelas) por intervalo de luminosidade. A Função de Schechter [36] segue a mesma lógica e expressa a forma como a densidade de galáxias (por intervalo de luminosidade) varia à medida que se aumenta a luminosidade das galáxias consideradas. Esta expressão foi proposta por Paul Schechter como uma aproximação para a função de luminosidade de galáxias de campo, mas que depois se mostrou válida para outros casos. Considerando uma dada magnitude absoluta  $M$ , o número de galáxias com esta magnitude (contidas em um volume  $V$ ) estará intimamente relacionado com a distribuição espacial destas galáxias. Como bem se sabe, as galáxias não são distribuídas espacialmente de maneira uniforme, quando se analisa a estrutura em larga escala do Universo, devido às grandes estruturas existentes. Desta forma, para obtermos uma boa estimativa do número de galáxias  $\phi(M) dM$  contidas num dado volume, precisamos descontar essa dependência espacial.

A Função de Schechter pode ser definida em termos da luminosidade intrínseca das galáxias como:

$$\phi(L) dL = \left(\frac{\phi^*}{L^*}\right) \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) dL \quad (4.1)$$

onde  $\phi(L) dL$  é a densidade numérica de galáxias no intervalo de luminosidades entre  $L$  e  $L + dL$ ,  $\phi^*$  é uma constante de proporcionalidade da densidade espacial de galáxias,  $L^*$  é a luminosidade característica que define a transição de comportamento (correspondente a uma magnitude absoluta  $M^*$ ), e  $\alpha$  é um parâmetro associado à forma (ou *slope*) da função. Nesta função os parâmetros  $\phi^*$ ,  $L^*$  e  $\alpha$  são ajustados de acordo com as observações. Para luminosidades  $L > L^*$  temos um comportamento exponencial. E para luminosidades  $L < L^*$  temos um comportamento como lei de potência. Na Figura 4.3 podemos ver como se dá a dependência da Função de Luminosidade de Schechter com o parâmetro  $\alpha$ , para sucessivos valores deste parâmetro.

A Função de Schechter pode ser reescrita em termos de magnitude abso-

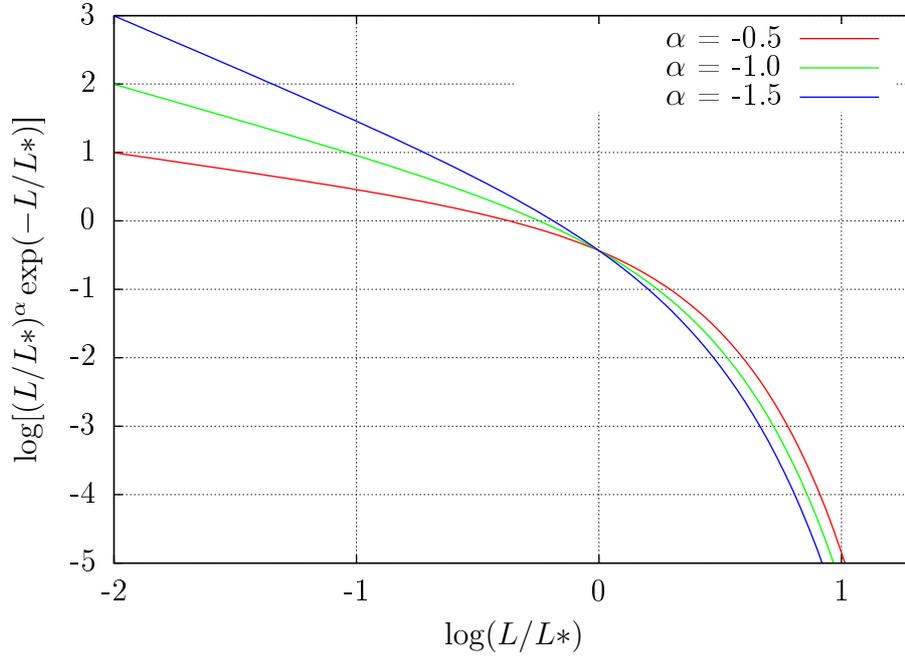


Figura 4.3: Gráfico da Função de Luminosidade de Schechter para diferentes valores de  $\alpha$ , considerando  $\phi^* = L^* = 1$ .

luta da seguinte forma:

$$\phi(M) dM = (0.4 \ln(10)) \phi^* 10^{0.4(\alpha+1)(M^*-M)} \exp(10^{0.4(M^*-M)}) dM \quad (4.2)$$

onde  $\phi^*$  define a normalização geral da densidade de galáxias (número por unidade de volume) e  $M^*$  é a magnitude absoluta associada a luminosidade  $L^*$ .

#### 4.2.1 Corte em magnitude no Catálogo APM

O processo de busca de objetos precisa então ser limitado não só pelas informações contidas no Catálogo APM (procurando por objetos com perfil de brilho diferente de estrelas ou puro ruído) mas também precisa ser limitado em magnitude.

Antes de introduzirmos o corte em magnitude, vamos imaginar o seguinte caso: seja um aglomerado de galáxias hipotético, projetado no plano do

céu, com um perfil de densidade  $\rho(r)$ . O número total de galáxias neste aglomerado, internas a um raio  $R$ , pode ser dado por:

$$N_T(\leq R) = \int_0^R 2\pi r \rho(r) dr. \quad (4.3)$$

Seja então  $\Phi(r, L)$  a função de luminosidade das galáxias deste aglomerado. Então  $\Phi(r, L)$  representa a densidade de galáxias em uma dada posição e com uma dada luminosidade. Ou seja:

$$\Phi(r, L) = \frac{dN(r, L)}{dA dL}, \quad (4.4)$$

de forma que a densidade  $\rho(r)$  será dada por:

$$\rho(r) = \int_0^\infty \Phi(r, L) dL. \quad (4.5)$$

Podemos reescrever a Equação (4.3) como sendo:

$$N_T(\leq R) = \int_0^R 2\pi r \int_0^\infty \Phi(r, L) dL dr. \quad (4.6)$$

Agora se assumirmos que a forma da função de luminosidade é universal, e descrita pela função  $\phi(L)$ , temos então que

$$\Phi(r, L) = \Phi^*(r) \phi(L). \quad (4.7)$$

Assim a dependência espacial da densidade de galáxias pode ser determinada pela normalização da função  $\Phi(r, L)$ . Logo, podemos reescrever a Equação (4.6) como

$$N_T(\leq R) = \int_0^R 2\pi r \Phi^*(r) dr \int_0^\infty \phi(L) dL. \quad (4.8)$$

Agora consideremos  $\phi(L)$  como a distribuição de probabilidade que descreve qual será a luminosidade  $L$  de uma galáxia escolhida aleatoriamente.

Dessa forma, ao normalizarmos esta distribuição de probabilidades, teremos

$$\int_0^{\infty} \phi(L) dL = 1, \quad (4.9)$$

e assim poderemos recuperar a Equação (4.3), considerando  $\Phi^*(r) = \rho(r)$ . Mais adiante consideraremos o caso em que  $\phi(L)$  passa a ser a Função de Schechter.

Na prática, nunca conseguiremos recuperar a contagem total  $N_T(\leq R)$  no interior do aglomerado de galáxias, pois há um limite inferior de luminosidade mínima para amostrar as galáxias:

$$N(\leq R) = \int_0^R 2\pi r \Phi^*(r) dr \int_{L_{min}(d)}^{\infty} \phi(L) dL. \quad (4.10)$$

Na expressão acima, suprimimos o índice  $T$  a fim de explicitar que agora o cálculo resulta no número observado  $N$  e não mais no número total real  $N_T$  de galáxias descrito anteriormente. O limite de luminosidade mínima  $M_{min}(d)$  depende da distância  $d$  ao aglomerado pela relação usual entre fluxo e luminosidade, ou seja:

$$L_{min}(d) = 4\pi d^2 F_{min} \quad (4.11)$$

onde  $F_{min}$  é o fluxo mínimo de inclusão de uma galáxia entre o conjunto de galáxias observadas no aglomerado hipotético. Podemos associar a ele uma magnitude mínima pela expressão usual da magnitude aparente, ou seja:

$$m_{min} = -2.5 \log(F_{min}) + PZ \quad (4.12)$$

onde  $PZ$  é o ponto zero da escala de magnitude em questão.

É importante esclarecer que a inclusão de um limite inferior na integral da Equação (4.10) introduz um forte viés nas estimativas de densidade média de galáxias dentro do aglomerado:

$$\rho = \frac{N(\leq R)}{\pi R^2}. \quad (4.13)$$

Agora, considere o caso de dois aglomerados idênticos ( $A$  e  $B$ ), descritos pelo mesmo perfil de densidade  $\rho(r)$  e pela mesma função de luminosidade  $\phi(L)$ . Se a distância ao aglomerado  $A$  é  $d_A$  e a distância ao aglomerado  $B$  é o dobro ( $d_B = 2d_A$ ), então teremos:

$$\frac{\rho_A}{\rho_B} = \frac{\int_{L_{min}(d_A)}^{\infty} \phi(L) dL}{\int_{L_{min}(d_B)}^{\infty} \phi(L) dL} > 1 \quad (4.14)$$

A fim de corrigir este viés, podemos simplesmente impor um mesmo limite inferior em luminosidade para os dois aglomerados se assumirmos, por exemplo, que:

$$L_{min} = \max [L_{min}(d_A), L_{min}(d_B)] = L_{min}(d_B) \quad (4.15)$$

pois neste caso se  $d_B = 2d_A$  então  $L_{min}(d_B) = 4L_{min}(d_A)$ .

No entanto, é natural que a completeza de uma amostra decaia suavemente quando o fluxo se aproxima de  $F_{min}$ . Ou seja, uma amostra de galáxias não estará totalmente completa mesmo quando  $F > F_{min}$ . Logo, ao invés de se escolher um limite inferior em  $L$  igual ao imposto pelo conjunto de aglomerado mais distante  $B$ , podemos escolher um limite maior ainda, de forma a evitar a incompleteza da amostra.

Então, no caso em que  $\phi(L)$  é igual a Função de Schechter, podemos escolher  $L_{min} = L^*$ . Ou ainda,  $L_{min} = 10^{-0.4} L^*$ , de forma que o corte em magnitude absoluta seja igual a  $M^* + 1$ .

A escolha de um mesmo limite  $L_{min}$  de corte (para o cálculo das densidades) significa que o limite em fluxo será variável de um aglomerado para o outro. No caso de um corte  $L_{min} = L^*$  a mesma Equação (4.11) nos indica que o corte correspondente em fluxo será

$$F_{cut} > \frac{L^*}{4\pi d^2}. \quad (4.16)$$

Esta expressão caracteriza corretamente o corte aplicado para cálculo de densidades, desde que  $F_{cut} > F_{min}$ . Assim, aglomerados mais distantes terão  $F_{cut}$  menor, ou seja, terão a amostra cortada em magnitudes mais tênues

antes de calcular a densidade.

Existe ainda outro viés importante na determinação de densidades médias do aglomerado hipotético: os objetos de fundo. Tal aglomerado não está isolado numa dada direção do céu mas, ao contrário, está sobreposto às galáxias de campo (tanto as situadas a distâncias menores quanto a distâncias maiores que a distância ao aglomerado). Portanto, haverá um limite em raio  $R$  a partir do qual a densidade de galáxias pertencentes ao aglomerado será muito pequena comparada à densidade areal de objetos de campo. Esse limite, naturalmente, poderia ser usado como critério para escolher o raio  $R$  interior ao qual vamos estimar a densidade de galáxias do aglomerado hipotético. Apesar disto, preferimos adotar os valores obtidos na literatura para os raios dos grupos/aglomerados de nossa amostra. Ainda assim, subtrair a densidade de campo é fundamental. Por isso, na Seção 4.4 explicamos o motivo de se adotar o contraste de densidades.

Agora, usaremos a luminosidade  $L^*$  como a luminosidade de corte das galáxias de campo (ou sua magnitude absoluta  $M^*$  associada). Considerando-se uma galáxia de campo com magnitude absoluta limite na banda  $R$  igual a  $M_R^*$ , podemos considerar sua magnitude aparente  $R^*$  e assim calculamos seu módulo de distância em  $Mpc$  como sendo:

$$\begin{aligned} R^* - M_R^* &= 5 \log [d(pc)] - 5 = \\ &= 5 \log [10^6 d(Mpc)] - 5 = \\ &= 5 \log [d(Mpc)] + 25 \end{aligned}$$

$$R^* = M_R^* + 5 \log [d(Mpc)] + 25 \quad (4.17)$$

No cálculo de densidades superficiais, foram excluídos todos os objetos do catálogo que apresentassem magnitude aparente em  $R$  superior a  $R^*$ , ou seja:

$$R > M_R^* + 5 \log [d(Mpc)] + 25, \quad (4.18)$$

onde  $d$  é a distância ao grupo/aglomerado medida em  $Mpc$ . Portanto, no cálculo de densidades superficiais, nós desconsideramos galáxias do Catálogo APM projetadas na posição do grupo/aglomerado analisado mas que apre-

sentassem  $L < L^*$ . Ao mesmo tempo estamos excluindo galáxias situadas a distância muito maiores que o grupo/aglomerado (que precisariam apresentar  $L \gg L^*$  para serem observadas).

