

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

Mirian Castejon Molina

# **Luz e Matéria Escura em Grupos Fósseis**

São Paulo

2023



Mirian Castejon Molina

# Luz e Matéria Escura em Grupos Fósseis

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador(a): Prof. Dr. Eduardo Serra Cypriano

**Versão corrigida: O original encontra-se disponível na Unidade.**

São Paulo

2023



*dedico esta tese ao meu irmão Eduardo Castejon Molina*



# Agradecimentos

Então vamos lá para a página que todo mundo vai ler inteira nesta tese. Chegou o momento de lembrar os vários momentos que passei nestes últimos anos e de todas as pessoas que de alguma forma me ajudaram, mesmo sem saberem. Espero não esquecer de ninguém, mas se eu esquecer, me perdoem.

Primeiramente, gostaria de agradecer à uma das pessoas mais importantes da minha vida: meu irmão Eduardo. Meu irmão sempre preocupado e sempre presente certamente será a segunda pessoa mais feliz com a finalização da minha tese (a primeira sou eu). Não consigo imaginar a minha vida sem meu irmão. Nossas conversas, nossos infinitos interesses em comum e até as broncas que ele me dá, faz da minha vida um verdadeiro arco-íris de felicidade (estou poética, eu sei).

Agora é a vez de agradecer meu melhor amigo João. São mais de duas décadas de amizade e companheirismo que me faz acreditar ser a pessoa mais sortuda desse mundo. Obrigada por tudo. Por estar sempre presente e por ter sempre me apoiado tanto. Também agradeço imensamente à sua esposa e minha grande amiga Flávia, a pessoa mais focada e determinada que conheço. Estas duas pessoas foram essenciais para que eu pudesse enfrentar a pandemia. As palavras são poucas para agradecer por toda a ajuda que me ofereceram neste momento tão difícil.

Um agradecimento muito especial à minha família por sempre me apoiarem e por acreditarem que sou mais inteligente do que realmente sou. Obrigada pai, mãe, Carla e Cauê.

Estes anos de doutorado me presentearam com tantas pessoas especiais e sou tão grata por isso.

Pensa que acabou? Vire a página que tem mais...

Henrique, uma das melhores pessoas que já conheci nesse Universo. Obrigada por ser sempre tão carinhoso e atencioso comigo. Engraçado lembrar que, quando você entrou na nossa sala, você mal falava comigo. Nunca imaginei que nos tornaríamos tão amigos. Obrigada por ouvir os Mimicasts semanais com as minhas lamúrias e por ser meu guia de passeios culturais.

O que dizer sobre meu amigo André Vitorelli? Simplesmente meu maior companheiro desde que me mudei para São Paulo. Agradeço imensamente por todo o auxílio nesta tese e artigo, por todas as festas, bares e baladas que fomos juntos. Obrigada por sempre me ouvir quando estava com problemas. Obrigada de coração.

Agradeço o meu grande amigo Raniere por todas as conversas interessantíssimas que tivemos. Ouvir você contando sobre a história do cangaço, citando músicas e poemas e cantando 'Tô nem aí' alegravam muito o meu dia.

Um grande agradecimento ao meu amigo e parceiro de grupo Rogério pelas inúmeras conversas e trocas pelas quais sou muito grata.

Não podia faltar, claro, um agradecimento mais que especial ao meu amigo Fábio. Obrigada por ser sempre tão carinhoso e disposto a ajudar todo mundo. Sinto muito a sua falta, principalmente do seu humor.

Um agradecimento especial às pessoas que estiveram comigo nestes anos, seja conversando, compartilhando histórias, falando de ciência, almoçando juntos, indo em festas, levando advertência por fazer festas, chorando e rindo juntos, organizando viagens ou trabalhando juntos. Por essas, agradeço meus amigos Ivan, Gustavo, Hélio, Pablo, Thayse, Gê, Fernanda, Daiane, Rubinho, Patrícia Novais, Rafael, Erik, Pedro, Elismar, Jhon, Lia, Dani, Nathalia Cibirka, Juan, Miguel, Carla, Amanda, Stephane, Roberta, Daniel, Jullian, Marcelo, Ana Soja e William.

Ao meu ex namorado André, por estar comigo em parte desta jornada. Sua paciência e ajuda foram muito importantes em vários momentos, em especial, durante a minha qualificação.

Ao meu atual namorado, também André, por toda paciência e carinho na fase final de escrita e defesa desta tese.

Agradeço também aos meus amigos Francisco, Bárbara, Irana, Thiago, Nailah, Thami- res, Amanda, Luiza e Audrey por me apoiarem durante esta etapa.

Prometo que está acabando. Só mais uma página!

Agradeço imensamente meus amigos que trabalham comigo no planetário pela paciência nesses últimos dias. Obrigada Mauro, Thiago, Guilherme, Jéssica, Débora, Rubinho e João.

Também agradeço meus amigos do AstroTubers por compartilharmos esse projeto tão lindo, pelas trocas e por entenderem a minha ausência nesses últimos meses.

Agradeço os professores Gastão e Steiner por me darem a oportunidade de ser monitora em suas disciplinas, o que me trouxe muitas experiências legais. Ao professor Gastão, devo mais um agradecimento por acompanhar meu trabalho de perto nesses anos contribuindo de forma construtiva.

Um agradecimento à todos os funcionários do IAG, em especial ao Marco e Luiz, que me ajudaram incontáveis vezes a instalar meus programas e a consertar meu computador (que me deixou na mão várias vezes).

Ao meu orientador, Eduardo Cypriano, eu gostaria de agradecer de coração por toda a compreensão nos momentos difíceis que passei. Obrigada por acreditar em mim e por ser não só meu orientador, mas também um amigo. Agradeço por compartilharmos essa jornada, por ter aprendido com você e me divertido bastante também. Obrigada.

À CNPq, pelo apoio financeiro, sob o projeto n<sup>o</sup>: 141636/2017-3.



*“Se você estiver atravessando o inferno, continue andando.”*

Winston Churchill



# Resumo

O objetivo geral deste trabalho é investigar afirmações encontradas na literatura de que grupos fósseis, aqueles com grande diferença de magnitude entre as duas galáxias mais brilhantes, seriam mais escuros, ou seja, apresentariam razões entre massa e luminosidade (M/L) maiores do que grupos comuns. Especificamente queremos medir a massa desses sistemas através da técnica de lentes gravitacionais fracas. Para tal fizemos imagens profundas de quatro sistemas fósseis com o telescópio CFHT nas bandas  $r$  e  $g$ .

Após um cauteloso processo de medida do cisalhamento gravitacional fraco, incluindo correção pela PSF e pela contaminação por galáxias dos grupos e de frente, ajustamos modelos NFW e obtivemos massas como resultado. De forma semelhante, quantificamos a distribuição de luz produzida por esses grupos, levando em consideração as relevantes regiões sem dados nas imagens, por conta da presença de estrelas brilhantes, e a contaminação por galáxias de frente ou de fundo. Obtivemos massas e M/L bastante consistentes com resultados anteriores, onde a massa foi estimada a partir da dinâmica das galáxias. Com efeito, os quatro sistemas fósseis aqui estudados apresentam razões M/L altas em relação à distribuição de sistemas em geral.

É difícil tirar conclusões mais generalizáveis de uma amostra de apenas 4 sistemas mas o procedimento delineado nesta tese poderá ser usado em grandes levantamentos de imagens, de forma que essa questão possa ser revisitada com incertezas estatísticas muito menores e a comparação entre grupos e aglomerados fósseis *versus* a população em geral, seja feita de forma muito mais homogênea.



# Abstract

The overall objective of this study is to investigate claims found in the literature that fossil groups, characterized by a large magnitude gap between their two brightest galaxies, are darker, i.e., exhibit higher mass-to-light ratios (M/L), compared to regular groups. Specifically, we aim to measure the mass of these systems using the weak gravitational lensing technique. To achieve this, we obtained deep images of four fossil systems with the CFHT telescope in the  $r$  and  $g$  bands.

Through a careful process of weak gravitational shear measurement, including corrections for the point spread function (PSF) and contamination from group and foreground galaxies, we fit NFW models and obtained mass measurements as a result. Similarly, we quantified the light distribution produced by these groups, taking into account relevant data gaps in the images due to the presence of bright stars, as well as contamination from foreground and background galaxies. We obtained masses and M/L ratios that are consistent with previous results where mass was estimated from galaxy dynamics. Indeed, the four fossil systems studied here exhibit high M/L ratios compared to the general population of systems.

Drawing more generalizable conclusions from a sample of only four systems is challenging. However, the procedure outlined in this study can be applied to large image surveys, allowing for a revisiting of this question with significantly reduced statistical uncertainties. This will enable a more homogeneous comparison between fossil groups and clusters and the overall population.



# Lista de Figuras

1.1	Representação da formação hierárquica de estruturas no Universo . . . . .	33
1.2	Distribuições de massa de halos em função do <i>redshift</i> $z$ a partir do modelo de Press-Schechter. . . . .	34
1.3	Composição de aglomerados de galáxias. . . . .	36
1.4	Relação morfologia-raio onde frações de cada tipo de galáxia estão relacionadas com a distância ao centro do aglomerado. As linhas vermelha, verde, ciano e roxa representam galáxias elípticas, lenticulares, espirais precoces e espirais tardias, respectivamente. O histograma no topo mostra o número de galáxias em cada bin de distância ao centro do aglomerado. Figura 15 em <a href="#">Goto et al. (2003)</a> . . . . .	37
1.5	Corpo de massa $M$ se movendo em uma região homogênea contendo corpos bem menos massivos, atrai os corpos menores na direção do movimento do corpo maior devido ao seu campo gravitacional. Esses corpos menores se concentram no lado oposto do sentido do movimento do corpo de massa $M$ . . . . .	40
1.6	Razão massa–luminosidade na banda B para diferentes objetos representados por seus tamanhos em Mpc. O parâmetro de densidade, $\Omega_M$ , pode ser visto no eixo vertical à direita. Imagem extraída de <a href="#">Lima-Neto (2022)</a> . . . . .	43
1.7	Esquerda: Quinteto de Stephan com o Telescópio Espacial Hubble em 2009; Direita: imagem composta obtida utilizando dois instrumentos do James Webb: a câmera em infravermelho próximo (NIRCam) - tons brancos e azuis na imagem - e a câmera em infravermelho médio (MIRI) - tons amarelos e laranjas. Créditos: NASA, ESA, CSA, STScI; NASA/Hubble. . . . .	44