Além disso, também foram desconsiderados objetos que apresentassem magnitude aparente  $R < 5 \text{ mag}$  para garantirmos que não estamos incluindo objetos muito próximos.

### 4.3 Densidades superficiais

Apenas os objetos selecionados da forma descrita acima são utilizados no cálculo das densidades e, para tal, criamos um pequeno *script*. Primeiramente calcula-se a média da posição de todos os objetos selecionados ( $RA_{medio}$  e  $DEC_{medio}$ ). Esta média serve para se saber um centro aproximado da região analisada e para determinarmos um raio efetivo da região analisada na placa. Assim, com o raio efetivo, podemos calcular o ângulo sólido total correspondente à região.

Depois, o algoritmo percorre novamente toda a lista de objetos selecionados para avaliar quais se encontram próximos ao centro do grupo/aglomerado analisado. O algoritmo calcula a distância angular  $\theta$  do objeto ao centro do grupo/aglomerado da seguinte forma:

$$\theta = \arccos \left[ \sin(DEC) \sin(DEC_{g/a}) + \cos(DEC) \cos(DEC_{g/a}) \cos(RA - RA_{g/a}) \right] \quad (4.19)$$

onde  $RA$  e  $DEC$  são ascensão reta e declinação do objeto selecionado no catálogo,  $RA_{g/a}$  e  $DEC_{g/a}$  são a ascensão reta e declinação do centro do grupo/aglomerado analisado e, todas estas coordenadas estão descritas em radianos. Esta distância angular é usada como referência para saber em qual dos sucessivos anéis (explicados a seguir) se encontram os objetos selecionados no catálogo.

As densidades foram calculadas tomando a contagem de todos os objetos selecionados em magnitude, internos a um dado raio, e dividindo tal contagem pela área angular determinada por este raio, da mesma forma como

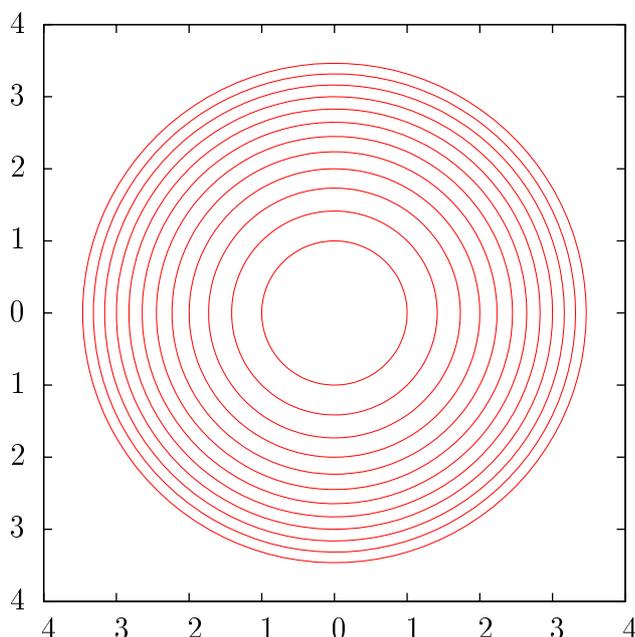


Figura 4.4: Exemplo de 12 sucessivos círculos onde cada anel tem área igual ao anterior acrescido da área do círculo mais interno.

na Equação (4.13). Ou seja,

$$\rho = \frac{N(r)}{\pi r^2} \quad (4.20)$$

onde  $N(r)$  é o número de objetos existentes (contagem) no círculo de raio  $r$ .

Assim o algoritmo considera sucessivos raios e calcula a densidade a cada raio. Este cálculo da densidade foi pensado de forma que cada raio considerado aumente cada vez mais suavemente a medida que se distancia do centro do grupo/aglomerado. Para isto, o mecanismo pensado foi o de incrementar a área de cada círculo sempre com o mesmo valor (a área do círculo mais interno). Desta forma, teremos sucessivos raios como na Figura 4.4.

A área de um círculo  $n$  será  $A_n = \pi r_n^2$ . Se considerarmos  $r_n = \sqrt{n} r_1$ , teremos  $A_n = \pi n r_1^2$ . Ou ainda,  $A_{n-1} = \pi (n-1) r_1^2$ . Assim, com esta expressão de  $r_n$ , podemos garantir que cada círculo aumenta de área acrescentando a área

Galáxia	Grupos/ Aglomerados	Diâmetro ( <i>arcmin</i> )	População
NGC 1216	HCG023	3.6	5
2MFGC 03616	HCG028	1.2	3
ESO 597- G 036	HCG087	1.5	3
IC 5359	HCG097	5.2	5
NGC 705	Abell0262	211	105 (2)
LCSB S0496P	Abell0419	20	(0)
ESO 243- G 049	Abell2877	26.9	94 (2)
ESO 187- G 019	Abell3716	66	(1)

Tabela 4.1: Diâmetros dos grupos/aglomerados da amostra. A última coluna mostra a população total de galáxias que constitui cada grupo/aglomerado. Entre parênteses aparece a Classe de Riqueza (Richness Class) de aglomerados Abell, quando não há contagem populacional disponível, conforme definido em [37]. Fonte: Nasa Extragalactic Database - NED

do círculo mais interno ao círculo anterior. Ou seja,

$$\begin{aligned}
 A_n - A_{n-1} &= \pi n r_1^2 - \pi (n-1) r_1^2 = \pi r_1^2 \\
 A_n &= A_{n-1} + \pi r_1^2
 \end{aligned}
 \tag{4.21}$$

Se o primeiro círculo for suficientemente pequeno, podemos garantir que nas regiões mais afastadas do centro do grupo/aglomerado os círculos aumentarão tão suavemente que ficará mais fácil detectar as regiões de transição entre grupo/aglomerado e o campo.

Assim, é possível calcular a densidade em cada raio, pela Equação (4.20) onde o raio do  $n$ -ésimo círculo é dado por  $r_n = \sqrt{n} r_1$ .

O cálculo das densidades de campo também seguem a Equação (4.20), mas neste caso desconta-se em  $N(r)$  a contagem das galáxias do grupo/aglomerado, e subtrai-se o seu tamanho angular do denominador (calculando portanto uma densidade em anel, com raio interno igual ao raio do grupo/aglomerado),

como na seguinte expressão:

$$\rho_{campo} = \frac{N(r) - N(r_{g/a})}{\pi (r^2 - r_{g/a}^2)} \quad (4.22)$$

onde  $N(r)$  é a contagem de objetos dentro de um dado raio  $r$  de amostragem e  $N(r_{g/a})$  é o total de objetos dentro do raio  $r_{g/a}$ , que encerra o grupo/aglomerado. Assim, na Equação (4.22),  $r$  será o raio efetivo da região analisada de cada grupo/aglomerado nas placas do Catálogo APM, conforme descrito no início desta Seção 4.3.

Os diâmetros (em *arcmin*) e a quantidade de objetos (população) dos grupos e aglomerados aparecem listados na Tabela 4.1, conforme catalogado no Nasa Extragalactic Database (NED).

Desta forma, podemos criar os gráficos a seguir, para as densidades radiais, nos quais:

- a linha vermelha é a densidade radial cumulativa, como definida na Equação (4.20),
- a linha rosa (crescente) indica a contagem cumulativa de objetos até o respectivo raio,
- a linha azul (horizontal) representa a densidade média do campo (calculada desprezando as contagens internas ao raio do centro/aglomerado, como na Equação (4.22)),
- a linha verde (vertical) marca o tamanho angular do grupo/aglomerado em questão, conforme a Tabela 4.1.

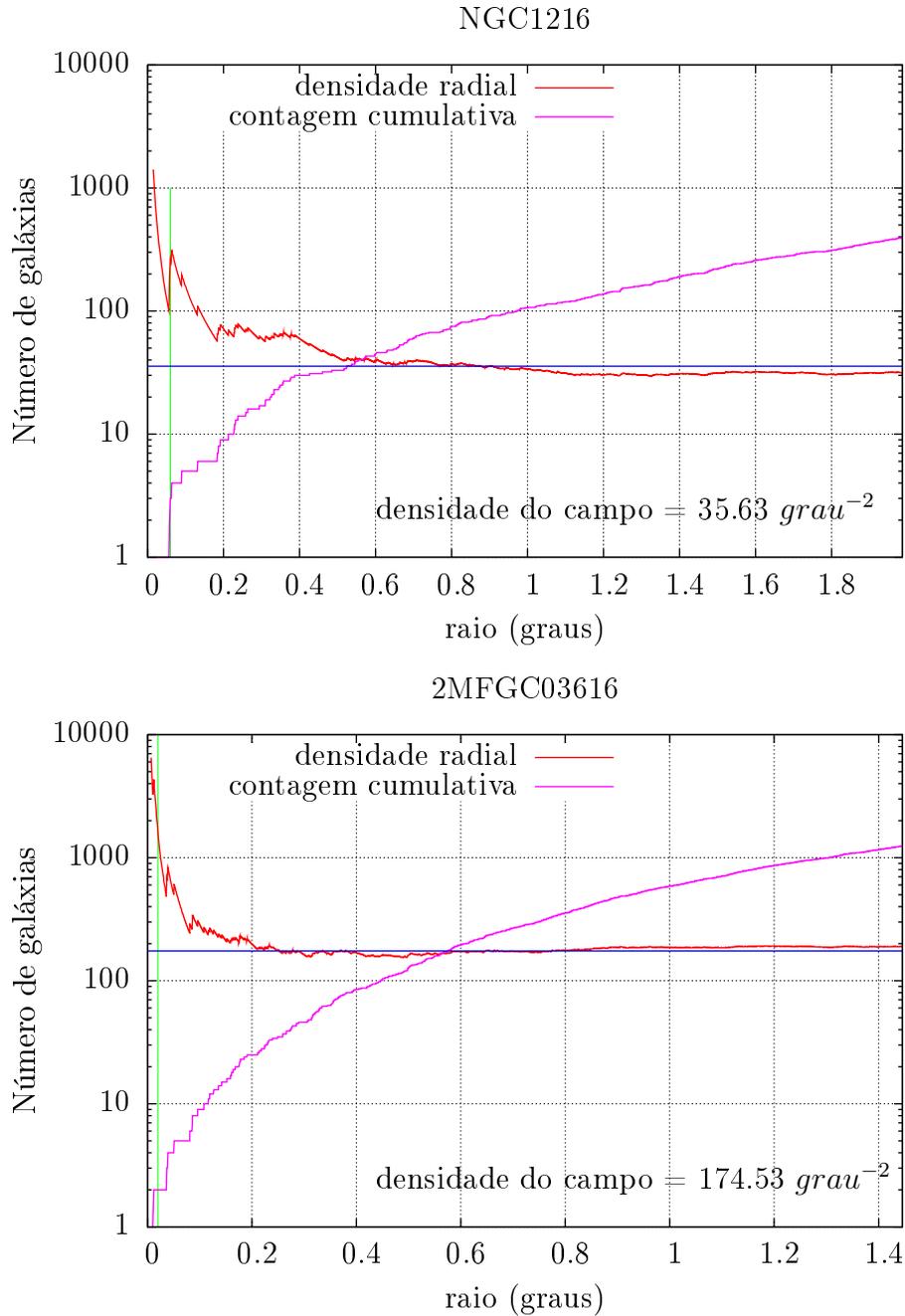


Figura 4.5: Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos grupos compactos de Hickson (verde), para os casos de HCG023 (NGC1216) e HCG028 (2MFGC03616).