1.8	Esquerda: reunião de massa média estelar para galáxias centrais dentro de $r_{200}$ . Direita: número médio de fusões maiores cumulativas da galáxia central em função do <i>redshift</i> $z$ . Em vermelho temos os grupos fósseis e em azul, os não-fósseis. Imagem extraída de <a href="#">Kundert et al. (2017)</a> . . . . .	48
2.1	Geometria de um sistema de lentes gravitacionais. . . . .	61
2.2	Geometria de um sistema de lentes gravitacionais onde em regiões mais densas observamos imagens múltiplas e arcos e em regiões menos densas temos pequenas distorções. . . . .	63
2.3	Eficiência de uma lente gravitacional. . . . .	66
2.4	Deformação de uma imagem através da matriz jacobiana. . . . .	67
2.5	Deformação de objetos devido ao cisalhamento e à convergência. . . . .	68
2.6	Múltiplas imagens da Supernova Refsdal, localizada a 9.3 bilhões de anos-luz da Terra. . . . .	70
2.7	O aglomerado de galáxias SMACS 0723 age como uma lente gravitacional. . . . .	71
2.8	Alinhamento tangencial e cruzado de galáxias ao redor de uma concentração de massa. . . . .	74
3.1	Imagens das regiões centrais dos grupos fósseis obtidas pelo CFHT nas bandas $g$ e $r$ . Começando pela imagem acima e a esquerda temos os grupos J12, J13, J14 e J15. . . . .	82
3.2	Diagramas da largura a meia altura (FWHM) versus magnitude na banda $r$ para os quatro campos estudados. Os pontos vermelhos representam as estrelas selecionadas; os pontos verdes são as estrelas saturadas e em azul temos a região com predominância de galáxias. . . . .	86
3.3	Seleção de estrelas feita automaticamente pelo PSFEX. . . . .	87
3.4	Parâmetro de saída do SExtractor, SPREAD_MODEL versus magnitude na banda $r$ . Notamos uma sequência horizontal bem definida onde se localizam possivelmente as estrelas. . . . .	88
3.5	Exemplos de testes de sanidade para as saídas do SExtractor CLASS_STAR e SPREAD_MODEL para o grupo J14. . . . .	89

3.6	Testes de sanidade para as saídas do SExtractor CLASS_STAR e SPREAD_MODEL com magnitude na banda $r$ para o grupo J14, mostrando em amarelo as estrelas selecionadas para a modelagem da PSF. . . . .	90
3.7	Uma parte da amostra das estrelas selecionadas para a modelagem da PSF.	90
3.8	Determinação dos limites de completeza da magnitude na banda $r$ para os cinco grupos fósseis. . . . .	91
3.9	Mapas das regiões mascaradas, seja por causa de estrelas brilhantes, bordas das imagens ou pelas divisórias dos CCDs. Painéis superiores: grupos J12 e J13; Painéis inferiores: grupos J14 e J15. . . . .	93
3.10	Esquerda: Diagramas cor-magnitude evidenciando a sequência vermelha para os cinco grupos. A reta amarela é o ajuste usado para ajustar a sequência vermelha. . . . .	94
3.11	Galáxias do catálogo do CFHTLS onde as linhas vermelhas representam o <i>redshift</i> de cada grupo e a linha vertical azul representa a magnitude limite acima da qual as galáxias foram excluídas. Os pontos azuis representam onde as galáxias de cada grupo estariam. Os pontos azuis abaixo das linhas vermelhas nos permite calcular a contaminação por galáxias que estão na frente ou pertencem aos grupos. . . . .	95
4.1	Resíduos entre as medidas das elipticidades das estrelas obtidas com o IM3SHAPE e IM3SHAPE para o Grupo J14. . . . .	99
4.2	Galáxia simulada pelo GALSIM. A imagem a esquerda representa a galáxia+ruído; a central é apenas a PSF e a imagem a direita é galáxia+ruído+PSF. . . .	100
4.3	Resíduos entre as elipticidades das galáxias simuladas pelo GALSIM e as estimadas pelo IM3SHAPE (pontos pink) e IM2SHAPE (pontos azuis). Os gráficos superiores representam as elipticidades das galáxias simuladas sem PSF e nos gráficos inferiores, PSF foi convoluída às galáxias. . . . .	101
4.4	Comparação entre as elipticidades simuladas e as medidas com o IM3SHAPE, onde consideramos <i>stamp sizes</i> iguais a (15,15) em vermelho, (25,25) em verde e (35,35) em azul. Da esquerda para a direita temos $\epsilon$ , $e_1$ e $e_2$ . Na linha superior temos galáxias simuladas sem adicionar ruído e para as galáxias dos diagramas inferiores adicionamos ruído. . . . .	102

4.5	Comparação entre as elipticidades de uma amostra de galáxias de fundo do Grupo J14 medidas com o IM3SHAPE e IM2SHAPE e considerando <i>stamp sizes</i> iguais a <i>topo</i> : (15,15), <i>centro</i> : (25,25), <i>baixo</i> : (35,35). . . . .	103
4.6	Ilustração do processo de formação de imagens. . . . .	105
4.7	Histogramas com os parâmetros de saída do Im2shape antes dos cortes (duas primeiras linhas) e depois dos cortes (duas últimas linhas). . . . .	106
4.8	Mapa da PSF obtido pelos valores estimados pelo IM2SHAPE através das estrelas selecionadas dos grupos fósseis. A inclinação está relacionada ao ângulo de posição $\theta$ e o tamanho, à elipticidade $e$ . De cima para baixo vemos os campos dos grupos J12 a J15. . . . .	107
4.9	Diagrama dos resíduos entre modelo e medida da PSF variando com o parâmetro $n$ da interpolação usando a rotina TPS. . . . .	107
4.10	Exemplo de gráficos diagnósticos do TPS para o grupo J14, onde as linhas verticais representam o melhor valor do número efetivo de parâmetros $df$ para os parâmetros da PSF: $e_1$ (superior a esquerda); $e_2$ (superior a direita); $ab$ (inferior). . . . .	108
4.11	Comparação entre a medida e o modelo de $e_1$ e $e_2$ da PSF para os valores de $df$ encontrados pelo TPS. . . . .	109
4.12	Componentes da elipticidade $e_1$ e $e_2$ das estrelas estimados pelo IM2SHAPE (amarelo). Os resíduos entre modelo e medida estão representados em violeta. O círculo tracejado representa 95% da amostra. . . . .	109
4.13	Mapas da largura a meia altura (FWHM) da PSF obtidos por interpolação a partir de medidas de elipticidades das estrelas pelo Im2shape (superior) e através do PSFex (inferior). . . . .	110
4.14	Painel superior: correlações entre a forma da PSF e das galáxias após correção pela PSF para vários modelos de PSF. Painel inferior: correlações entre o <i>shear</i> das galáxias de fundo e o <i>shear</i> da PSF antes da correção pela PSF (azul) e depois da correção (rosa). . . . .	112

4.15	Distribuição de alguns parâmetros de saída do IM2SHAPE para as galáxias de fundo antes (painel superior) e depois (painel inferior) dos cortes para exclusão de objetos com medidas problemáticas. Os parâmetros são: Offset (distância do objeto do centro do stamp), noise (ruído), background (ruído de fundo) e $ab$ , sendo $a$ o semi-eixo maior da elipse e $b$ o semi-eixo menor. . . . .	113
4.16	Mapas de massa das regiões centrais dos Grupo J12, J13, J14 e J15 obtidos pelo LENSENT2. . . . .	115
4.17	Mapas de massa para o Grupo J14 obtidos pelo LENSENT2 (esquerda) e pela estatística de massa de abertura (direita) através das elipticidades medidas pelo IM2SHAPE. . . . .	117
4.18	Exemplo do sorteio de um ponto dentro de um anel centrado na BCG do grupo (em azul). À esquerda temos um exemplo de quando o ponto sorteado cai fora da região mascarada e à direita, quando o ponto cai dentro da região da máscara. . . . .	120
4.19	Perfil radial da elipticidade tangencial obtida com o IM2SHAPE antes da correção pela contaminação (pontos rosas) e depois da correção (pontos roxos). . . . .	121
4.20	Perfil radial da elipticidade tangencial obtida com o IM2SHAPE (pontos) ajustado pelo perfil NFW (linha roxa) para os grupos fósseis J12, J13, J14 e J15. . . . .	122
4.21	Esquerda: Comparação entre os valores de $M_{200}$ obtidos neste trabalho ( $M_{200R_{dyn}}$ ) e os obtidos em Proctor et al. (2011) ( $M_{200dyn}$ ). Direita: A massas $M_{200R_{dyn}}$ (círculos) e $M_{200dyn}$ (triângulos) em função do raio $R_{200dyn}$ para os quatro Grupos Fósseis. . . . .	124
5.1	Áreas da imagem dos grupos J12, J13, J14 e J15 escolhidas para delimitar a região com as galáxias do campo (em roxo) e a região central com galáxias do grupo+campo (em laranja) dentro de $R_{200}$ . . . . .	126
5.2	Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J12 em função da magnitude na banda $r$ . . . . .	126
5.3	Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J13 em função da magnitude na banda $r$ . . . . .	127

5.4	Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J14 em função da magnitude na banda $r$ . . . . .	127
5.5	Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J15 em função da magnitude na banda $r$ . . . . .	127
5.6	Diagramas cor-magnitude para as galáxias do grupo+campo (superior esquerdo); do campo (superior direito) e após a subtração estatística (inferior) para o grupo J15. . . . .	128
5.7	Diagrama cor-magnitude dos grupos J12 (acima à esquerda), J13 (acima à direita), J14 (abaixo à esquerda) e J15 (abaixo à direita) com as probabilidades das galáxias pertencerem aos grupos no eixo $z$ . . . . .	130
5.8	Região central do grupo J14 centrada na BCG e indo até o raio $R_{200}$ . As três regiões circulares representam as máscaras usadas para cobrir estrelas bem brilhantes. Os anéis azuis e vermelhos se sobrepõem e são usados para a determinação da luminosidade em cada anel. . . . .	132
5.9	Perfil de densidade de luminosidade radial dos quatro grupos fósseis com intervalo de confiança de 0.05. As curvas cinzas representam o perfil antes de considerarmos as regiões mascaradas, enquanto as curvas coloridas são os resultados da correção pelas áreas mascaradas nas imagens. . . . .	133
5.10	Razão Massa-Luminosidade <i>versus</i> a Massa para os quatro grupos fósseis estudados neste trabalho (círculos) e em <a href="#">Proctor et al. (2011)</a> (triângulos). . . . .	135
5.11	Razão Massa-Luminosidade <i>versus</i> a Massa para os quatro grupos fósseis estudados neste trabalho. Os pontos cinzas são os valores para grupos e aglomerados não-fósseis extraídos de <a href="#">Girardi et al. (2002)</a> . . . . .	136

## Lista de Tabelas

1.1	Características dos quatro Grupos Fósseis estudados nesse trabalho. . . . .	54
1.2	Parâmetros obtidos por <a href="#">Proctor et al. (2011)</a> através de análise espectroscópica.	55
1.3	Parâmetros obtidos por <a href="#">Khosroshahi et al. (2007)</a> através de análise por raio X. . . . .	55
3.1	Especificações gerais dos instrumentos <i>MegaPrime/MegaCam</i> do CFHT. . . . .	82
3.2	Características das observações dos quatro Grupos Fósseis estudados nesse trabalho. Cada grupo foi observado em duas bandas, <i>g</i> e <i>r</i> . . . . .	83
3.3	Parâmetros para detecção de objetos pelo SEXTRACTOR utilizados para os grupos fósseis. . . . .	84
3.4	Contaminação nas galáxias de fundo por galáxias que podem pertencer ou estar na frente dos grupos. . . . .	96
4.1	Valores de $M_{200}$ e $R_{200}$ para os quatro Grupos Fósseis obtidos através do ajuste do perfil NFW aos dados de lentes fracas medidos com o IM2SHAPE.	121
4.2	Valores dos raios $R_{200}$ para os quatro Grupos Fósseis obtidos através do ajuste do perfil NFW aos dados de lentes fracas (este trabalho) comparados com os valores obtidos por <a href="#">Proctor et al. (2011)</a> usando dispersão de velocidades ( $R_{200dyn}$ ) e por <a href="#">Khosroshahi et al. (2007)</a> através de dados em raios-X ( $R_{200X}$ ). . . . .	122
4.3	Comparação entre os valores de $M_{200}$ obtidos neste trabalho ( $M_{200R_{dyn}}$ ) e em <a href="#">Proctor et al. (2011)</a> ( $M_{200dyn}$ ). A massas $M_{200R_{dyn}}$ e $M_{200dyn}$ foram calculadas dentro de $R_{200dyn}$ para os quatro Grupos Fósseis. Os valores das massas são da ordem de $10^{14}M_{\odot}$ e os raios estão em Mpc. . . . .	123

4.4	Comparação entre os valores de $M_{200}$ obtidos neste trabalho ( $M_{200R_X}$ ) e em Proctor et al. (2011) ( $M_{200X}$ ). A massas $M_{200R_X}$ e $M_{200X}$ foram calculadas dentro de $R_{200X}$ , extraídos de Khosroshahi et al. (2007). Os valores das massas são da ordem de $10^{14}M_{\odot}$ e os raios estão em Mpc. . . . .	123
5.1	Valores utilizados na equação 5.6 para a absorção galática $A_g$ (Schlegel et al., 1998). . . . .	131
5.2	Luminosidade total para as galáxias abaixo da sequência vermelha no diagrama cor-magnitude e dentro de $R_{200}$ para os quatro grupos fósseis. As luminosidades das BCGs, $L_{BCG}$ foram obtidas do catálogo do SDSS. . . . .	134
5.3	Luminosidade total e razão $M/L$ para as galáxias abaixo da sequência vermelha no diagrama cor-magnitude dentro de $R_{200}$ para os quatro grupos fósseis. . . . .	134
5.4	Valores encontrados neste trabalho para a razão $M/L$ para as galáxias dentro de $R_{200}$ (última coluna). Na coluna do meio temos os valores de $M/L$ obtidos por Proctor et al. (2011). . . . .	135
.1	Parâmetros cosmológicos utilizados neste trabalho. . . . .	156

# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	27
1.1 Universo em expansão acelerada . . . . .	27
1.2 Formação de estruturas no Universo . . . . .	29
1.3 Modelo padrão do Universo . . . . .	32
1.4 Grupos e Aglomerados de galáxias . . . . .	35
1.4.1 Do que são feitos os grupos e aglomerados de galáxias? . . . . .	35
1.4.2 Evolução de galáxias em aglomerados . . . . .	39
1.4.3 Perfil de massa . . . . .	40
1.4.4 Função de luminosidade . . . . .	41
1.4.5 Razão Massa-Luminosidade . . . . .	42
1.5 Grupos Compactos . . . . .	43
1.6 Grupos Fósseis . . . . .	45
1.6.1 O que sabemos sobre os sistemas fósseis através de simulações . . . . .	47
1.6.2 Propriedades observáveis em sistemas fósseis . . . . .	49
1.6.2.1 Formação das galáxias centrais . . . . .	49
1.6.2.2 Ambiente em larga escala . . . . .	50
1.6.2.3 Função de luminosidade . . . . .	50
1.6.2.4 Razão Massa-Luminosidade (M/L) . . . . .	51
1.6.2.5 Perfil de massa e concentração . . . . .	52
1.6.3 Evolução de sistemas fósseis . . . . .	52
1.7 Os Grupos Fósseis estudados neste trabalho . . . . .	54
1.8 Estrutura da tese . . . . .	56

2.	<i>Lentes Gravitacionais</i> . . . . .	57
2.1	Teoria básica de lentes gravitacionais . . . . .	60
2.2	Efeitos observáveis . . . . .	66
2.3	Lentes Gravitacionais Fracas . . . . .	70
2.4	Reconstrução da massa . . . . .	74
2.5	Estatística de massa de abertura . . . . .	75
2.5.1	Massa de abertura ( $M_{ap}$ ) aplicada a imagens . . . . .	77
2.6	Estimativa da massa por lentes gravitacionais fracas . . . . .	77
2.6.1	Perfil NFW . . . . .	78
3.	<i>Observações e seleção da amostra</i> . . . . .	81
3.1	Observações com o CFHT . . . . .	81
3.2	Confecção dos Catálogos . . . . .	83
3.3	Separação estrela-galáxia . . . . .	85
3.4	Limite de Completeza da amostra . . . . .	89
3.5	Regiões mascaradas . . . . .	92
3.6	Seleção das Galáxias de fundo . . . . .	92
3.7	Análise da contaminação . . . . .	94
4.	<i>Análise por Lentes Gravitacionais Fracas</i> . . . . .	97
4.1	Medida da forma dos objetos . . . . .	97
4.1.1	Comparando os códigos IM2SHAPE e IM3SHAPE utilizando simulações . . . . .	99
4.2	Tratamento da PSF . . . . .	104
4.2.1	Modelagem da PSF . . . . .	105
4.3	Medida do <i>shear</i> das galáxias de fundo . . . . .	111
4.4	Mapas de massa . . . . .	114
4.4.1	Mapas de convergência . . . . .	114
4.4.2	Estatística de massa de abertura . . . . .	114
4.5	Estimativa da massa . . . . .	118
4.5.1	Correção do <i>shear</i> . . . . .	119
4.5.2	Ajuste do perfil NFW para os Grupos Fósseis . . . . .	121

5. Razão Massa-Luminosidade para os grupos fósseis . . . . .	125
5.1 Seleção das galáxias dos grupos . . . . .	125
5.2 Luminosidades . . . . .	129
5.3 Razão Massa-Luminosidade . . . . .	134
6. Sumário, discussão e perspectivas . . . . .	137
Referências . . . . .	141
Apêndice . . . . .	153
.1 Apêndice A - Distâncias e Parâmetros Cosmológicos . . . . .	155



## Introdução

Os grupos e aglomerados de galáxias desempenham um papel fundamental na estrutura em grande escala do Universo, representando as maiores estruturas gravitacionalmente ligadas que conhecemos. Estes objetos oferecem um cenário importante para explorar processos astrofísicos, a evolução e as interações dinâmicas que moldam nosso Universo. Entre essas estruturas, os grupos fósseis emergem como objetos particularmente intrigantes. Os grupos fósseis são caracterizados por uma configuração única, onde um membro brilhante e massivo domina o grupo, enquanto os outros membros são notavelmente menos luminosos. Este capítulo se propõe a explorar em detalhes a natureza, formação e impacto dos grupos e aglomerados de galáxias, com uma atenção especial voltada para a fascinante classe dos grupos fósseis, cujas propriedades únicas desafiam nossa compreensão atual da dinâmica e evolução do Universo.

### *1.1 Universo em expansão acelerada*

Em 1929, o astrônomo Edwin Hubble descobriu que quanto mais distante uma galáxia está de nós, mais rápido ela parece estar se afastando (Hubble, 1929). Essa grande descoberta mostrou que o nosso Universo estava se expandindo uniformemente pelo espaço e foi descrita pela equação denominada Lei de Hubble-Lemaitre:

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

em que  $H_0$  é a constante de Hubble (o '0' se refere a época presente) e  $D$  é a distância de uma galáxia com velocidade  $v$ .

No entanto, de acordo com observações de supernovas tipo Ia anos mais tarde (Riess et al., 1998), os astrônomos verificaram que o Universo está se expandindo, porém de forma

acelerada. A energia associada à essa expansão não vem de matéria nem de radiação, e sim do vácuo. Denominamos essa energia de Energia Escura.

Hoje sabemos que a melhor descrição do Universo é regida pela teoria da relatividade geral formulada por Einstein em 1915, onde o espaço-tempo é um participante ativo na expansão do Universo. Assim, podemos pensar na expansão do Universo como se o próprio espaço-tempo estivesse sendo esticado.

Essa expansão causa uma mudança de escala e para descrever como essa escala, ou distância, cresce com o tempo, utilizamos o chamado fator de escala  $a(t)$ . Por exemplo, no momento do Big Bang o fator de escala  $a(t)$  do Universo era aproximadamente zero e seu valor para o tempo presente  $t_0$  é  $a(t_0) = 1$ . Usamos o fator de escala também para descrever a taxa dessa expansão, dada por

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.2)$$

sendo  $H(t)$  o chamado parâmetro de Hubble que varia com o *redshift*  $z$  de acordo com

$$H(z) = H_0 E(z), \quad (1.3)$$

em que  $E(z)$  é descrito pela seguinte equação

$$E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}. \quad (1.4)$$

Os parâmetros de densidade  $\Omega_m$ ,  $\Omega_k$  e  $\Omega_\Lambda$  são quantidades adimensionais que representam a matéria, curvatura do Universo e energia escura, respectivamente. São definidas pela razão entre a densidade de cada componente e a densidade crítica do Universo  $\rho_{cr}$  definida como

$$\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (1.5)$$

onde  $G$  é a constante gravitacional.

A densidade crítica é a densidade média da matéria necessária para que o Universo simplesmente interrompa sua expansão na ausência de energia escura. Se a densidade de matéria no Universo for maior que a densidade crítica, a gravidade faz com que a expansão cesse e o Universo volte a colapsar. Se a densidade de matéria for menor que a densidade crítica, então a gravidade é insuficiente para parar a expansão e o Universo continua a se expandir para sempre.

## 1.2 Formação de estruturas no Universo

Segundo o Princípio Cosmológico, o Universo é homogêneo e isotrópico em grandes escalas. Isto significa que o Universo terá as mesmas propriedades para qualquer observador, independente da direção que observarmos. Porém, conforme observamos escalas menores, vemos desvios da densidade média de matéria na forma de estruturas, como galáxias, grupos de galáxias, aglomerados, superaglomerados, filamentos e vazios que, juntos, formam a grande teia cósmica do Universo.