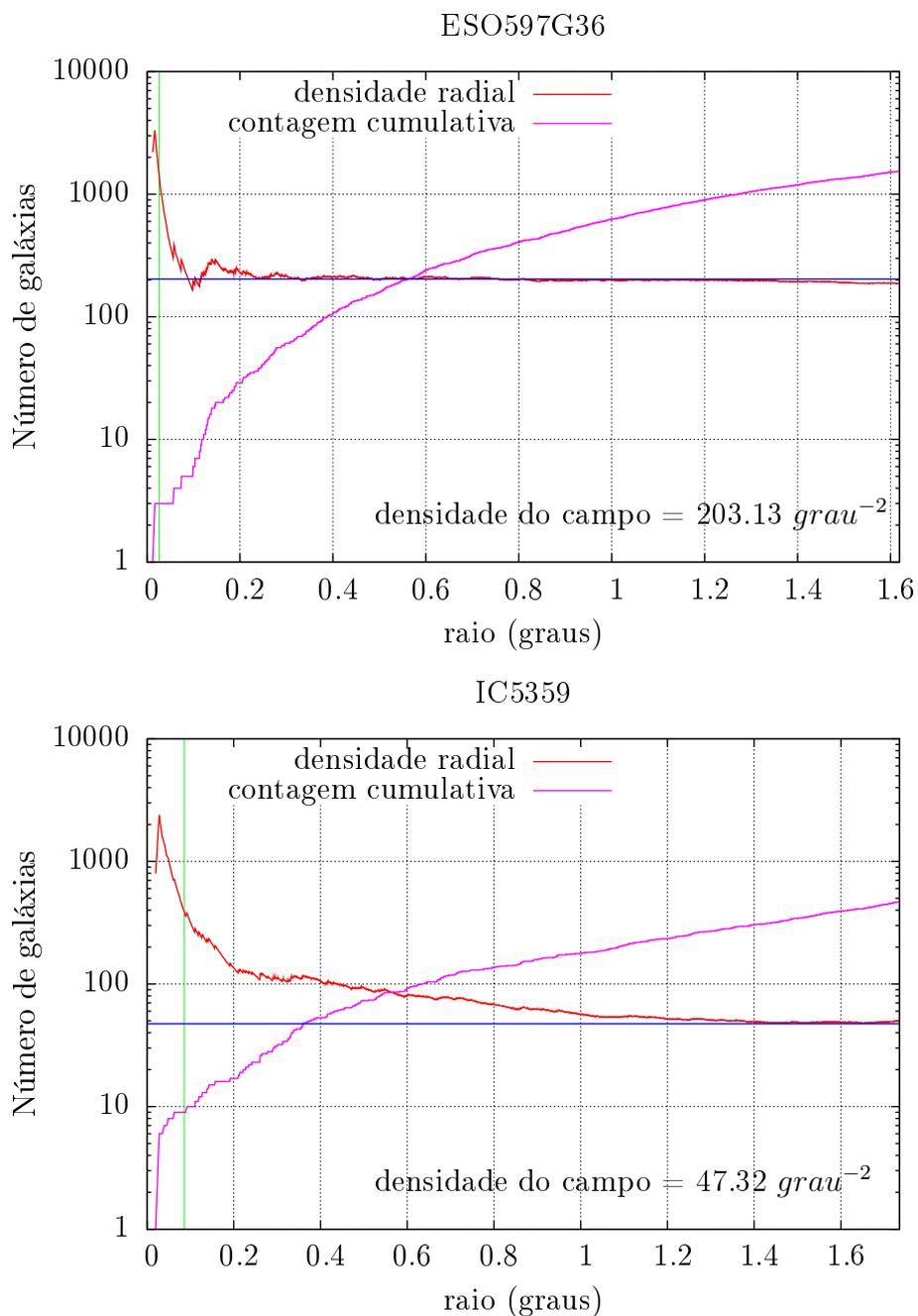


Figura 4.6: Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos grupos compactos de Hickson (verde), para os casos de HCG087 (ESO597G36) e HCG097 (IC5359).

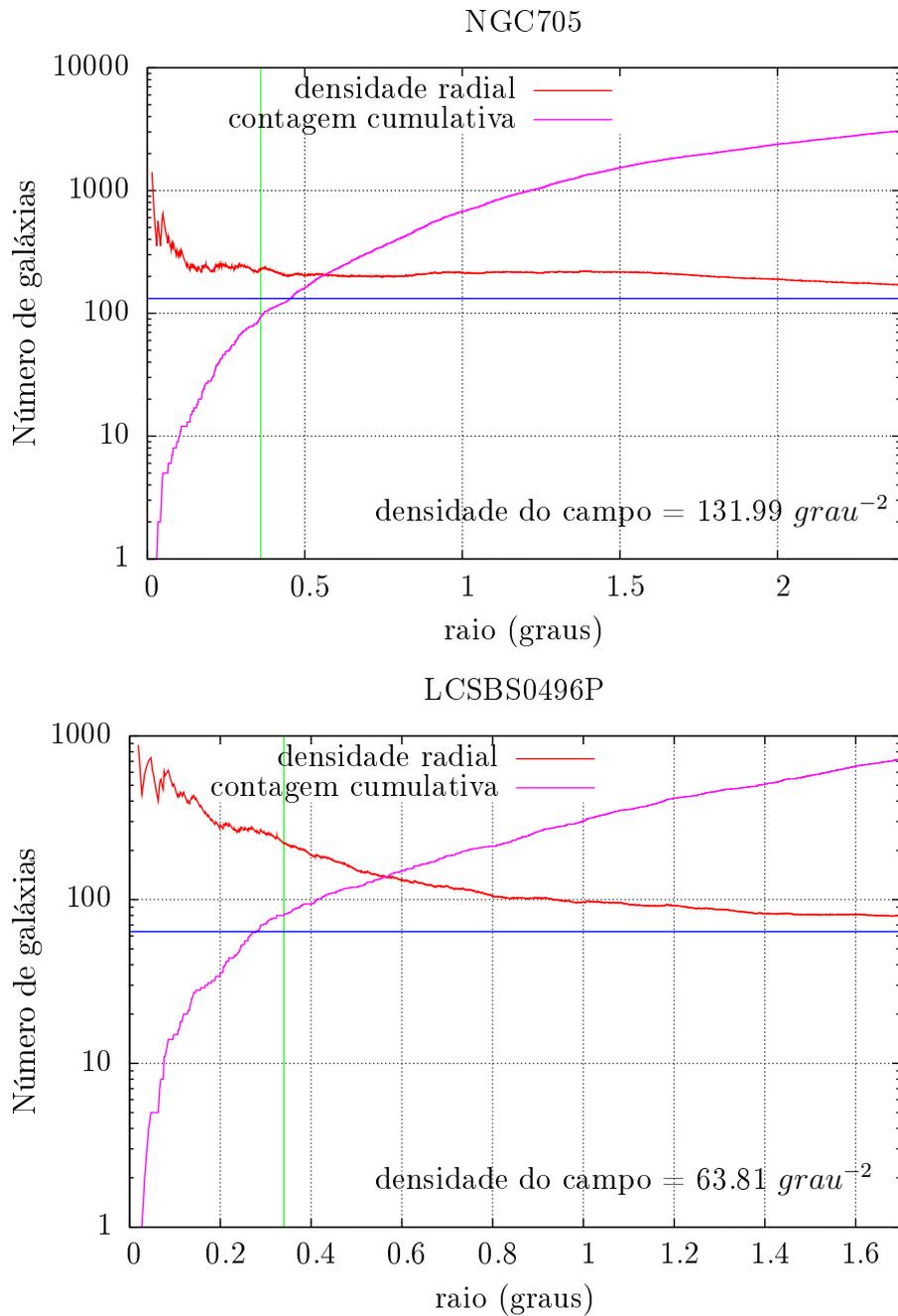


Figura 4.7: Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos aglomerados Abell (verde), para os casos de Abell0262 (NGC705) e Abell0419 (LCSBS0496).

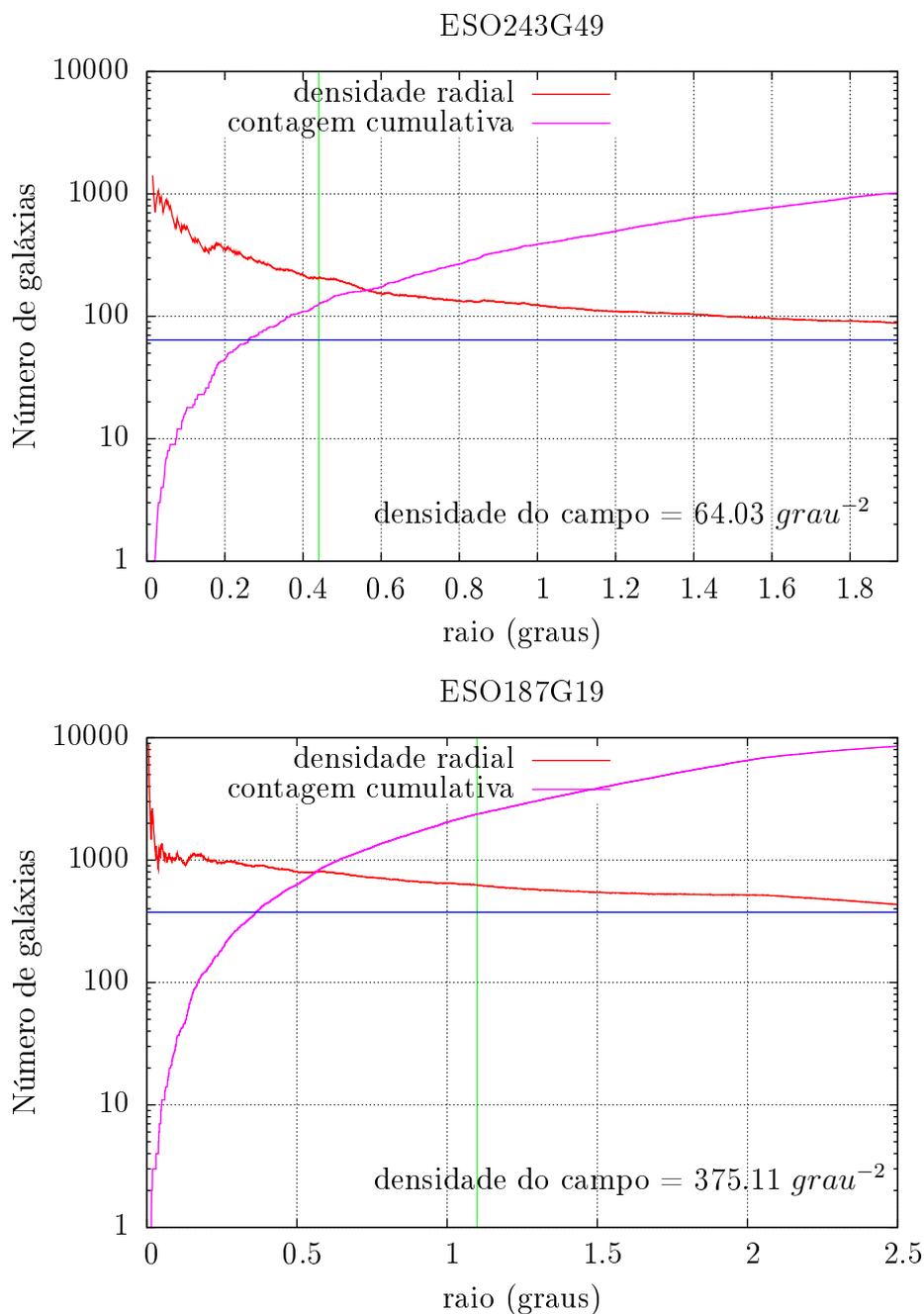


Figura 4.8: Densidades radiais (vermelho), contagens cumulativas de objetos (rosa), densidades médias dos campos (azul) e tamanho angular dos aglomerados Abell (verde), para os casos de Abell2877 (ESO243G49) e Abell3716 (ESO187G19).

## 4.4 Cálculo dos contrastes de densidade

A intenção final desta tese será comparar os efeitos da densidade ambiental sobre a estrutura dos discos fino e espesso de galáxias espirais *edge-on*. Uma análise mais detalhada no conceito das densidades superficiais nos mostra que não podemos fazer a comparação direta entre as densidades ambientais de grupos e aglomeradas, principalmente se considerarmos a incompleteza causada pelo corte em magnitude no Catálogo APM. Por exemplo, suponha que um dado grupo ou aglomerado esteja projetado sobre estruturas de fundo que apresentem alta densidade superficial. Então a incerteza associada à densidade superficial do grupo/aglomerado será mais alta do que para grupos/aglomerado projetados sobre regiões de fundo menos densas. Ou seja, as variações na densidade de campo afetam a incerteza da densidade superficial calculada pro grupo/aglomerado que se analisa.

Na intenção de evitar este tipo de problema, e de permitir uma melhor comparação de densidades, optamos por usar os contrastes de densidades. O contraste de densidade  $\Delta\rho/\rho$  pode ser definido da seguinte forma:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{g/a} - \rho_{campo}}{\rho_{campo}} \quad (4.23)$$

onde  $\rho_{campo}$  é a densidade de objetos do campo e  $\rho_{g/a}$  é a densidade de galáxias do grupo ou aglomerado em questão. A densidade  $\rho_{g/a}$  do grupo ou aglomerado é computada somando-se objetos situados até o raio  $r_{g/a}$  conforme a Tabela 4.1, que nas figuras anteriores são marcados pela barra vertical (verde).

Assim, podemos perceber pela Equação (4.23) que o contraste é menos sensível a variações na densidade de campo em comparação puramente com a densidade superficial, pois ele normaliza a densidade do grupo ou aglomerado àquela do fundo, sendo portanto mais estável e robusto.

## 4.5 Resultados dos contrastes de densidade

Abaixo listamos os valores finais das densidades na Tabela 4.2, calculados pela forma descrita neste capítulo.