A formação de estruturas no Universo se baseia no crescimento de pequenas perturbações devido à instabilidades gravitacionais. Neste cenário, pequenas perturbações na densidade de energia foram causadas por flutuações quânticas nas fases iniciais do Universo. Estas perturbações cresceram e formaram as estruturas que observamos hoje, como galáxias, grupos e aglomerados de galáxias (Padmanabhan, 1993).

Podemos descrever o crescimento das estruturas através do contraste de densidade

$$\delta(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)}, \quad (1.6)$$

onde  $\rho(r, t)$  é a densidade da perturbação e  $\bar{\rho}(t)$  é a densidade média do Universo.

Considerando o colapso gravitacional dentro de uma nuvem de gás, Jeans (1902) encontrou que uma nuvem poderia se tornar instável e começar a colapsar quando a pressão do gás não fosse suficiente para suportar a força gravitacional. Assim, se essa nuvem atingisse uma massa crítica, seu processo de contração seria iniciado.

Dessa forma, somente as perturbações mais massivas que a massa crítica irão crescer. A massa crítica é definida como a massa de Jeans  $M_J$  e é dada por

$$M > \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} = M_J \quad (1.7)$$

onde  $k$  é a constante universal dos gases perfeitos,  $T$  é a temperatura do gás,  $G$  é a constante da gravitação,  $\mu$  a massa molecular média,  $m_H$  é a massa de hidrogênio e  $\rho_0$  a densidade.

Quando o contraste de densidade  $\delta$  é muito menor que a unidade, as inhomogeneidades são pequenas e o crescimento pode ser estudado através da aproximação linear. Mas conforme o contraste de densidade vai aumentando, precisamos passar para o regime não-

linear através do chamado modelo do colapso esférico (Gunn & Gott, 1972), que descreve a evolução de uma esfera com massa uniforme.

O modelo do colapso esférico considera uma distribuição de massa simetricamente esférica rodeada pelo universo que se expande. Seguindo a mecânica Newtoniana, considerando uma partícula dentro de uma fina camada dessa esfera de massa  $M$  a uma distância  $r$  do centro, escrevemos a equação de movimento como

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{GM}{r^2}, \quad (1.8)$$

A massa total da esfera de densidade  $\rho$  é dada por

$$M = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \rightarrow M = \frac{4}{3}\pi r^3 \bar{\rho}(1 + \bar{\delta}), \quad (1.9)$$

onde  $\bar{\rho}$  é a densidade média do Universo ao redor da esfera e  $\bar{\delta}$  é o contraste de densidade dentro da esfera.

Considerando a conservação de energia e integrando a equação de movimento, temos a evolução dessa esfera obtendo a expressão para a energia por unidade de massa

$$E = \frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{r}. \quad (1.10)$$

Analisando a expressão acima, temos que, se  $E < 0$  a esfera inicialmente se expande até um raio máximo  $r_m$  no instante  $t_m$  e colapsa. Esse raio máximo também é chamado de raio de *turn-around*; se  $E > 0$  a esfera se expandirá para sempre junto com o Universo e se  $E = 0$  a aceleração cairá a zero apenas quando  $r \rightarrow \infty$ . A solução paramétrica dessa equação considerando um Universo sem energia escura pode ser escrita como

$$r = \frac{r_m}{2}(1 - \cos \theta) \quad t + T = \frac{t_m}{2}(\theta - \sin \theta), \quad (1.11)$$

onde  $\theta \in [\theta_i, 2\pi]$  e  $T$  é uma constante que nos permite a escolha das condições iniciais  $t_i$  e  $r_i$ . Expressões para  $r_m$  e  $t_m$  são escritas em função do parâmetro  $\Omega_m$  e do contraste de densidade inicial  $\delta_i$  da seguinte forma:

$$\frac{r_m}{2} = \frac{r_i}{2} \frac{(1 + \delta_i)}{[\delta_i - (\Omega_{m,i}^{-1} - 1)]} \quad (1.12)$$

$$\frac{t_m}{2} = \frac{(1 + \delta_i)}{2H_i\Omega_{m,i}^{1/2}[\delta_i - (\Omega_{m,i}^{-1} - 1)]}. \quad (1.13)$$

Considerando a evolução da esfera sob uma aproximação linear, expandindo a Equação 1.11 em série de Taylor, temos (Lima-Neto, 2022)

$$r \simeq \frac{r_m}{4} \left( \frac{6\pi t}{t_m} \right)^{2/3} \left[ 1 - \frac{1}{20} \left( \frac{6\pi t}{t_m} \right)^{2/3} \right] \quad (1.14)$$

Podemos obter o tempo de colapso  $t_{col}$  dessa esfera integrando a equação 1.10, que é considerado como o tempo que a esfera leva para colapsar partindo do raio de *turn-around*,  $r_m$ . Assim

$$\int_{r_m}^0 \frac{dr}{\sqrt{2(E + GMr^{-1})}} = \int_{t_m}^{t_{r=0}} dt \quad (1.15)$$

Como no raio máximo da expansão a esfera fica em repouso antes de começar a colapsar, a energia cinética nesse ponto é nula e a equação 1.10 pode ser escrita como  $E = -GM/r_m$ . Usando esse fato e a integral acima obtemos o tempo de colapso como

$$t_{col} = t_m = \frac{2\pi}{4} \left( \frac{r_m^3}{GM} \right), \quad (1.16)$$

ou, em função da densidade no máximo da expansão  $\rho_m = 3M/4\pi r_m^3$ ,

$$t_{col} = \sqrt{\frac{3}{32}} \frac{1}{\sqrt{G\rho_m}}. \quad (1.17)$$

onde  $1/\sqrt{G\rho}$  é o tempo de queda livre.

O momento em que a esfera irá parar de se expandir e começar a colapsar depende do contraste de densidade  $\delta$ . Considerando um Universo de Einstein-de Sitter onde o fator de escala  $a$  é proporcional a  $t^{2/3}$ , temos que a densidade  $\rho_{EdS}$  é proporcional a  $t^{-2}$  e se relaciona com o contraste de densidade de acordo com  $\rho = (1 + \delta)\rho_{EdS}$ . Utilizando a aproximação linear, temos que o contraste de densidade no colapso, em  $t = 2t_m$ , é  $\delta_{col} \approx 1.686$ . No máximo da expansão, no raio de *turn-around*  $t_m$ , temos  $\delta_m \approx 4.552$ .

Esse sistema oscila após o colapso sofrendo uma relaxação violenta num curto período de tempo até por fim atingir o equilíbrio do virial. O Teorema do virial estabelece que para um sistema em equilíbrio vale a igualdade  $2K + U = 0$ , onde  $K$  é a energia cinética e  $U$  é a energia potencial. Assim, pela conservação da energia  $E = K + U$  e utilizando o teorema do virial temos que

$$E = \frac{1}{2}U \rightarrow E = -\frac{3}{10} \frac{GM^2}{r_v}, \quad (1.18)$$

de onde tiramos o raio do sistema virializado  $r_v$  como

$$r_v = -\frac{3}{10} \frac{GM^2}{E}. \quad (1.19)$$

No entanto, no máximo da expansão, em  $r_m$ , a energia cinética é nula e pela conservação da energia temos  $E = U$ . A partir disso obtemos a expressão para  $r_m$

$$r_m = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{E}. \quad (1.20)$$

Comparando 1.19 e 1.20, temos que o raio no máximo da expansão é duas vezes o raio do virial

$$r_v = \frac{r_m}{2}. \quad (1.21)$$

Como  $\rho \propto r^{-3}$ , temos que a densidade do sistema após o equilíbrio do virial é 8 vezes maior que a densidade no máxima expansão. Dessa forma,

$$\rho_v = 8 \times (1 + \delta_m) \times \rho_{EdS}(t_m). \quad (1.22)$$

Sendo  $t_c$  o tempo que a esfera leva para se expandir e contrair, ou seja,  $t_c = 2t_m$ , e considerando que

$$\frac{\rho_{EdS}(t_m)}{\rho_{EdS}(t_c)} = \left(\frac{t_c}{t_m}\right)^2, \quad (1.23)$$

podemos obter  $\rho_v$  em função de  $\rho_{EdS}$  em  $t_c$ . Encontramos que o valor de  $\rho_v$  é 4 vezes maior do que o encontrado pela Equação 1.22. A partir disso, encontra-se que o contraste de densidade  $\delta_v$  de um halo colapsado em um Universo Einstein-de Sitter é de  $\delta_v \approx 178$  que, por praticidade, usa-se o valor 200. Assim, consideramos uma região virializada como uma esfera com densidade média de aproximadamente 200 vezes a densidade crítica do Universo na época do colapso.

### 1.3 Modelo padrão do Universo

O modelo hierárquico é considerado o modelo padrão de formação de estruturas no Universo (Gott & Rees, 1975; Press & Schechter, 1974; White et al., 1978; Bond, Szalay, & Turner, 1982; Blumenthal et al., 1984). Este modelo nos diz que estruturas menores

são formadas primeiro e, por acreção ou fusão de matéria, estruturas maiores vão se formando. Isso pode ser representado por uma 'árvore de fusões' (*merger-tree*) como ilustra a Figura 1.1. Nesta representação temos as estruturas se formando de cima para baixo conforme o tempo evolui, sendo que pequenas estruturas vão se fundindo com outras criando galáxias cada vez maiores. Depois, essas galáxias se reúnem em grupos, em seguida estes se agrupam formando aglomerados, que são as maiores estruturas virializadas do Universo. Estes aglomerados se juntarão com outros formando estruturas enormes denominadas superaglomerados de galáxias que serão as maiores estruturas gravitacionalmente ligadas do Universo.

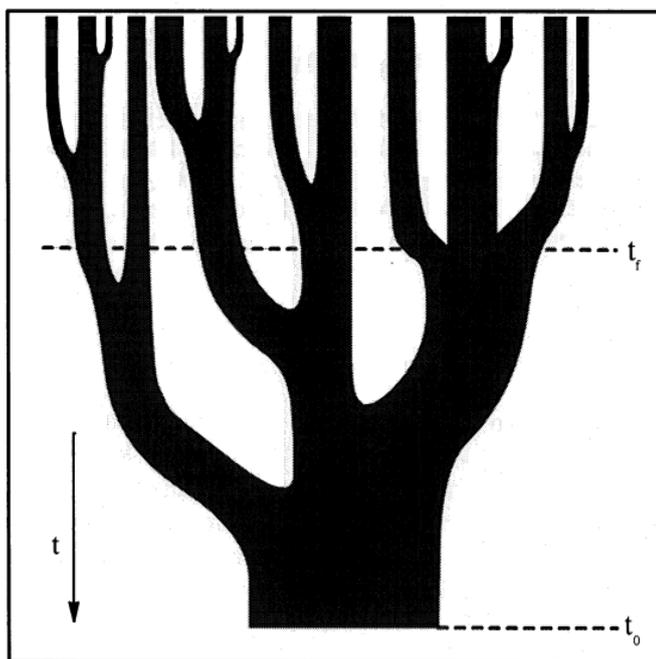


Figura 1.1: Representação da formação hierárquica de estruturas. Nesta representação temos as estruturas se formando de cima para baixo conforme o tempo evolui, sendo que pequenas estruturas vão se fundindo com outras criando galáxias cada vez maiores. Crédito: [Lacey & Cole \(1993\)](#).