Galáxia	Grupos/ Aglomerados	$\rho_{g/a}$ ( $grau^{-2}$ )	$\rho_{campo}$ ( $grau^{-2}$ )	$\Delta\rho/\rho$
NGC 1216	HCG023	265.26	35.63	6.006
2MFGC 03616	HCG028	1624.04	174.53	7.271
ESO 597- G 036	HCG087	1657.87	203.13	5.529
IC 5359	HCG097	397.91	48.07	7.713
NGC 705	Abell0262	228.42	157.38	0.449
LCSB S0496P	Abell0419	220.45	64.78	2.985
ESO 243- G 049	Abell2877	205.63	66.77	2.297
ESO 187- G 019	Abell3716	625.84	376.03	0.687

Tabela 4.2: Densidades dos grupos/aglomerados, de seus respectivos campos e contrastes de densidades.

# Capítulo 5

## Análises

Neste capítulo, nos voltamos para a análise propriamente dita da influência ambiental sobre a estrutura dos discos fino e espesso. Desta forma, sempre que utilizados os índices nos parâmetros estruturais mostrados (escalas vertical e horizontal) adotaremos a convenção diferente àquela adotada na Tabela 3.3. Ou seja, neste capítulo o índice 1 sempre se referirá ao disco fino e o índice 2 sempre se referirá ao disco espesso.

### 5.1 Análise das galáxias da amostra

Apresentamos a seguir os gráficos resultantes de nossa análise original, analisando os parâmetros estruturais das galáxias (encontrados na Tabela 3.3) com os contrastes de densidade dos respectivos ambientes (mostrados na Tabela 4.2). Exibimos abaixo ainda tais valores contra o *redshift* de cada galáxia da amostra.

A dependência entre duas grandezas  $x$  e  $y$  pode ser testada através do coeficiente de correlação de Pearson ( $p$ ), que é calculado da seguinte forma:

$$p = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sqrt{\text{var}(x)} \sqrt{\text{var}(y)}} \quad (5.1)$$

Calculando-se os coeficientes de correlação de Pearson ( $p$ ) entre parâmetros estruturais e contrastes de densidades, e depois entre , parâmetros estru-

		$h_{r1}$	$h_{r2}$	$z_{01}$	$z_{02}$	$frac$
(a)	$\Delta\rho/\rho$	0.00	0.10	0.08	-0.06	0.50
(b)	$z$	0.69	0.81	0.22	0.59	0.53

Tabela 5.1: Coeficientes de correlação de Pearson: (a) entre parâmetros estruturais e contrastes de densidades, e (b) entre parâmetros estruturais e *redshift*.

turais e *redshift*, chegamos aos seguintes valores dados na Tabela 5.1.

Os coeficientes de correlação de Pearson entre parâmetros estruturais e contrastes de densidades tiveram valores muito baixos, indicando ausência de correlação. Já os coeficientes de correlação de Pearson entre parâmetros estruturais e *redshift* tiveram valores altos, indicando forte correlação.

Com isto, demonstra-se que **não foi possível detectar um comportamento sistemático entre os parâmetros estruturais das galáxias da amostra e os respectivos contrastes de densidades**, conforme demonstrado também pelos gráficos da Figura 5.1. Se observássemos um comportamento sistemático entre os parâmetros estruturais e os contrastes de densidades, então poderíamos concluir que o ambiente age efetivamente sobre a estrutura dos discos, influenciando seus parâmetros estruturais. No entanto, não se observa tal comportamento sistemático.

Vale ressaltar que não estamos falando de galáxias que atualmente estejam passando por processos de acreção (fusão ou canibalismo). Nestes casos, os discos serão afetados e eventualmente distorcidos, mas não se pode caracterizar este tipo de interação como efeito ambiental por se tratar de interação entre duas (ou poucas) galáxias próximas.

A forte correlação entre parâmetros estruturais e *redshift* pode ser comprovada pelo comportamento crescente descrito nos gráficos da Figura 5.2. Tal comportamento já era esperado, pois quanto mais distante for a galáxia analisada, ela tenderá a ser mais brilhante intrinsecamente e mais extensa (para ser possível de ser vista). Ou seja, para as galáxias mais distantes, somente as mais extensas serão observáveis. Conseqüentemente, seus parâmetros estruturais tenderão a ser maiores que os de galáxias mais próximas. Em compensação a fração de brilho relativa entre os discos fino e espesso não

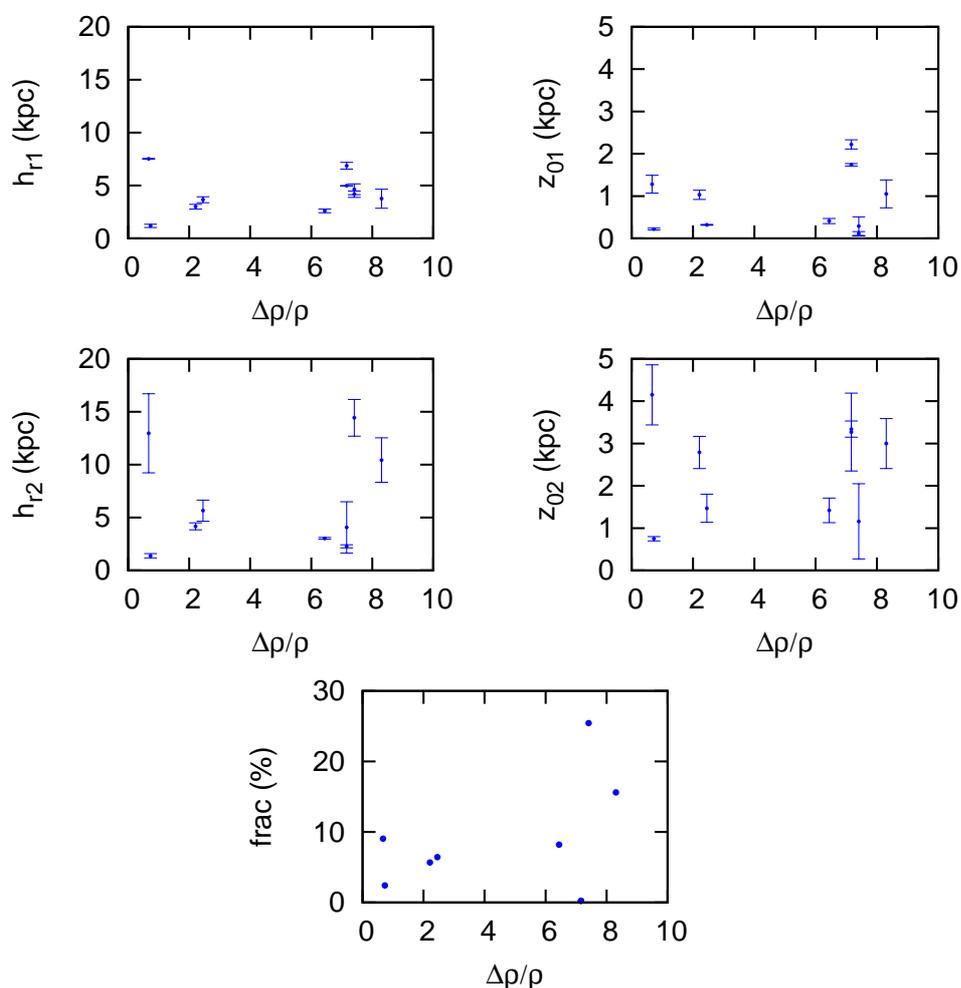


Figura 5.1: Parâmetros estruturais  $\times$  Contrastes de densidade.

apresenta um comportamento sistemático com o *redshift* da mesma forma como apresentado pelos outros parâmetros. A fração de brilho (*frac*) está relacionada de certo modo com o grau de compactação dos discos. Desta forma, ainda pelo último quadro da Figura 5.1, podemos perceber que a variação no grau de compactação dos discos não aparenta ter dependência com o *redshift*.

Analisando os gráficos da Figura 5.3, podemos perceber que os contrastes de densidade  $\Delta\rho/\rho$  não apresentam forte dependência com o *redshift*. Em outras palavras, o contraste de densidade não depende da distância, e isto pode ser comprovado calculando também seu coeficiente de correlação de

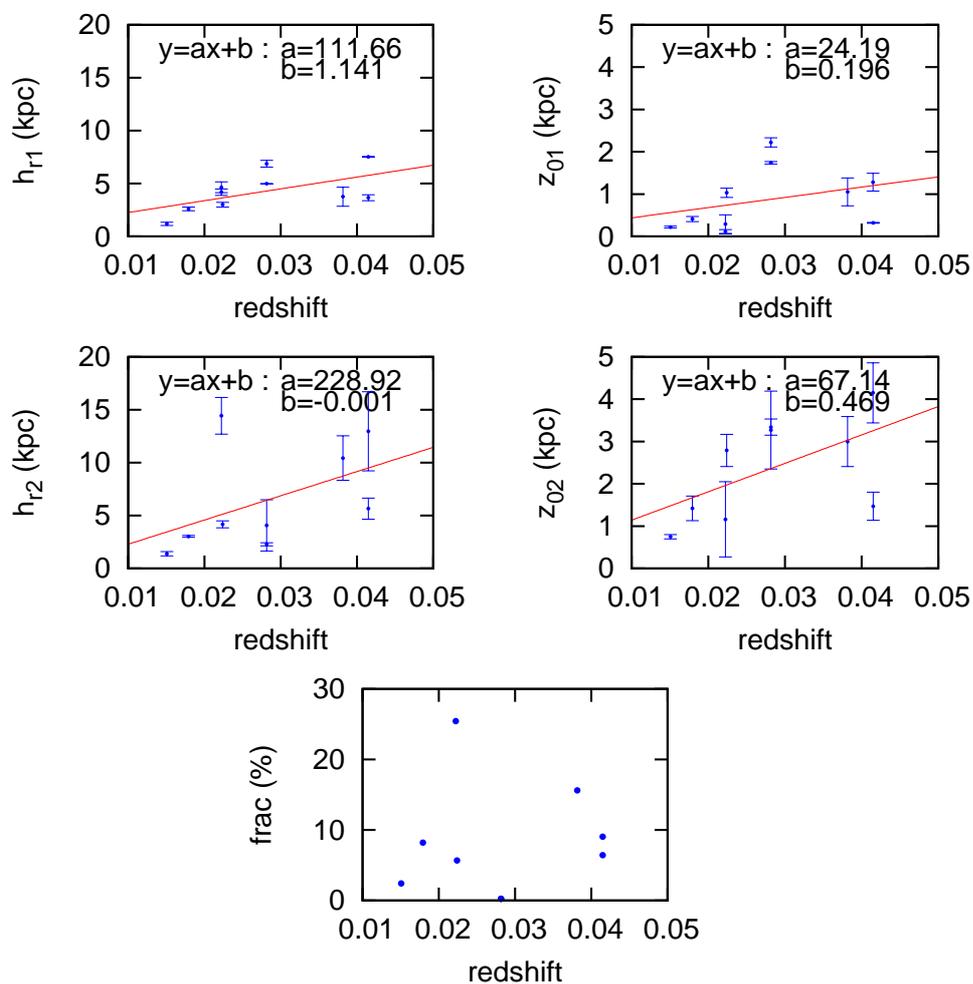


Figura 5.2: Parâmetros estruturais  $\times$  *redshift*.

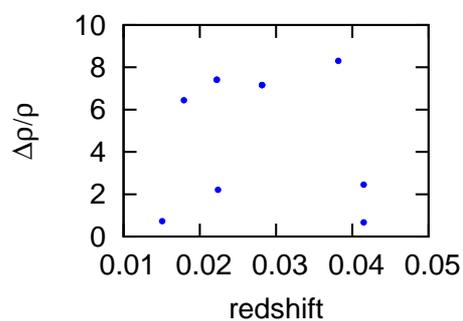


Figura 5.3: Contrastes de densidade  $\times$  *redshift*.

Pearson ( $p$ ), que nos dá -0.05 (ou seja, ausência de correlação entre contraste de densidade e *redshift*). Isto já era esperado, pois o corte da amostra em magnitude visava justamente deixar nossa análise sem o viés da distância. Assim, comprovamos a eficácia do corte da função de luminosidade dada por  $M^*$  na Função de Schechter.

## 5.2 Análise de ESO 240- G 011

Com o intuito de analisar o método de busca de melhores combinações de parâmetros estruturais, fizemos a aplicação inicial do modelo computacional sobre a galáxia *ESO 240- G 011*. Seus parâmetros estruturais aparecem listados no topo da Tabela 3.3.

Esta galáxia já havia sido analisada em outros trabalhos na literatura e destacamos, como comparação, o trabalho de de Grijs [24] contendo dados de ajustes de disco simples ao brilho superficial observado de várias galáxias, dentre elas *ESO 240- G 011*. Os valores de parâmetros estruturais encontrados pelo autor neste trabalho foram de  $0.62 h^{-1} kpc$ , para a escala de altura  $z_0$  (na banda *I*), e de  $11.15 \pm 0.70 h^{-1} kpc$  (na banda *B*) e  $6.79 \pm 0.26 h^{-1} kpc$  (na banda *I*), para a escala de comprimento radial  $h_r$ . Naquele trabalho não fôra aplicado nenhum procedimento de deconvolução por PSF nas imagens das galáxias analisadas.

Podemos perceber que os valores encontrados para a escala de altura  $z_0$  (vertical), encontrado por nosso modelo, tanto para disco fino quanto para disco espesso, concordam razoavelmente com a escala de altura obtida por de Grijs, pois este último é um valor intermediário aos obtidos pelo modelo computacional de busca de soluções desta tese. No entanto os parâmetros estruturais de escala de comprimento (radial)  $h_{r1}$  para disco fino e  $h_{r2}$  para disco espesso, por nós obtidos, não se aproximam dos valores obtidos por de Grijs.

Alguns pontos precisam ser levantados nessa possível discordância. Primeiramente, o ponto mais evidente, é que os ajustes de de Grijs em [24] foram feitos para discos simples, enquanto que nossos ajustes foram feitos para discos duplos. Em segundo lugar, destacamos a ausência da deconvolução por PSF

nas imagens analisadas por de Grijs. Isto interfere sensivelmente nos valores dos parâmetros finais encontrados.

Mas o ponto que talvez seja mais importante, para justificar tamanha discordância, é a diferença dos filtros de observação. Nossa análise da galáxia *ESO 240- G 011* foi realizada com uma imagem observada na banda *R*, enquanto que as análises de de Grijs foram feitas nas bandas *B* e *I*. Podemos observar da Tabela 3.3 que uma mesma galáxia observada em diferentes bandas pode apresentar diferenças nas combinações de parâmetros estruturais ajustados ao seu brilho superficial, o que pode ser constatado entre as bandas *B* e *I* de **ESO 597- G 036** e **IC 5359**, na mesma tabela.

Provavelmente isso ocorre devido ao fato que cada banda mapeia melhor uma dada população estelar. Como sabemos, os discos apresentam população estelar mais jovem em relação aos bojos, mais azuis. Portanto servindo de justificativa para que a observação de discos seja feita na banda *B*. Em compensação a variação da população estelar do disco, ao longo da vertical é menor que ao longo da horizontal. Possivelmente isto justifica a maior concordância entre as diferentes bandas justamente para escala de altura (vertical) e uma maior discordância entre diferentes bandas para escalas de comprimento (radial).

### 5.3 Comparação com amostra de Santiago & Vale (2008)

Continuando no intuito de analisar os métodos utilizados nesta tese, tomemos como comparação os resultados obtidos em nosso artigo [28]. Neste artigo, foram analisadas as seguintes galáxias da amostra desta tese: ESO 243-G 049, ESO 187- G 019, LCSB 0496P e NGC 705. Estas galáxias tiveram seus parâmetros estruturais determinados através de ajustes unidimensionais aplicados em sucessivas regiões, extraídas paralela e perpendicularmente ao semi-eixo maior. Estes ajustes unidimensionais seguiram ajustes funcionais efetivos, sem integração numérica pixel a pixel da densidade de luminosidade, ao longo da linha de visada. Ou seja, para determinação das escalas (hori-

Galáxia	$h_r \pm \Delta h_r$	$z_{01} \pm \Delta z_{01}$	$z_{02} \pm \Delta z_{02}$
ESO 243- G 049	$3.5 \pm 0.7$	$0.8 \pm 0.1$	$3.5 \pm 0.4$
ESO 187- G 019	$12.9 \pm 1.0$	$1.4 \pm 0.4$	$5.1 \pm 1.4$
LCSB S0496P	$5.9 \pm 0.7$	$0.8 \pm 0.1$	$5.4 \pm 2.3$
NGC 705	$3.9 \pm 0.5$	$0.5 \pm 0.15$	$2.3 \pm 1.2$

Tabela 5.2: Parâmetros estruturais das galáxias *edge-on* da amostra de Santiago & Vale. Os parâmetros estruturais estão expressos em *kpc*. Todos os parâmetros indicados foram obtidos pelo ajuste com corte iterativo em  $2\sigma$  na distribuição de pontos em torno do ajuste.

zontal e vertical) aplicou-se um ajuste unidimensional dado pelas seguintes funções:

$$\mu(r, z') = \mu(0, z') \frac{r}{h_r} K_1\left(\frac{r}{h_r}\right) \quad (5.2)$$

e

$$\mu(r', z) = \mu(r', 0) \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) \quad (5.3)$$

onde  $K_1$  é a função de Bessel modificada do segundo tipo.

Os valores ajustados desta forma para as quatro galáxias analisadas aparecem listados na Tabela 5.2, lembrando que os ajustes foram feitos ajustando uma única escala de comprimento radial e duas escalas verticais.

Comparando com os valores das quatro últimas linhas da Tabela 3.3, percebemos que os valores dos parâmetros estão de acordo.

Nos casos de ESO 243- G 049 e ESO 187- G 019, podemos perceber a excelente concordância entre os valores de escalas de comprimento radial (horizontal) e de altura (vertical). Os valores de escalas de comprimento radiais da Tabela 5.2 são intermediários às mesmas escalas de disco fino e espesso, apresentadas na Tabela 3.3, para as referidas galáxias. As escalas verticais apresentam valores próximos mas nem sempre exatos, justamente por sofrerem mais intensamente com o efeito de *seeing*. A importância da deconvolução pela PSF, executada pelo algoritmo Lucy-Richardson, já se mostra evidente sobre a análise destes parâmetros.

A maior diferença ocorre entre os valores dos parâmetros estruturais das galáxias LCSB S0496P e e NGC 705. Para o caso da galáxia LCSB S0496P, o *seeing* pode ser a causa da discordância entre os valores das escalas (es-

Galáxia	$h_{r1}$	$h_{r2}$	$z_{01}$	$z_{02}$	$frac$	$\chi^2/pixel$
ESO 243- G 049	3.60 (0.03)	4.36 (0.03)	1.20 (0.02)	4.06 (0.06)	8.33 (—)	0.5752 (0.0101)
ESO 187- G 019	12.52 (0.21)	10.21 (0.14)	1.60 (0.01)	4.32 (0.05)	3.34 (—)	0.2080 (0.0173)

Tabela 5.3: Parâmetros estruturais das galáxias ESO 243- G 049 e ESO 187- G 019 da amostra de Santiago & Vale, sem deconvolução pela PSF (algoritmo de Lucy-Richardson). Os parâmetros estruturais estão expressos em  $kpc$ . A fração de brilho  $frac$  indica quantas vezes o disco fino é mais brilhante que o disco espesso.

pecialmente as escalas verticais). É justamente por esta galáxia apresentar pequenos valores de escalas verticais que se tornam mais suscetíveis a efeitos de *seeing*. Mas as imagens da galáxia NGC 705 foram obtidas pelo telescópio orbital Hubble e, portanto, não sofreram do mesmo efeito. No entanto as escalas encontradas para esta galáxia pelo nosso modelo são sistematicamente menores que aqueles valores determinados pelo artigo. Tais imagens foram obtidas na banda  $I$ . Este acaba sendo um caso patológico na comparação com o artigo.

Vale ressaltar que as imagens analisadas foram exatamente as mesmas, mas no artigo [28] tais imagens não foram deconvoluídas com a PSF. Tal procedimento foi executado apenas para esta tese, tornando mais confiáveis os atuais valores de escalas horizontais e verticais devido ao maior refinamento de todo o procedimento adotado.

Podemos analisar ainda mais a importância da deconvolução das imagens pela aplicação do algoritmo de Lucy-Richardson. Para isto fizemos a aplicação do método de busca de soluções de parâmetros estruturais sobre as imagens originais do artigo [28] (sem a aplicação da deconvolução). Com isto obtivemos parâmetros estruturais de duplo disco para imagens de ESO 243- G 049 e ESO 187- G 019 sem deconvolução, e tais parâmetros podem ser vistos na Tabela 5.3.

Comparando os valores da Tabela 5.3 com os da Tabela 3.3 podemos perceber que as escalas de comprimento radial  $h_{r1}$  e  $h_{r2}$  são as mais afetadas.

## 5.4 Comparação com amostra de Yoachim & Dalcanton (2006)

Com o intuito de comparar os resultados de nossa amostra, fizemos uso do conjunto de galáxias analisadas no artigo [38]. Neste trabalho, os autores analisaram um conjunto de 34 galáxias *edge-on*, *late-type*, com discos bem comportados (não-perturbados) e num amplo intervalo de massas.

Neste trabalho, os autores ajustaram discos bidimensionais por mínimos quadrados de forma similar à esta tese. Contudo, o modelo proposto pelos autores não soluciona a integral da densidade de luminosidade que resulta em um brilho superficial. Ao contrário, os autores fizeram uso direto de uma expressão aproximada (função efetiva) para o brilho superficial ajustado, sem prévia integração. A expressão utilizada para o brilho superficial é dada por:

$$\mu(r, z) = \mu_{0,0} \frac{r}{h_r} K_1\left(\frac{r}{h_r}\right) f\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (5.4)$$

onde  $K_1(r/h_r)$  é a função de Bessel do segundo tipo,  $\mu_{0,0}$  é o pico central de brilho superficial ( $= 2h_r L_0$ ),  $r$  é o raio projetado ao longo do semi-eixo maior e  $f(z/z_0)$  é a função que descreve a dependência na altura  $z$  (perpendicularmente ao semi-eixo maior) em relação ao plano central. A função  $f(z/z_0)$  assume tanto as funções *sech* como *sech*<sup>2</sup> dependendo dos ajustes.

Ajustando este modelo de discos duplos (fino e espesso) aos dados de sua amostra, os autores puderam determinar estimativas dos parâmetros estruturais  $h_r$  e  $z_0$  destas galáxias para os dois discos. O parâmetro estrutural em  $z$ , também chamado de escala de altura, é determinado pela mediana das soluções obtidas com ajustes que usam diferentes combinações de  $f(z/z_0)$ , ou seja, *sech* ou *sech*<sup>2</sup>. Já o parâmetro estrutural  $h_r$  (ao longo do semi-eixo maior), também chamado de escala de comprimento, é determinado pelo ajuste direto da função de Bessel de primeira ordem  $K_1$ .

Assim, analisamos parte da amostra de Yoachim & Dalcanton [38] no Catálogo APM, da mesma forma como foi feito para nossa amostra, a fim de determinar as densidades superficiais destas galáxias. A análise não pôde ser

Galáxia	RA	DEC	redshift
FGC0031	0h19m35.80s	+18d39m43.0s	0.01764
FGC0036	0h22m08.50s	+10d22m48.0s	0.01817
FGC0215	1h56m42.89s	+17d42m38.6s	0.03813
FGC0225	2h00m25.52s	+15d57m47.4s	0.01689
FGC0227	2h00m56.70s	+19d42m26.0s	0.01875
FGC0277	2h19m48.70s	+18d59m02.0s	0.01440
FGC0310	2h32m41.80s	+15d43m08.0s	0.01959
FGC0349	2h51m21.10s	+05d33m23.0s	0.02706
FGC0436	3h34m48.77s	+15d08m31.0s	0.02074
FGC0446	3h44m55.85s	+05d54m18.7s	0.02035
FGC0780	8h40m14.35s	+05d38m04.2s	0.00647
FGC0901	9h32m00.70s	+12d15m42.0s	0.01968
FGC0913	9h36m31.20s	+15d32m56.0s	0.01444
FGC0979	9h57m16.52s	+04d31m37.1s	0.00719
FGC1285	1h37m37.06s	+16d33m22.4s	0.00346
FGC1303	1h46m08.96s	+12d52m46.6s	0.01097
FGC1440	2h28m52.29s	+04d17m35.4s	0.01414
FGC1642	3h36m02.60s	+08d11m05.0s	0.00415
FGC2131	7h26m17.28s	+11d19m01.4s	0.00928
FGC2135	7h27m23.30s	+13d39m45.0s	0.03022
FGC2548	3h52m21.60s	+07d58m29.0s	0.01289
FGC2558	3h55m19.20s	+03d49m30.0s	0.01794

Tabela 5.4: Galáxias da amostra de Yoachim &amp; Dalcanton.

aplicada à totalidade da amostra deste artigo, pois nem todas apresentavam *redshift* registrado no NED ou então situavam-se muito próximo das bordas das placas fotográficas do Catálogo APM (o que inviabilizava o cálculo de densidades superficiais).

Com os valores de parâmetros estruturais obtidos do artigo e com as densidades (por nós obtidas) usando o Catálogo APM, foi possível fazer o mesmo tipo de análise. Esta segunda análise foi pensada como um critério de comparação com nossa análise original. As galáxias da amostra de Yoachim & Dalcanton aparecem listadas na Tabela 5.4.