No cenário hierárquico a matéria colapsa em halos predominantemente compostos de matéria escura, que são definidos como concentrações de massa virializadas, sendo que halos mais massivos são formados por último.

Através do modelo do colapso esférico explicado na seção anterior, podemos calcular de forma aproximada a densidade de halos de matéria escura como função da massa e do *redshift* utilizando a função de massa de Press-Schechter ([Press & Schechter, 1974](#)).

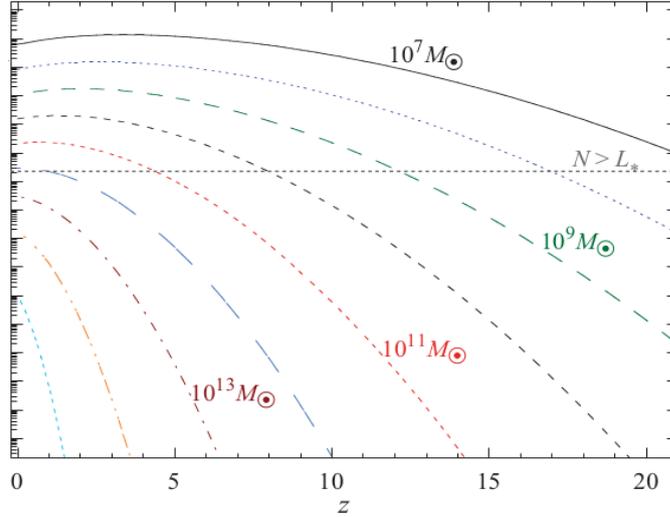


Figura 1.2: Distribuições de massa de halos em função do *redshift* a partir do modelo de Press-Schechter. Extraído de Lima-Neto (2022).

$$n(M, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Omega_m \rho_c}{M} \frac{\delta_c}{\sigma_M} e^{-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2(M, z)}} \quad (1.24)$$

Essa expressão nos dá a densidade numérica de halos de matéria escura colapsados em um intervalo de massa entre  $M$  e  $M + dM$  para um dado *redshift*.

Na Figura 1.2 podemos ver a dependência do número de estruturas com o *redshift* para diversas massas. Observamos que há um número maior de estruturas de baixa massa no Universo comparado com estruturas mais massivas. Assim, aglomerados de galáxias, com massas da ordem de  $10^{14} M_\odot$ , são estruturas mais recentes e raras do que grupos, por exemplo. Como a função de massa é muito sensível à cosmologia, estimar o número de halos de matéria escura em função do *redshift* nos ajuda na determinação dos parâmetros cosmológicos (Kravtsov & Borgani, 2012).

O cenário mais adequado atualmente para descrever as estatísticas do Universo em grandes escalas, é o modelo  $\Lambda$ CDM (CDM do inglês *cold dark matter*). Este é um modelo em que a matéria é principalmente fria e escura, (ou seja, sem colisões e sem interações eletromagnéticas, apenas gravitacionais), onde a maioria da densidade de energia do Universo se comporta como energia do vácuo (ou seja, como a constante cosmológica da relatividade geral,  $\Lambda$ ).

Este modelo de universo com matéria escura fria é o mais aceito pois consegue prever as anisotropias da radiação cósmica de fundo assim como a distribuição de galáxias observadas (Primack, 1997).

Medidas da radiação cósmica de fundo (CMB, do inglês *Cosmic Microwave Background*) combinadas com observações de supernovas tipo Ia, *cosmic shear* e abundância de aglomerados de galáxias mostraram que aproximadamente 75% do Universo é composto por energia escura e 20% de matéria escura fria. A matéria bariônica, na forma de gás e estrelas, apenas contribuem com aproximadamente 4% de toda a matéria do Universo.

## 1.4 Grupos e Aglomerados de galáxias

As galáxias no Universo tendem a se concentrar em grupos e em aglomerados de galáxias. Esses sistemas são considerados estruturas virializadas (ou próximas do equilíbrio) no Universo. A diferença entre grupos e aglomerados está, entre outras coisas, no número de galáxias membro. A massa dessas estruturas também é um divisor, visto que massas de  $10^{14} M_{\odot}$  são representativas de aglomerados.

A distinção entre grupos e aglomerados é um tanto arbitrária, pois às vezes, a transição entre eles é sutil, principalmente quando se trata de um aglomerado pobre ou um grupo rico. O fato é que grupos possuem menos galáxias, são menores, têm menos massa e dispersão de velocidades menores que aglomerados. Conseqüentemente, detectar grupos é mais sensível aos efeitos de projeção causados por objetos que possam estar atrás ou na frente dessas estruturas.

Neste capítulo, trataremos as propriedades de grupos e aglomerados de uma forma que englobe os dois objetos e, quando necessário, distinções serão feitas.

### 1.4.1 Do que são feitos os grupos e aglomerados de galáxias?

Os ingredientes necessários para termos um aglomerado ou grupo de galáxias são: galáxias, plasma do meio intra-aglomerado e matéria escura. As quantidades aproximadas de cada componente podem ser visualizadas na Figura 1.3 e cada uma será discutida em seguida.

- Galáxias:

As galáxias correspondem à aproximadamente 3% da massa total de aglomerados e suas dispersões de velocidades variam entre  $\sim 600 - 1000 \text{ km s}^{-1}$ . As galáxias que compõem essas estruturas são predominantemente do tipo recente (*early-type*). Tanto em grupos

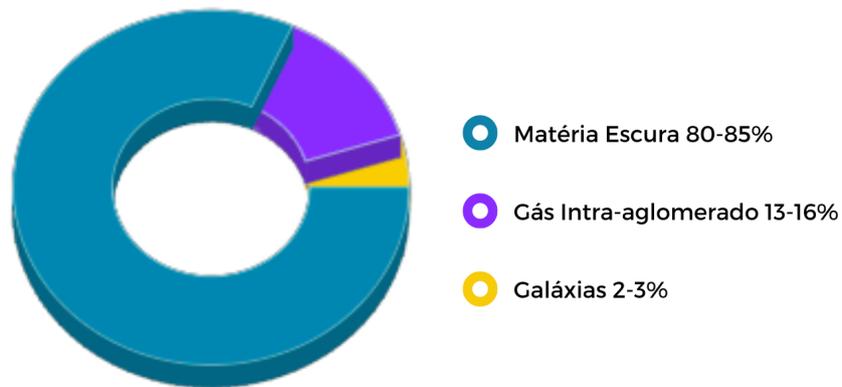


Figura 1.3: Composição de aglomerados de galáxias.

quanto em aglomerados, a fração de galáxias espirais é menor quando comparada com a fração dessas galáxias isoladas no Universo. Além disso, essa fração depende da distância  $r$  ao centro do aglomerado e a densidade dentro do sistema.

Quanto mais nos aproximamos do centro de grupos e aglomerados, maior é a fração de galáxias elípticas e lenticulares (S0), enquanto quando chegamos à distâncias bem maiores do centro, a fração de espirais tardias aumenta (Figura 1.4). Da mesma forma, a relação entre morfologia e densidade também é observada, significando que a quantidade de galáxias elípticas e lenticulares cresce com o aumento da densidade local. Nessas regiões mais densas, a fração de espirais tardias contribuem em menos de 10% das galáxias. O estudo da dependência morfológica com a distância ao centro e com a densidade pode ser visto no trabalho de [Goto et al. \(2003\)](#).

Um cenário interessante para descrever a relação entre morfologia e distância ao centro observando a Figura 1.4 é que em distâncias mais afastadas do centro as frações dos diferentes tipos são praticamente constantes. Conforme caminhamos em direção ao centro, a fração de espirais diminui enquanto a fração de lenticulares (intermediárias) aumenta. Em regiões bem próximas ao centro vemos que a fração de lenticulares diminui bastante enquanto a de elípticas aumenta consideravelmente. Isso é interpretado como se as galáxias espirais perdessem seu gás ao se moverem pelo meio intra-aglomerado se transformando em galáxias lenticulares. E essas transformações continuariam até se transformarem, devido à

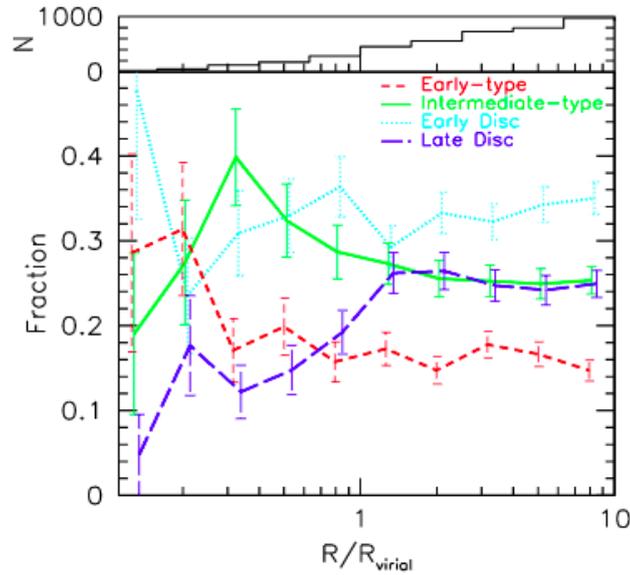


Figura 1.4: Relação morfologia-raio onde frações de cada tipo de galáxia estão relacionadas com a distância ao centro do aglomerado. As linhas vermelha, verde, ciano e roxa representam galáxias elípticas, lenticulares, espirais precoces e espirais tardias, respectivamente. O histograma no topo mostra o número de galáxias em cada bin de distância ao centro do aglomerado. Figura 15 em Goto et al. (2003).

fusões, em elípticas quando se aproximassem do centro. Uma evidência desse cenário é a alta metalicidade do meio intra-aglomerado, resultado da perda de gás do meio interestelar (que é rico em metais) das galáxias. Galáxias elípticas apresentam uma cor avermelhada, o que sugere uma população estelar mais velha. E, de fato, é o que se espera de uma galáxia formada por fusões livres de gás (*dry mergers*), onde não há surto de formação estelar devido à pobreza de gás nessas interações.

Por mais que hoje observemos uma fração baixa de galáxias espirais em aglomerados, nem sempre foi assim. Examinando aglomerados em altos *redshifts*, foi observado uma fração alta de galáxias espirais, indicando que essa fração mudou com o tempo, resultando na transformação das espirais em elípticas e lenticulares que vemos hoje.