Vale ressaltar que as galáxias *edge-on* da amostra de Yoachim & Dalcanton não são galáxias de grupos ou aglomerados. Assim, para que os contrastes de densidade dessa amostra tenham sentido, faremos a análise usando raios

Galáxia	$h_{r1}$	$z_{01}$	$h_{r2}$	$z_{02}$	$\Delta\rho/\rho$
FGC0031	8.00	1.70	11.80	2.90	-0.28995
FGC0036	6.80	1.00	7.40	1.90	-0.09305
FGC0215	10.30	1.40	12.10	2.80	0.34121
FGC0225	7.60	2.10	8.50	3.80	-0.25180
FGC0227	10.80	1.80	10.10	3.90	-0.01294
FGC0277	8.00	1.70	11.30	4.50	0.00550
FGC0310	8.40	1.60	9.60	2.90	-0.30662
FGC0349	7.00	1.40	7.30	2.40	0.23184
FGC0436	7.30	1.70	9.90	4.20	0.05212
FGC0446	14.50	2.90	16.20	4.60	-0.12188
FGC0780	13.40	3.10	16.10	8.40	-0.10663
FGC0901	6.90	1.30	8.80	2.90	-0.18448
FGC0913	7.80	1.40	9.10	2.50	0.33391
FGC0979	11.90	2.30	13.00	5.10	-0.33664
FGC1285	17.30	4.40	23.60	10.10	0.00979
FGC1303	7.90	1.40	9.00	3.30	0.35990
FGC1440	15.70	2.30	17.20	5.00	0.09826
FGC1642	11.60	3.10	19.50	10.00	0.33103
FGC2131	9.30	2.80	10.50	4.90	-0.03889
FGC2135	6.50	1.10	8.50	2.50	0.00655
FGC2548	9.90	1.40	9.80	3.50	-0.15580
FGC2558	8.40	2.60	10.10	3.60	0.13089

Tabela 5.5: Parâmetros estruturais e contrastes de densidade das galáxias *edge-on* da amostra de Yoachim & Dalcanton. Os parâmetros estruturais estão expressos em segundos de arco (*arcsec*).

angulares iguais para todas as galáxias. O raio angular adotado foi de  $0.5^\circ$ .

Os parâmetros estruturais obtidos no referido artigo aparecem listados na Tabela 5.5, juntamente com os respectivos contrastes de densidade  $\Delta\rho/\rho$  que nós calculamos com auxílio do Catálogo APM, da mesma forma como descrita anteriormente. A conversão dos parâmetros estruturais de *arcsec* para *kpc* foi feita de forma simples. Inicialmente calculou-se a velocidade de recessão  $v$  pela relação com o *redshift*  $z$  dada por

$$1 - z = \gamma \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (5.5)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz aproximada no vácuo ( $c = 300.00 \text{ km/s}$ ) e  $\gamma$  é o

		$h_{r1}$	$z_{01}$	$h_{r2}$	$z_{02}$
(a)	$\Delta\rho/\rho$	-0.02	-0.04	0.08	0.08
(b)	$z$	-0.46	-0.63	-0.52	-0.70

Tabela 5.6: Coeficientes de correlação de Pearson: (a) entre parâmetros estruturais e contraste de densidade, e (b) entre parâmetros estruturais e *redshift*.

fator de Lorentz. Pela Lei de Hubble temos  $v = H_0 D$  onde  $H_0$  é a constante de Hubble com valor igual a  $H_0 = 71 \text{ km/s/Mpc}$ . Assim, temos a distância  $D$  ao objeto dada por  $D = v/H_0 = z c/H_0$ . Os parâmetros estruturais dados na Tabela 5.5 em *arcsec* devem ser convertidos em radianos, antes de serem convertidos em *kpc*. Ou seja:

$$\alpha(\text{rad}) = \alpha(\text{''}) \times \frac{1^\circ}{3600''} \times \frac{\pi}{180^\circ}$$

E finalmente podemos convertê-los em *kpc* pela expressão a seguir:

$$\tan[\alpha(\text{rad})] = \frac{d}{D} \Rightarrow d = \tan[\alpha(\text{rad})] \times D \quad (5.6)$$

Desta forma, foi possível elaborar os gráficos das Figuras 5.4 e 5.5, com as mesmas unidades (*kpc*) dos gráficos anteriores, das Figuras 5.1 e 5.2.

Exatamente como no caso da Seção 5.1 podemos calcular os coeficientes de correlação de Pearson, calculados pela Equação 5.1 e apresentados na Tabela 5.6.

Podemos perceber que os gráficos da Figura 5.4 (de parâmetros estruturais *versus* contraste de densidade) da amostra de [38] também apresentam a mesma característica de nossa amostra, ou seja, sem um comportamento sistemático entre si. Além disto, esse comportamento pode ser confirmado pelos baixos valores dos coeficientes de correlação de Pearson, que também indicam a ausência de comportamento sistemático entre parâmetros estruturais e contraste de densidade. Isso reforça a conclusão anterior de que realmente a densidade ambiental não exerce influência sobre os parâmetros estruturais nos discos fino e espesso de galáxias espirais *edge-on*. Voltando aos gráficos da Figura 5.4, podemos notar valores negativos de contraste de

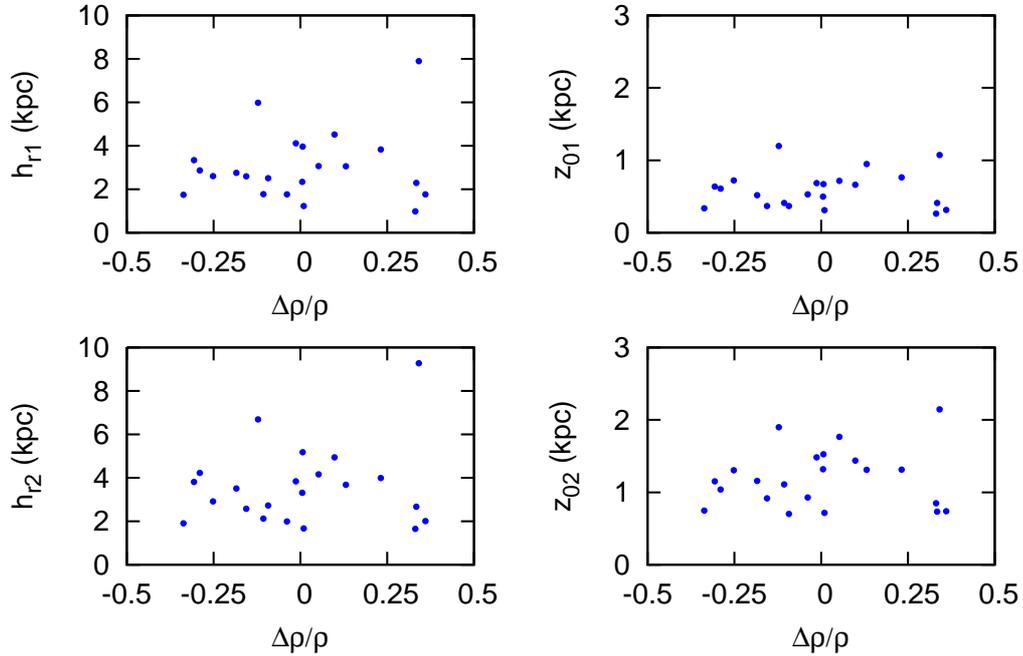


Figura 5.4: Parâmetros estruturais  $\times$  Contrastes de densidade.

densidade. Isso se deve ao fato de que como tais galáxias não estão em grupos ou aglomerados, então as densidades calculadas dentro do raio angular de  $0.5^\circ$  não são necessariamente maiores que a densidade média do campo, como registrado na amostra de 8 galáxias de grupos/aglomerados desta tese. Assim a expressão do contraste de densidade dada por 4.22 admite valores negativos. Além disto, podemos notar uma grande dispersão nos valores de parâmetros estruturais da amostra de Yoachim & Dalcanton [38]. Esta alta dispersão se deve à grande incerteza dos parâmetros estruturais obtidos no artigo destes autores, provavelmente causada pelo fato de usarem telescópios menores que o SOAR e tempos de exposição mais curtos que os utilizados nesta tese, o que resulta em brilhos superficiais pouco profundos.

Os gráficos da Figura 5.5 (de parâmetros estruturais *versus* o redshift das galáxias) apresentam exatamente o mesmo comportamento apresentado nos gráficos da Figura 5.2 da nossa amostra, ou seja, os parâmetros estruturais aumentam com a distância ao objeto. Esse comportamento tem exatamente a mesma explicação, ou seja, à medida que consideramos galáxias mais dis-

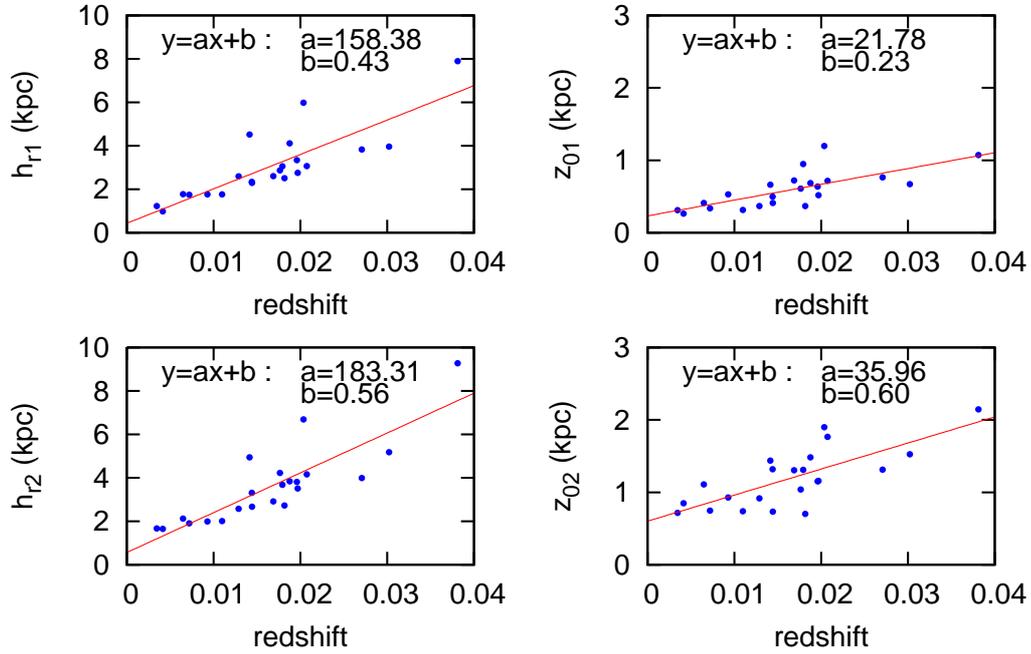


Figura 5.5: Parâmetros estruturais  $\times$  *redshift*.

tantes, é natural que estas sejam maiores do que as galáxias mais próximas (para ainda serem visíveis a esta maiores distâncias). Conseqüentemente, seus parâmetros de estrutura (de decaimento radial e vertical do brilho) também tenderão a ser maiores. Tal comportamento também é evidenciado pelos altos valores dos coeficientes de correlação de Pearson, apresentados na Tabela 5.6.

É importante ainda ressaltamos a menor profundidade das observações destes autores. Os dados da amostra de Yoachim & Dalcanton foram pré-selecionados do catálogo Flat Galaxy Catalog (FGC) [39] e posteriormente observados no Telescópio Irénée du Pont, no Observatório Las Campanas, em La Serena, no Chile. Este telescópio possui 2.5 m de abertura e os dados foram obtidos com *seeing* da ordem de 0.9" a 1.2". Apesar do *seeing* ser considerado bom, os tempos de exposição dos dados da amostra de Yoachim & Dalcanton [38], obtidos inicialmente para o artigo [40], apresentam tempos de exposição insuficientes para alcançar o mesmo brilho superficial de nossas imagens. Apesar do artigo [40] não apresentar a razão sinal-ruído obtida nas

imagens, podemos ver na Tabela 2 deste artigo, que os tempos de exposição são similares aos de nossa amostra, ou inferiores, principalmente na banda  $B$ , da ordem de 900s a 1800s. Considerando que nossos dados têm tempos de exposição mais longos e que o telescópio adotado (SOAR) é 1.6 vezes maior (pois tem 4 m), podemos concluir sem esforço que nossas imagens são muito mais profundas.

Há também o efeito de amostragem da PSF (*point spread function*, ou função de espalhamento pontual). O SOI, detector do Telescópio SOAR onde foram obtidos nossos dados, possui uma resolução por pixel muito pequena ( $0.077''/pixel$ ) o que melhora muito a PSF da observação. Enquanto isso, o detector usados nas observações de [38] apresenta resolução espacial de  $0.26''/pixel$ , sendo muito maior e tendo, portanto, uma pior amostragem da PSF. Além disto, nós ainda fizemos uso da deconvolução das nossas imagens pelo algoritmo de Lucy-Richardson, uma deconvolução pela PSF da imagem. Se nosso detector amostra muito melhor a PSF da imagem, obviamente o processo de deconvolução será melhor desempenhado, obtendo imagens finais deconvoluídas mais próximas possível de uma observação que não tivesse sofrido do *seeing*.