Um outra relação bem interessante quando estudamos aglomerados de galáxias é a relação existente entre a cor das galáxias precoces e suas magnitudes. Quando construímos um diagrama cor versus magnitude, nota-se uma sequência horizontal bem definida caracterizada por galáxias vermelhas (*early-type*) e, por isso, chamada de sequência vermelha (Gladders & Yee, 2000). A cor (diferença de magnitude entre dois filtros) varia muito fracamente com a magnitude e permanece praticamente a mesma para diferentes aglomerados no mesmo *redshift*. Para diferentes *redshifts*, observa-se uma variação na cor nesse

diagrama, fazendo com que a sequência se desloque verticalmente. Esse diagrama cor-magnitude é utilizado para a identificação das galáxias pertencentes a um aglomerado, visto que em imagens fotométricas, muitas galáxias pertencentes ao campo podem prejudicar essa determinação.

É bastante interessante ressaltar que, embora haja uma grande concentração de galáxias nos grupos e aglomerados, quando comparada ao campo, estas contribuem bem pouco para a massa total dessas estruturas. A maior parte da matéria bariônica está presente no gás que permeia o meio intra-aglomerado (ICM, do inglês *intracluster medium*).

- Meio intra-aglomerado (ICM)

O meio intra-aglomerado (ICM) se trata de um plasma difuso com temperatura da ordem de  $10^7 - 10^8$  K permeando as galáxias em um aglomerado. Esse plasma corresponde a cerca de 13%-16% da massa total dos aglomerados e pode ser detectado via emissão em raios-X, cuja luminosidade varia entre  $L_X \sim 10^{43}$  e  $\sim 10^{45}$  erg/s. O processo envolvido na radiação em raio-X é a emissão *bremstrahlung*, causada pela aceleração de elétrons, que estão livres devido às altas temperaturas, em um campo de prótons e núcleos atômicos.

Essa radiação não é gerada por galáxias individuais presentes nos aglomerados, visto que é extensa. Além disso, aglomerados e grupos com uma galáxia central dominante, apresentam um pico de emissão em raio-X bem forte.

Permeando esse gás quente do meio intra-aglomerado, observaram-se estrelas fora de galáxias. Essas estrelas podem ter sido tiradas de suas galáxias depois de interações entre galáxias dentro do aglomerado.

- Matéria Escura

Quando o astrônomo suíço Fritz Zwicky estudou o aglomerado Coma na década de 30, percebeu que a dispersão de velocidades radiais naquele aglomerado era muito mais alta do que se esperava se a massa total do aglomerado fosse somente devido à massa luminosa das galáxias. Ele então propôs que a maioria da massa desse aglomerado fosse de uma massa não luminosa, a matéria escura (Zwicky, 1933, 1937).

Desde essa descoberta, várias observações indicam que a matéria total contida no Universo é dominada pela matéria escura, que é não-bariônica e não relativística (*cold dark*

*matter*). Cerca de 80% da matéria encontrada em aglomerados de galáxias consiste em algo que chamamos de matéria escura.

A matéria escura segue a distribuição de matéria luminosa e, embora não consigamos vê-la pelo fato de não interagir com a luz, sabemos da sua existência observando a dinâmica das galáxias, pelas propriedades da emissão em raios-x dos aglomerados e pelo efeito de lente gravitacional.

#### 1.4.2 Evolução de galáxias em aglomerados

Embora tenha sido dito que os aglomerados de galáxias são estruturas em equilíbrio, isso não quer dizer que dentro deles as coisas estejam estáticas e imutáveis.

Por ter uma alta densidade de galáxias, eventualmente estas interagem entre si fazendo com que os aglomerados e grupos sejam excelentes laboratórios para estudarmos esses processos.

Quando duas galáxias colidem, raramente as estrelas pertencentes a elas irão colidir entre si. Isso porque as distâncias entre elas são enormes, sendo muito maiores que seus diâmetros. No entanto, a órbita da maioria das estrelas nessas galáxias em interação irá mudar, fazendo com que a aparência dessas galáxias mude também.

Durante o processo de colisão, não apenas o formato das galáxias é alterado, mas também pode ocorrer muita formação de estrelas. Nuvens de gás do meio interestelar podem colidir umas com as outras e estas colisões violentas comprimem o gás aumentando sua densidade, que por sua vez, aumenta a taxa de formação estelar. Estes surtos de formação estelar (*starburst*, em inglês) são fenômenos temporários e fazem com que as galáxias onde eles acontecem fiquem muito brilhantes.

Quando as duas galáxias que estão interagindo têm aproximadamente o mesmo tamanho, chamamos essa interação de fusão. E ao fim desse processo, que pode durar milhares de anos, temos como resultado uma única galáxia. Caso uma das galáxias seja bem menor que a outra, dizemos que houve um canibalismo galáctico, onde a menor galáxia foi "devorada" pela maior.

Um outro processo muito importante que ocorre no ambiente de um aglomerado de galáxias é a fricção dinâmica. Podemos explicar esse processo da seguinte forma: quando um corpo de massa  $M$  se move em uma região homogênea contendo corpos bem menos massivos, estes são atraídos na direção do movimento do corpo maior devido ao seu campo

gravitacional. Esses corpos menores se concentram no lado oposto do sentido do movimento do corpo de massa  $M$ , como mostra a Figura 1.5.

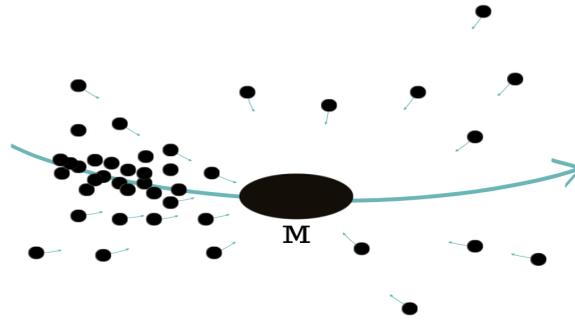


Figura 1.5: Corpo de massa  $M$  se movendo em uma região homogênea contendo corpos bem menos massivos, atrai os corpos menores na direção do movimento do corpo maior devido ao seu campo gravitacional. Esses corpos menores se concentram no lado oposto do sentido do movimento do corpo de massa  $M$ .

Esse acúmulo de corpos no lado oposto ao movimento causará uma desaceleração no corpo maior e, quanto mais lentamente esse corpo se move, ele sentirá a atração gravitacional por mais tempo. Essa desaceleração é proporcional à massa  $M$  e, no contexto de um aglomerado de galáxias, isso quer dizer que para as galáxias mais massivas a fricção dinâmica será mais forte, fazendo com que as galáxias mais massivas de um aglomerado se movam para o fundo do poço de potencial dessas estruturas. Assim, por causa da fricção dinâmica, as galáxias dentro de um grupo ou aglomerado perdem energia cinética e acabam se concentrando no centro dessas estruturas, local que favorece interações entre essas galáxias. Se a fricção dinâmica durar tempo suficiente, as galáxias mais massivas no centro dos grupos e aglomerados irão se fundir em uma única galáxia.

### 1.4.3 Perfil de massa

O perfil de massa é uma importante ferramenta para estimarmos a massa de grupos e aglomerados de galáxias.

Através de simulações numéricas foi estabelecido a existência de um perfil universal de densidade para halos de matéria escura. Este perfil pode ajustar objetos com massas no

intervalo de várias ordens de grandeza indo desde aglomerados globulares de estrelas até aglomerados de galáxias e se aplica para escalas físicas menores que o raio do virial  $r_{200}$ . O raio do virial  $r_{200}$  é definido como o raio que delimita uma região esférica com densidade 200 maior que a densidade crítica do Universo (Einstein-de Sitter) (Navarro et al., 1995, 1996, 1997).

O perfil de densidade para halos de matéria mais usado foi proposto por Navarro, Frenk e White (Navarro et al., 1995) e, por isso, chamado de perfil NFW, é descrito como

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1.25)$$

onde  $\rho_s$  é a amplitude do perfil e é igual a  $\delta_c \rho_{cr}$ , sendo

$$\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \quad (1.26)$$

a densidade crítica do Universo no *redshift* do halo e  $\delta_c$  é uma sobredensidade característica do halo dada por

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (1.27)$$

O raio característico  $r_s$  indica o raio onde a inclinação do perfil muda. Para  $r < r_s$  o perfil segue  $\rho \propto r^{-1}$  e para  $r > r_s$  temos  $\rho \propto r^{-3}$ .

O parâmetro de concentração  $c$  é definido como

$$c = \frac{r_{200}}{r_s} \quad (1.28)$$

e indica o quanto a matéria está concentrada. Para maiores valores de  $c$  mais fortemente a matéria estará concentrada nas regiões centrais dos halos.

Assim, a massa  $M_{200}$  dentro de  $r_{200}$  é definida como:

$$M_{200} = \frac{4\pi}{3} 200\rho_c r_{200}^3, \quad (1.29)$$

onde  $\rho_c$  é a densidade crítica do Universo.

#### 1.4.4 Função de luminosidade

A função de luminosidade descreve a maneira pela qual os membros de uma classe de objetos são distribuídos em relação à sua luminosidade. Em outras palavras, a função de

luminosidade representa a densidade numérica de objetos de uma luminosidade específica.

Por ser relativamente simples, a forma analítica mais utilizada para a função de luminosidade é a chamada Função de Schechter, que pode ser descrita como

$$n(L)dL = \phi^* \left( \frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) \frac{dL}{L} \quad (1.30)$$

onde  $n$  é a densidade total de galáxias,  $L$  é a luminosidade da galáxia,  $L^*$  é uma luminosidade característica onde a função muda entre uma lei de potência e uma exponencial,  $\phi^*$  fornece a normalização e  $\alpha$  é o coeficiente da lei de potência para baixas luminosidades.

Geralmente é mais conveniente escrever essa relação em função das magnitudes absolutas:

$$n(M)dM = 0.4 \ln 10 \phi^* [10^{0.4(M^*-M)}]^{\alpha+1} \exp(10^{0.4(M^*-M)}) dM \quad (1.31)$$

Para a densidade de luminosidade temos

$$l_{tot} = \int_0^\infty dL L \Phi(L) = \Phi^* L^* \Gamma(2 + \alpha) \quad (1.32)$$

Essa expressão é finita para  $\alpha \geq -2$ , onde a função gama vale

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty dy y^{(x-1)} \exp^{-y}. \quad (1.33)$$

#### 1.4.5 Razão Massa-Luminosidade

Uma forma de caracterizar quanta matéria escura está presente nas galáxias, grupos e aglomerados, é observar a razão entre suas massas e suas luminosidades. Essa razão,  $M/L$ , é expressa em massa solar ( $M_\odot$ ) por luminosidade solar ( $L_\odot$ ). Assim, para estrelas como o Sol, a razão massa-luminosidade é 1.

Como dito anteriormente, grupos e aglomerados de galáxias são compostos principalmente por matéria escura, que embora seja invisível, contribui para a massa do sistema sem contribuir em nada para a sua luminosidade, aumentando assim a relação  $M/L$ . Diferentes classes de objetos apresentam valores de  $M/L$  distintos, como podemos ver na Figura 1.6.

E não apenas podemos estudar a quantidade de matéria escura presente nessas estruturas, mas com a razão  $M/L$  podemos também calcular parâmetros cosmológicos.

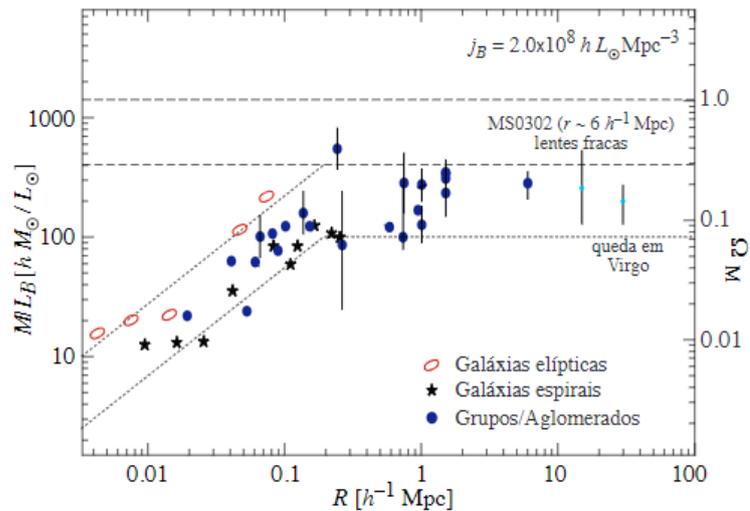


Figura 1.6: Razão massa–luminosidade na banda B para diferentes objetos representados por seus tamanhos em Mpc. O parâmetro de densidade,  $\Omega_M$ , pode ser visto no eixo vertical à direita. Imagem extraída de Lima-Neto (2022).

## 1.5 Grupos Compactos

Grupos compactos são sistemas pequenos, relativamente isolados e com as galáxias dispostas em uma configuração compacta no céu. Nos trabalhos de Hickson (1982) e Hickson et al. (1992) temos a base para identificar grupos compactos. A definição clássica estabelece quatro critérios: (1) Grupos Compactos possuem entre quatro a dez galáxias brilhantes em um intervalo de três magnitudes da galáxia mais brilhante; (2) precisam estar isolados, sem outras galáxias brilhantes dentro de três vezes o tamanho do círculo mínimo que envolve os membros da galáxia; (3) a região que engloba as galáxias são pequenas fazendo com que o brilho médio da superfície do grupo seja bem alto; e (4) os membros estão dentro de 1000 km/s do centro do grupo (Zandivarez et al., 2022).

Vários catálogos de Grupos Compactos foram criados (Shakhbazian (1973); Rose (1977)), porém o catálogo mais utilizado e estudado é o catálogo de Hickson (Hickson, 1982) com 100 grupos denominados HCG (*Hickson Compact Group*).

O primeiro grupo compacto foi observado por Edouard M. Stephan (Stephan, 1877) em 1877, onde 5 galáxias configuravam o posteriormente denominado Quinteto de Stephan (ou HCG 92) (Figuras 1.7).

Embora o nome Quinteto sugira um grupo com 5 galáxias, apenas quatro delas estão realmente próximas umas das outras. A galáxia NGC 7320, galáxia mais à esquerda e acima nas Figuras 1.7, possui um *redshift* distante das demais, ou seja, ela está em primeiro plano

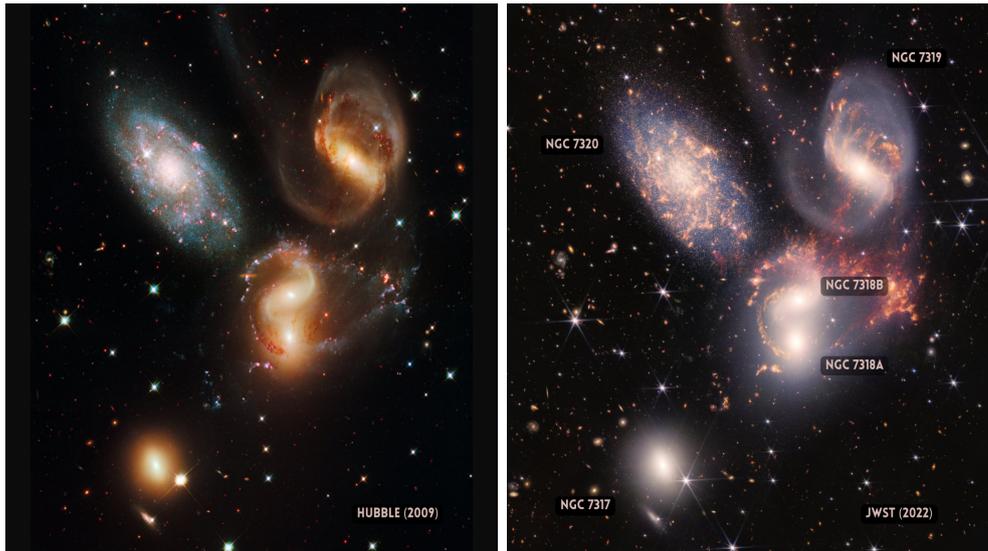


Figura 1.7: Esquerda: Quinteto de Stephan com o Telescópio Espacial Hubble em 2009; Direita: imagem composta obtida utilizando dois instrumentos do James Webb: a câmera em infravermelho próximo (NIRCam) - tons brancos e azuis na imagem - e a câmera em infravermelho médio (MIRI) - tons amarelos e laranjas. Créditos: NASA, ESA, CSA, STScI; NASA/Hubble.

em comparação com as outras quatro. NGC 7320 está a 40 milhões de anos-luz da Terra, enquanto as outras quatro galáxias estão a cerca de 290 milhões de anos-luz de distância na constelação de Pégaso. Em julho de 2022, a câmera em infravermelho próximo do James Webb (NIRCam) foi capaz de resolver estrelas individuais e até mesmo o núcleo brilhante da galáxia NGC 7320.

A galáxia NGC 7319 é uma espiral barrada e abriga em seu centro um buraco negro supermassivo que está acumulando material ativamente. Quase no centro da imagem podemos ver uma galáxia que parece ter dois núcleos, mas na verdade são duas galáxias, NGC 7318A e NGC 7318B. Já a galáxia NGC 7317, é uma elíptica de aparência normal e menos afetada pelas interações.

Para comparação, a imagem da esquerda na Figura 1.7 mostra a imagem do Quinteto de Stephan feita pela Wide Field Camera 3 (WFC3) a bordo do Telescópio Espacial Hubble da NASA.

O Quinteto de Stephan, assim como outros grupos compactos catalogados, mostram caudas provocadas por efeito de maré, sinais de interação entre suas galáxias. Objetos como esse, cenário propício para interações e fusões entre galáxias, são excelentes laboratórios para estudarmos esses processos e fornecer mais pistas sobre a evolução de galáxias no Universo.

Em Barnes (1989) é proposto que galáxias dentro de um grupo compacto irão se fundir com a galáxia central devido à fricção dinâmica dando origem a uma galáxia muito massiva e brilhante no centro do grupo.

Em um outro trabalho sobre grupos compactos (Ponman & Bertram, 1993), foi sugerido que poderiam haver situações em que as principais galáxias de um grupo poderiam se fundir entre si produzindo uma única galáxia gigante envolvida em um halo de raio-X típico de grupos. E, de fato, foram observados grupos não compactos com essas características: os futuramente chamados Grupos Fósseis de galáxias.

## 1.6 Grupos Fósseis

Em 1994, foi publicada a descoberta, a partir de um estudo em raios-x do sistema RX J1340.6+4018, do que poderia ser o primeiro candidato a Grupo Fóssil observado (Ponman et al., 1994). Esse sistema consistia de uma galáxia elíptica, em  $z = 0.17$ , aparentemente isolada e com um extenso halo em raio-X. Neste trabalho, foi proposto que este sistema poderia estar no estágio final de evolução de um grupo compacto de galáxias e que aquelas galáxias que estavam próximas ao centro do sistema poderiam ter se fundido em uma única galáxia elíptica. Para os autores, os grupos fósseis eram sistemas de galáxias dinamicamente evoluídos devido à galáxia central que domina a luminosidade total do grupo, sendo assim, sistemas velhos e dinamicamente relaxados.

Alguns anos depois, Jones et al. (2003) propuseram uma definição observacional para esses sistemas na qual um sistema de galáxias é um sistema fóssil se:

- i*) ele apresentar um intervalo (*gap*) de magnitude ( $\Delta m_{1,2}$ ) de ao menos duas magnitudes entre os dois membros mais brilhantes na banda  $r$  dentro de metade do seu raio do virial e
- ii*) se a galáxia central for envolvida por um extenso halo de raio-X com  $L_X > 10^{42} h_{50}^{-2}$  erg s<sup>-1</sup>.

A necessidade de um halo extenso em raio-X na definição de grupos fósseis é porque isso é útil para evitar galáxias isoladas (Zarattini et al., 2016). Visto que não há limite superior na definição da luminosidade em raios-X, aglomerados fósseis podem ser observados também (Cypriano et al., 2006; Mendes de Oliveira et al., 2006; Aguerri et al.,

2011; Zarattini et al., 2014). Por isso, trataremos esses objetos como sistemas fósseis neste trabalho.

Dariush et al. (2010) sugeriram outro critério que especifica que um sistema é classificado como fóssil se o *gap* de magnitude entre o primeiro e o quarto membro mais brilhante for  $\Delta m_{1,4} > 2.5$  para galáxias dentro da metade de seu raio do virial. De acordo com os autores, esta quantidade é mais adequada para selecionar sistemas velhos de galáxias e dinamicamente relaxados. Investigando como essa definição se diferencia daquela de Jones et al. (2003), com respeito a evolução das galáxias mais brilhantes e mais fracas em sistemas fósseis, Kanagusuku et al. (2016), usando o critério de Dariush et al. (2010), encontrou que grupos fósseis começam a se tornar fósseis mais cedo e portanto eles permanecem na fase fóssil por mais tempo do que previsto pela definição de Jones et al. (2003). Apesar disso, não há efeitos muito fortes na evolução usando um ou outro critério. No entanto, de acordo com Raouf et al. (2014),  $\Delta m_{1,4}$  quando combinado com a magnitude absoluta da galáxia central, é mais adequado que  $\Delta m_{1,2}$  para identificar sistemas velhos.

Detectar e catalogar grupos fósseis envolve, além de observações em raios-X, outras ferramentas como fotometria e espectroscopia (Aguerri & Zarattini, 2021). Os dados em raios-X permitem a estimativa da massa e do raio do virial desses sistemas; com a fotometria conseguimos extrair as magnitudes das galáxias do grupo e, conseqüentemente, os *gaps* de magnitudes entre as galáxias mais brilhantes; já a espectroscopia nos auxilia na identificação mais confiável das galáxias que pertencem ao sistema, eliminando possíveis galáxias que possam estar na frente ou atrás do grupo. Diversos grupos fósseis já foram catalogados, porém podem haver divergências entre os catálogos, visto que os métodos para a determinação das galáxias membro e dos raios podem ser diferentes em cada estudo.