Outro fator importante, associado à pouca profundidade dos dados, é o efeito do *seeing*, que se torna muito relevante. Galáxias mais próximas tendem a ser aparentemente maiores (não intrinsecamente), suplantando em muito o disco de *seeing*. Então estas galáxias não sofrem grandes problemas na determinação de seus parâmetros estruturais. Já no caso de objetos mais distantes em que seu diâmetro angular se aproxima do valor do *seeing*, começamos a ter problemas para a determinação de parâmetros estruturais, pois o *seeing* afetarà sua estrutura aparente. Nestes casos, o *seeing* vai impor um valor “mínimo” na determinação dos parâmetros estruturais. Este mínimo corresponderia ao arco que, à distância do objeto, subentende o valor de *seeing*. Este efeito fica mais evidente na determinação de escalas verticais ( $z_0$ ), pois estas apresentam tipicamente menores valores comparativamente às escalas horizontais ( $h_r$ ).

Apesar dos pontos listados, podemos confirmar que (também para a amostra de Yoachim & Dalcanton [38]) **não há um comportamento sis-**

temático entre parâmetros estruturais e os contrastes de densidades desta amostra.

# Capítulo 6

## Conclusões e Perspectivas

### 6.1 Conclusões

Destacamos que nosso modelo computacional de busca de parâmetros estruturais se mostra como um modelo robusto, de minimização otimizada de  $\chi^2$ , o qual representa a diferença entre superfície simulada e brilho superficial observado. Fazendo uso de técnicas e bibliotecas de otimização, alcançamos um modelo de alto desempenho e eficiência computacional, de forma a consumir poucas horas de execução para determinar os parâmetros estruturais de cada objeto.

Comprovamos também a real necessidade da aplicação de mecanismos de deconvolução por PSF das imagens observadas (com o uso do algoritmo de Lucy-Richardson), a fim de aumentar a confiabilidade na determinação de parâmetros estruturais dos componentes tênues de galáxias espirais *edge-on* (discos fino e espesso).

Destacamos ainda que as análises de contrastes de densidade *versus* parâmetros estruturais, como forma de evidenciar efeitos ambientais sobre a estrutura de discos fino e espesso, nunca haviam sido feitos anteriormente na literatura. Em especial, as análises da literatura que envolvem modelamento de disco geralmente o fazem com ajustes de funções efetivas [38, 40], como descrito na Seção 5.4. Ou seja, geralmente tais trabalhos não resolvem a integral da densidade de luminosidade, pixel a pixel, e ao longo da linha de visada, como nosso modelo proposto; usam funções aproximadas como no caso da

Equação (5.4). E em especial, raramente fazem ajuste de duplo disco, ou seja, geralmente ajustam parâmetros para um único disco [24].

Através de análises automáticas de catálogos pudemos obter estimativas criteriosas de densidade ambiental (como o contraste de densidade) nos Grupos Compactos de Hickson e Aglomerados Abell estudados nesta tese. Com base nas informações de parâmetros estruturais e contrastes de densidades, pudemos constatar que não há um comportamento sistemático entre os parâmetros estruturais e o contraste de densidade, tanto para a amostra analisada nesta tese, quanto para a amostra de comparação analisada por Yoachim & Dalcanton [38]. Essa confirmação é obtida das análises dos gráficos contidos nas Figuras do Capítulo 5.

A ausência deste comportamento sistemático pode indicar que a densidade ambiental não influencia de forma efetiva a estrutura dos discos (fino e espesso) nas galáxias espirais em grupos ou aglomerados (ambientes de alta densidade). Mas isto não implica que o ambiente não exerça algum tipo de influência sobre a estrutura dos discos de galáxias. Basta que as influências se anulem de modo que o efeito final seja nulo, ou quase nulo. Enfim, a afirmação categórica de que a ausência de comportamento sistemático entre tais grandezas implica obrigatoriamente em ausência de influência ambiental sobre a estrutura dos discos seria uma afirmação muito forte, e possivelmente falha. Alguns destes efeitos ambientais são conhecidos, como discutiremos a seguir.

As galáxias em ambientes de alta densidade, como grupos e aglomerados, tendem a sofrer mais processos de fusão. Isso pode ser analisado levando-se em conta o Teorema do virial, pois tais ambientes apresentam maior concentração de massa e suas galáxias apresentam maior velocidade de deslocamento (em comparação com galáxias de campo). Nos Aglomerados Abell as velocidades são maiores e conseqüentemente a probabilidade das fusões ocorrerem é menor comparativamente com Grupos Compactos de Hickson (HCG), onde tais galáxias apresentam menores velocidades de deslocamento. Além disto, a massa total de Aglomerados Abell é sempre maior que Grupos Compactos de Hickson, também contribuindo para uma maior probabilidade de ocorrência de fusões neste último ambiente denso. Portanto, a densidade ambiental

está claramente relacionada à taxa com que ocorrem as fusões de galáxias em um dado ambiente.

Portanto, nestes ambientes existem várias interações possíveis, como o “*galaxy harassment*” e o “*stripping*”. O termo *galaxy harassment*, traduzido como “assédio”, é usado para efeitos de remoção de gás que ocorrem principalmente entre galáxias individualmente, atuando uma sobre o componente estelar da outra. Enquanto isso, o termo *stripping*, traduzido como despojamento, é usado para efeitos de remoção de gás quente que ocorrem principalmente entre uma galáxia e o sistema como um todo no qual esta galáxia se encontra inserida (uma com várias).

Estes processos são comprovados pelas emissões em raios-X observadas em ambientes de alta densidade, e indicam que galáxias em aglomerados sofrem mais intensamente com o *stripping* de gás quente do que as galáxias de grupos [41]. Mesmo assim, a remoção de gás quente por *stripping* deve ocorrer com uma eficiência baixa ou moderada o suficiente para permitir que o gás quente sobreviva em grande parte das galáxias, mesmo nas regiões mais internas dos grupos e aglomerados [41]. Isto nos indica que tais efeitos ambientais podem não ser decisivos para a alteração de estrutura das galáxias em grupos e aglomerados.

Além disto, galáxias de grupos compactos tendem a ser mais deficientes em Hidrogênio neutro (HI) comparadas com galáxias de campo (isoladas) com propriedades óticas parecidas [42]. A emissão difusa de raios-X em grupos compactos sugere que as interações entre galáxias e seus grupos (*galaxy harassment*) não seriam os processos dominantes para remoção de gás frio dos membros do grupo [42]. Apesar dos efeitos de *ram pressure* (ou despojamento viscoso - *stripping*) serem geralmente insuficientes para explicar as deficiências de HI, eles podem ser importantes para remoção de HI em grupos brilhantes em raios-X como o caso de HCG 097 (IC 5359), tendo sido responsável pela remoção de mais da metade do HI do meio interestelar neste caso. Há ainda a possibilidade de interações de maré também atuarem como processos ambientais que deformam a estrutura dos discos.

Simulações de N corpos, como [43], [44], [45] e [46], também apontam para a influência da remoção do gás como processo ambiental que afetaria as es-

truturas dos discos. Outros efeitos ambientais apontados por estes e outros autores [47] (como as taxas de fusões e aquecimento dinâmico de componentes estelares dos discos finos) seriam importantes no processo de atuação do ambiente sobre suas estruturas. Tanto as fusões quanto o aquecimento dinâmico podem resultar num espessamento do disco de espirais. Enquanto isso a remoção do gás (quente ou frio) atuaria como efeito ambiental de estreitamento do disco de espirais. Mas não há estudos conclusivos sobre como estes efeitos se combinam.

Portanto, a combinação de efeitos ambientais pode ser importante. Se efeitos ambientais que contribuiriam para um espessamento se anularem com efeitos ambientais que contribuiriam para o estreitamento, então o resultado final dos efeitos ambientais se anula. Ou seja, no fim das contas, resulta que o ambiente não deve exercer grande influência sobre a estrutura morfológica dos discos das galáxias espirais. Essa poderia ser uma explicação para o resultado final encontrado de ausência de dependência sistemática entre parâmetros estruturais e contrastes de densidades, resultado desta tese.

## 6.2 Perspectivas

Primeiramente, vemos a possibilidade de publicação de mais dois artigos científicos como fruto deste trabalho. Ambos já se encontram em fase de preparação para breve submissão. Um contendo a descrição detalhada do modelo computacional descrito no Capítulo 3 e outro contendo os resultados finais da influência ambiental sobre a estrutura dos discos fino e espesso de galáxias espirais.

Posteriormente, vemos ainda como perspectiva o uso do modelo computacional de discos simulados na determinação de parâmetros estruturais (desenvolvido nesta tese) para outros casos. Em especial, ansiamos por sua aplicação à extensas bases de dados que estão previstas para breve, como o Large Synoptic Survey Telescope (LSST) e o Dark Energy Survey (DES). Ambos são programas de busca de objetos com ampla base de dados (que demandarão programas automatizados para determinação de estruturas) em imageamento profundo: o LSST chegando a uma magnitude limite de  $28\ mag$

previstos na banda  $i$  de Gunn/Sloan e o DES chegando a 24  $mag$  de na mesma banda

No caso do Dark Energy Survey (DES) teremos uma densidade espacial estimada de aproximadamente 0.04 galáxias luminosas por  $Mpc^3$ , onde “galáxias luminosas” significa magnitude absoluta  $M_V < -16$ . Isto certamente será detectado pelo DES para galáxias a grandes distâncias. A área angular  $\Omega$  de céu coberta pelo DES pode ser calculada pela integral abaixo

$$\Omega = \int \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (6.1)$$

o que nos dá um ângulo sólido de observação do DES em torno de  $5000 \text{ graus}^2 = 1.5 \text{ sterad}$ .

Isto implica em 160000 galáxias dentro de  $200Mpc$  dentro do ângulo sólido de observação do DES. Se cerca de 1/3 forem galáxias espirais (numa estimativa grosseira), resultaríamos em 53000 galáxias. Apenas uma fração destas galáxias serão espirais *edge-on* (vistas de perfil). Esta fração será dada por  $\sin(90^\circ - i)$ , onde  $i$  é a inclinação da galáxia. Se considerarmos inclinações próximas a  $90^\circ$  ( $i > 85^\circ$ ), teremos  $\sin(90^\circ - 85^\circ) = \sin(5^\circ) = 0.087$ . Ou seja, 8.7% das 53000 galáxias espirais, poderão ser analisadas, o que nos dá cerca de 4600 alvos de análise.



# Apêndice A

## Obtenção das funções $Z(z)$ e $V(v_z)$

Neste apêndice detalharemos os cálculos do Capítulo 3, para obtenção das funções  $Z(z)$  e  $V(v_z)$ , à partir da igualdade (3.8), que é apresentada novamente abaixo.

$$\frac{1}{Z} \frac{dZ}{dz} \left( \frac{d\Omega}{dz} \right)^{-1} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dv_z} = -\frac{1}{h^2} \quad (\text{A.1})$$

Primeiramente, vamos resolver a dependência em  $v_z$  da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dv_z} &= -\frac{1}{h^2} v_z V \\ \int \frac{dV}{V} &= -\int \frac{v_z}{h^2} dv_z \\ \log V(v_z) &= -\frac{v_z^2}{2h^2} + c_1 \\ V(v_z) &= c_2 \exp\left(-\frac{v_z^2}{2h^2}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

onde  $c_2 = \exp(c_1)$ . Resta ainda determinar o valor da constante  $c_2$ , o que será feito mais adiante no cálculo.

Sabendo a expressão de  $V(v_z)$ , podemos agora retornar à Equação (3.6) e calcular a relação entre a densidade de matéria  $\rho(z)$  e a função  $Z(z)$ , como

se segue:

$$\begin{aligned}
 \rho(z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(z, v_z) dv = \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} Z(z) V(v_z) dv_z = \\
 &= c_2 Z(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{v_z^2}{2h^2}\right) dv_z \quad (\text{A.3})
 \end{aligned}$$

A integral que surge em (A.3) é a integral de uma gaussiana. Para resolver esta integral, consideremos:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-a x^2) dx$$

Portanto:

$$\begin{aligned}
 I^2 &= \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-a x^2) dx \right] \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-a y^2) dy \right] = \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-a(x^2 + y^2)] dx dy \quad (\text{A.4})
 \end{aligned}$$

Podemos fazer uma transformação de variáveis para coordenadas polares, se considerarmos  $r^2 = x^2 + y^2$  e  $dx dy = r dr d\theta$ . Assim:

$$\begin{aligned}
 I^2 &= \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \exp[-a r^2] r dr d\theta = \\
 &= \left[ \int_0^{2\pi} d\theta \right] \int_0^{+\infty} \exp[-a u] \frac{du}{2} = \\
 &= (2\pi - 0) \left[ \frac{\exp(-a u)}{-2a} \right] \Big|_0^{+\infty} = \\
 &= \frac{\pi}{(-a)} [0 - 1] = \\
 &= \frac{\pi}{a}
 \end{aligned}$$

Logo:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-a x^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}}$$

No nosso caso  $a = (2h^2)^{-1}$ . Então, retornando à Equação (A.3), temos:

$$\rho(z) = c_2 Z(z) \sqrt{2\pi} h = \rho_0 Z(z) \quad (\text{A.5})$$

onde  $\rho_0 = c_2 \sqrt{2\pi} h$ . Então, sabendo o valor da constante  $c_2$ , podemos substituí-la na Equação (A.2) e, desta forma, obtemos a expressão final para  $V(z)$  dada por:

$$V(v_z) = \frac{\rho_0}{(2\pi)^{1/2} h} \exp\left(-\frac{v_z^2}{2h^2}\right) \quad (\text{A.6})$$

Agora, poderemos voltar à Equação (A.1) e continuar a separação de variáveis. Seja  $F \equiv F(z)$  uma função tal que  $F = \frac{d\Omega}{dz}$ . Portanto, se considerarmos (3.7) e (A.5), temos:

$$\frac{dF}{dz} = 4\pi G \rho_0 Z(z) \quad (\text{A.7})$$

Substituindo em (A.1) teremos:

$$\begin{aligned} \frac{dZ}{dz} &= -\frac{1}{h^2} \frac{d\Omega}{dz} Z \\ \frac{d^2 F}{dz^2} &= -\frac{1}{h^2} F \frac{dF}{dz} = \\ &= -\frac{1}{h^2} \frac{d}{dz} \left( \frac{F^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Integrando, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{dF}{dz} &= -\frac{F^2}{2h^2} + k_1 \\ \int \frac{dF}{k_1 - \frac{F^2}{2h^2}} &= \int dz \\ \frac{1}{k_1} \int \frac{dF}{1 - \frac{F^2}{2k_1 h^2}} &= z + k_2 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

onde  $k_1$  e  $k_2$  são constantes de integração. Para simplificarmos a integral em

$F$  acima, podemos considerar a seguinte substituição:

$$x = \frac{F}{\sqrt{2k_1}h} \Rightarrow dx = \frac{dF}{\sqrt{2k_1}h} \quad (\text{A.10})$$

Impondo esta substituição (A.10) na integral da Equação (A.9), temos:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_1} \int \frac{dF}{1 - \frac{F^2}{2k_1h^2}} &= \frac{1}{k_1} \int \frac{\sqrt{2k_1}h dx}{1 - x^2} = \\ &= \frac{\sqrt{2}h}{\sqrt{k_1}} \int \frac{dx}{1 - x^2} = \\ &= \frac{\sqrt{2}h}{\sqrt{k_1}} \int \left[ \frac{1}{2(1-x)} + \frac{1}{2(1+x)} \right] dx = \\ &= \frac{\sqrt{2}h}{\sqrt{k_1}} \left\{ \frac{1}{2} \left[ \int \frac{dx}{1-x} + \int \frac{dx}{1+x} \right] \right\} = \\ &= \frac{\sqrt{2}h}{\sqrt{k_1}} \left\{ \frac{1}{2} \left[ -\log(1-x) + \log(1+x) \right] \right\} = \\ &= \frac{\sqrt{2}h}{\sqrt{k_1}} \left\{ \tanh^{-1}(x) \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Então, substituindo o resultado da integral (A.11) na Equação (A.9), teremos:

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2}h}{\sqrt{k_1}} \left\{ \tanh^{-1} \left( \frac{F(z)}{\sqrt{2k_1}h} \right) \right\} &= z + k_2 \\ \tanh^{-1} \left( \frac{F(z)}{\sqrt{2k_1}h} \right) &= \frac{\sqrt{k_1}}{\sqrt{2}h} (z + k_2) \\ F(z) &= \sqrt{2k_1}h \left\{ \tanh \left( \frac{\sqrt{k_1}}{\sqrt{2}h} (z + k_2) \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Calculemos agora a derivada de  $F(z)$  a partir da Equação (A.12):

$$\frac{dF}{dz} = k_1 \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{\sqrt{k_1}}{\sqrt{2}h} (z + k_2) \right] \quad (\text{A.13})$$

Comparando as equações (A.7) e (A.13), podemos ver que  $k_1 = 4\pi G\rho_0$  e

$k_2 = 0$ . Finalmente, chegamos à expressão de  $Z(z)$  dada por:

$$Z(z) = \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{z}{h} (2\pi G \rho_0)^{1/2} \right] \quad (\text{A.14})$$



# Bibliografia

- [1] Sakharov, A. D. Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, v. 5, p. 32–35, 1967.
- [2] Spergel, D. N. et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 148, p. 175–194, sep 2003.
- [3] Perlmutter, S. et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophysical Journal*, v. 517, p. 565–586, jun 1999.
- [4] Eggen, O. J.; Lynden-Bell, D.; Sandage, A. R. Evidence from the motions of old stars that the galaxy collapsed. *Astrophysical Journal*, v. 136, p. 748–767, nov 1962.
- [5] Madau, P.; Pozzetti, L.; Dickinson, M. The Star Formation History of Field Galaxies. *Astrophysical Journal*, v. 498, p. 106–116, mai 1998.
- [6] White, S. D. M.; Frenk, C. S. Galaxy formation through hierarchical clustering. *Astrophysical Journal*, v. 379, p. 52–79, set 1991.
- [7] White, S. D. M.; Rees, M. J. Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 183, p. 341–358, mai 1978.
- [8] Kormendy, J. Did elliptical galaxies form by mergers or by dissipative collapse? *Astrophysical Journal*, v. 342, p. L63–L66, jul 1989.

- [9] Kobayashi, C. GRAPE-SPH chemodynamical simulation of elliptical galaxies - I. Evolution of metallicity gradients. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 347, p. 740–758, jan 2004.
- [10] Gilmore, G.; Reid, N. New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 202, p. 1025–1047, mar 1983.
- [11] Burstein, D. Structure and origin of S0 galaxies. III - The luminosity distribution perpendicular to the plane of the disks in S0's. *Astrophysical Journal*, v. 234, p. 829–836, dec 1979.
- [12] Chiba, M.; Beers, T. C. Kinematics of Metal-poor Stars in the Galaxy. III. Formation of the Stellar Halo and Thick Disk as Revealed from a Large Sample of Nonkinematically Selected Stars. *Astronomical Journal*, v. 119, p. 2843–2865, jun 2000.
- [13] Dalcanton, J. J.; Bernstein, R. A. A structural and dynamical study of late-type, edge-on galaxies. ii. vertical color gradients and the detection of ubiquitous thick disks. *Astrophysical Journal*, v. 124, p. 1328–1359, 2002.
- [14] Lacey, C. G. The Disk Heating Problem. In: Sundelius, B. (Ed.). *Dynamics of Disc Galaxies*. [S.l.: s.n.], 1991. p. 257–+.
- [15] Gilmore, G. New light on faint stars. VI - Structure and evolution of the Galactic spheroid. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 207, p. 223–240, mar 1984.
- [16] Gilmore, G.; Wyse, R. F. G.; Norris, J. E. Deciphering the Last Major Invasion of the Milky Way. *Astrophysical Journal*, v. 574, p. 39–42, jul 2002.
- [17] Abadi, M. G. et al. Simulations of Galaxy Formation in a Lambda CDM Universe I: Dynamical and Photometric Properties of a Simulated Disk Galaxy. *Astrophysical Journal*, v. 591, p. 499–514, dec 2003.

- [18] Freeman, K.; Bland-Hawthorn, J. NEW GALAXY: Signatures of Its Formation. *Annual Reviews in Astronomy and Astrophysics*, v. 40, p. 487–537, 2002.
- [19] Seth, A. C.; Dalcanton, J. J.; de Jong, R. S. A Study of Edge-On Galaxies with the Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys. II. Vertical Distribution of the Resolved Stellar Population. *Astronomical Journal*, v. 130, p. 1574–1592, novoct 2005.
- [20] Pohlen, M. et al. Thick disks of lenticular galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, v. 422, p. 465–475, Aug. 2004.
- [21] Tikhonov, N. A.; Galazutdinova, O. A.; Drozdovsky, I. O. Thick disks and halos of spiral galaxies M 81, NGC 55 and NGC 300. *Astronomy & Astrophysics*, v. 431, p. 127–142, feb 2005.
- [22] van der Kruit, P. C.; Searle, L. Surface Photometry of Edge-On Spiral Galaxies. I - A model for the three-dimensional distribution of light in galactic disks. *Astronomy & Astrophysics*, v. 95, p. 105–115, 1981.
- [23] van der Kruit, P. C.; Searle, L. Surface Photometry of Edge-on Spiral Galaxies. III- Properties of the three-dimensional distribution of light and mass in disks of spiral galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, v. 110, p. 61–78, 1982.
- [24] de Grijs, R. The global structure of galactic discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 299, p. 595–610, sep 1998.
- [25] de Grijs, R.; Peletier, R. F. The shape of galaxy disks: how the scale height increases with galactocentric distance. *Astronomy & Astrophysics*, v. 320, p. L21–L24, apr 1997.
- [26] Wu, H. et al. Intermediate-band surface photometry of the edge-on galaxy NGC 4565. *Astronomical Journal*, v. 123, p. 1364–1380, 2002.
- [27] Landolt, A. U. UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5–16.0 around the celestial equator. *Astronomical Journal*, v. 104, p. 340–371, jul 1992.

- [28] Santiago, B. X.; Vale, T. B. Deep surface photometry of edge-on spirals in Abell galaxy clusters. Constraining environmental effects. *Astronomy & Astrophysics*, v. 485, p. 21–31, jul 2008.
- [29] Starck, J. L.; Pantin, E. Deconvolution in Astronomy: A Review. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, v. 114, p. 1051–1069, 2002.
- [30] White, R. L. Image restoration using the damped Richardson-Lucy Method. *ASP Conference Series*, v. 61, p. 292–295, 1994.
- [31] Camm, G. L. Self-gravitating star systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 110, p. 305–324, 1950.
- [32] Isaacson, E.; Keller, H. B. *Analysis of numerical methods*. 1. ed. [S.l.]: Wiley & Sons., 1966.
- [33] Aguiar, C. E. M. O Método de Romberg. <http://omnis.if.ufrj.br/~carlos/fiscomp/calctnum.html>, 1997.
- [34] Faires, J. D.; Burden, R. L. *Numerical methods*. 3. ed. [S.l.]: Pacif Grove, 1998. p. 126.
- [35] Arfken, G. B.; Weber, H. J. *Mathematical methods for Physics*. 4. ed. [S.l.]: Academic Press, 1995. p. 341.
- [36] SCHECHTER, P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. *Astrophysical Journal*, v. 203, p. 297–306, jan 1976.
- [37] Longair, M. S. *Galaxy Formation*. 2nd edition. ed. [S.l.: s.n.], 1998. Pg. 97.
- [38] Yoachim, P.; Dalcanton, J. J. Structural Parameters of Thin and Thick Disks in Edge-on Disk Galaxies. *Astronomical Journal*, v. 131, p. 226–249, jan 2006.
- [39] Karachentsev, I. D.; Karachentseva, V. E.; Parnovsky, S. L. Flat Galaxy Catalogue (Karachentsev+ 1993). *VizieR Online Data Catalog*, v. 7162, p. 0–+, may 1997.

- [40] Dalcanton, J. J.; Bernstein, R. A. A Structural and Dynamical Study of Late-Type, Edge-on Galaxies. I. Sample Selection and Imaging Data. *Astronomical Journal*, v. 120, p. 203–243, jul 2000.
- [41] Jeltema, T. E.; Binder, B.; Mulchaey, J. S. The Hot Gas Halos of Galaxies in Groups. *Astrophysical Journal*, v. 679, p. 1162–1172, jun 2008.
- [42] Rasmussen, J. et al. Galaxy evolution in Hickson compact groups: the role of ram-pressure stripping and strangulation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 388, p. 1245–1264, aug 2008.
- [43] Kapferer, W. et al. The effect of ram pressure on the star formation, mass distribution and morphology of galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, v. 499, p. 87–102, may 2009.
- [44] Richard, S. et al. Structure, Kinematics, and Chemical Enrichment Patterns after Major Gas-Rich Disc-Disc Mergers. *ArXiv e-prints*, nov 2009.
- [45] Kazantzidis, S. et al. Cold Dark Matter Substructure and Galactic Disks. I. Morphological Signatures of Hierarchical Satellite Accretion. *Astrophysical Journal*, v. 688, p. 254–276, nov 2008.
- [46] Kazantzidis, S. et al. Cold Dark Matter Substructure and Galactic Disks. II. Dynamical Effects of Hierarchical Satellite Accretion. *Astrophysical Journal*, v. 700, p. 1896–1920, aug 2009.
- [47] Read, J. I. et al. Thin, thick and dark discs in  $\Lambda$ CDM. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 389, n. 3, p. 1041–1057, sep 2008.