O primeiro catálogo com um número considerável de candidatos a fóssil foi publicado por Santos et al. (2007), onde foram selecionados 34 objetos. Zarattini et al. (2014) analisaram esses 34 candidatos no projeto FOGO (*Fossil Group Origins*) (Aguerri et al., 2011) e confirmaram que  $15_{-5}^{+8}$  deles eram grupos fósseis de acordo com as definições de Jones et al. (2003) ou Dariush et al. (2010). Muitos outros trabalhos catalogaram possíveis grupos fósseis, como La Barbera et al. (2009), Tavasoli et al. (2011), Makarov & Karachentsev (2011), Harrison et al. (2012), Gozaliasl et al. (2014), entre outros.

### 1.6.1 O que sabemos sobre os sistemas fósseis através de simulações

Diversos estudos e simulações foram feitos com o objetivo de entender o que são e como se deu a formação e evolução desses sistemas. Podemos citar, por exemplo, o trabalho de [D’Onghia & Lake \(2004\)](#), que compararam o número de galáxias satélites em grupos obtido pelo modelo  $\Lambda$ CDM em diferentes intervalos de massa do halo e concluíram que os Grupos Fósseis possuem um número menor de galáxias do que o predito pela teoria de formação de estruturas. A ausência dessas galáxias seria devido aos processos de fusão, sendo os grupos fósseis então, objetos extremos no cenário de formação de estruturas do Universo.

Estudando como sistemas com massa  $M \sim 10^{14}M_{\odot}$  reuniram matéria ao longo do tempo (*mass assembly history*), [D’Onghia et al. \(2005a\)](#) encontraram que os grupos fósseis acreteram mais da metade da massa que tem hoje em  $z > 1$ , reunindo mais massa com subsequentes fusões menores. Devido à essa reunião de massa ter acontecido precocemente, houve tempo suficiente para que as galáxias com magnitudes características  $M^*$  pertencentes ao sistema se fundissem, resultando nas lacunas (*gaps*) observadas em  $z = 0$ . Para grupos com massas menores, da ordem de  $M \sim 10^{13} - 10^{13.5}M_{\odot}$ , utilizando a *Simulação do Milênio* ([Springel et al., 2005](#)), [Dariush et al. \(2010\)](#) concluíram que a maioria dos sistemas que reuniram mais da metade de sua massa em  $z = 1$ , já não são grupos fósseis hoje.

Usando Grupos Fósseis identificados na *Simulação do Milênio*, [Dariush et al. \(2007\)](#) sugeriram que o cenário mais provável para esses objetos é que eles não seriam uma classe distinta de objetos, mas sistemas que colapsaram mais cedo. Com grupos selecionados também da *Simulação do Milênio*, [Deason et al. \(2013\)](#) observaram que 20% dos grupos com características de sistemas velhos (similares a sistemas fósseis) se tornavam objetos jovens, confirmando o encontrado anteriormente por [Dariush et al. \(2010\)](#). Uma definição que distingue sistemas velhos de sistemas jovens foi proposta por [Raouf et al. \(2014\)](#), onde um grupo é dito velho se seu halo reuniu mais da metade de sua massa em  $z = 1$  e jovem se reuniu menos que 30%.

No trabalho de [Kundert et al. \(2017\)](#), usando a simulação *Illustris* ([Vogelsberger et al., 2014](#)) e analisando os grupos de massas menores, na ordem de  $10^{13} - 10^{13.5}$ , mostraram que o *gap* de magnitude dos grupos fósseis observados hoje foram criados há 3 Ganos atrás. Além disso, para esse intervalo de massa, a galáxia central se torna mais massiva

para grupos fósseis do que para os não-fósseis. Como mostra a Figura 1.8, as diferenças se devem à fusões de massa entre  $z = 0.1$  e  $z = 1$ . Em outras palavras, a reunião de massa de grupos fósseis e não-fósseis se diferem apenas na história recente de acreção, quando aproximadamente 80% da massa do halo foi acreçada. Ainda no mesmo trabalho, os autores encontraram uma lacuna de grandes fusões recentes, o que está em concordância com a evolução de sistemas velhos.

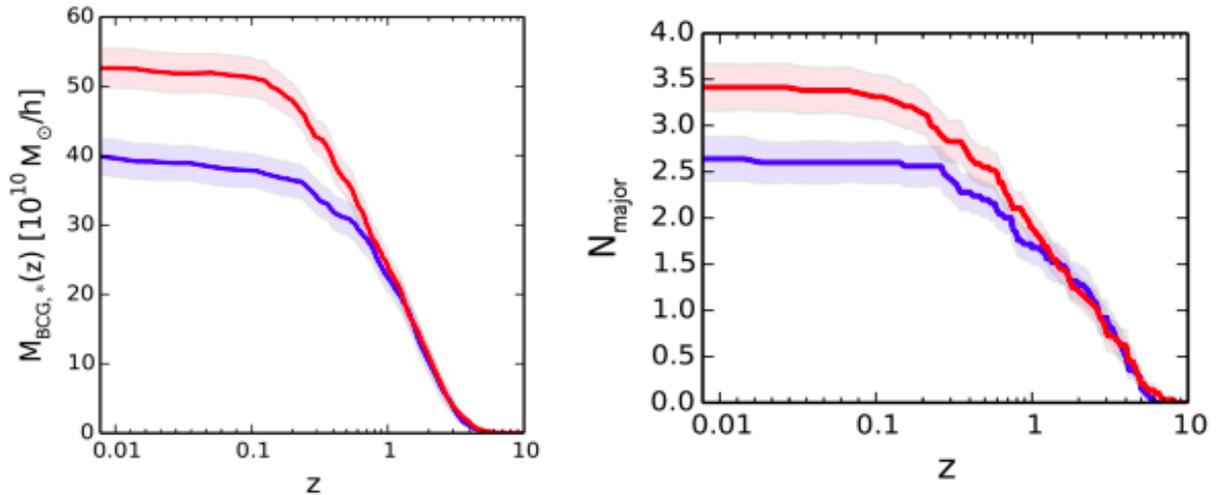


Figura 1.8: Esquerda: reunião de massa média estelar para galáxias centrais dentro de  $r_{200}$ . Direita: número médio de fusões maiores cumulativas da galáxia central em função do *redshift*  $z$ . Em vermelho temos os grupos fósseis e em azul, os não-fósseis. Imagem extraída de Kundert et al. (2017).

Kanagusuku et al. (2016) usaram a *Millennium run simulation II* (Boylan-Kolchin et al., 2009) gerando catálogos de grupos fósseis (e não-fósseis para comparação) que permitiram que estudassem a evolução desses objetos desde 8 Ganos atrás ( $z \sim 1$ ). Analisando o comportamento dos *gaps* de magnitude, os autores encontraram que nas épocas iniciais, os grupos fósseis possuíam duas galáxias mais brilhantes com magnitudes similares rodeadas por galáxias mais fracas e, em  $z \sim 0.2 - 0.3$ , essas duas galáxias se fundiram para formar a galáxia mais brilhante que observamos no tempo presente. Segundo Díaz-Giménez et al. (2011), para sistemas com massas similares, o ambiente foi diferente para grupos fósseis e não-fósseis.

Para muitos autores, como Kundert et al. (2017), a característica fóssil seria apenas uma fase de transição, em que grupos e aglomerados de galáxias passam pelas fases fóssil e não-fóssil ao longo de sua evolução. Isso foi observado no trabalho de von Benda-Beckmann (2008), onde grupos que apresentaram uma fase fóssil em alto  $z$  acabaram acrecendo novas

galáxias brilhantes e, assim, saindo da fase fóssil.

## 1.6.2 Propriedades observáveis em sistemas fósseis

### 1.6.2.1 Formação das galáxias centrais

As galáxias centrais em aglomerados se destacam como as maiores e mais luminosas dentre as galáxias membros, localizando-se nas proximidades do pico da emissão em raios-X do aglomerado (Jones & Forman, 1984; Lin, Mohr, & Stanford, 2004). Essas galáxias centrais (BCGs - *Brightest Cluster Galaxy*) residem no mínimo do potencial gravitacional do aglomerado, como sugerido nos trabalhos de Quintana & Lawrie (1982), Zabludoff, Huchra, & Geller (1990), e Oegerle & Hill (2001), onde foi demonstrado que essas galáxias ocupam uma posição próxima à velocidade de repouso do aglomerado. Além disso, em Zarattini et al. (2019), os autores encontraram que as galáxias centrais em grupos fósseis se situam mais próximas desse mínimo potencial do aglomerado, em comparação com suas contrapartes em sistemas não fósseis.

Conforme proposto por estudos como Ponman et al. (1994) e Jones et al. (2003), a formação das galáxias centrais em grupos fósseis podem representar o final da evolução do grupo, onde o processo dominante neste caso é a fricção dinâmica. Um outro trabalho de ?, enfatiza que a diferença principal entre grupos fósseis e não fósseis reside na distribuição inicial de velocidades. Especificamente, que as galáxias satélites em grupos fósseis devem seguir órbitas mais radiais em comparação com grupos não fósseis. Isso favoreceria fusões com baixo momento angular, nas quais a fricção dinâmica poderia ser mais eficaz, conforme previsto por Lacey & Cole (1993).

Resultados apresentados em Méndez-Abreu et al. (2012) indicam que fusões sem significativa dissipação de energia entre galáxias podem ser os principais mecanismos para construir a massa das galáxias centrais, esperando que o tamanho final aumente, mas não a dispersão de velocidade central. Essa interpretação também está de acordo com novos resultados obtidos por meio de simulações numéricas (Kundert et al., 2017), onde os autores examinaram a origem dos grupos fósseis utilizando a simulação Illustris.

Evidências de fusões recentes foram encontradas por Alamo-Martínez et al. (2012) ao analisar os perfis de brilho superficial de três grupos fósseis. No entanto, esse estudo concentrou-se principalmente na investigação de aglomerados globulares dentro dos destes.

Esses aglomerados são ferramentas valiosas para o estudo da formação de galáxias, pois são suficientemente antigos e densos para sobreviver a interações galácticas. Os resultados de [Alamo-Martínez et al. \(2012\)](#) sugerem que os aglomerados globulares dentro das BCGs se formaram de maneira semelhante nos sistemas fósseis e não fósseis. Isso, em termos de cenário de formação das BCGs, sugere que processos comparáveis estão em ação na formação das BCGs em sistemas fósseis e não fósseis, embora seja necessária uma análise mais abrangente para confirmar essa conclusão.

### 1.6.2.2 Ambiente em larga escala

As diferenças nas evoluções entre grupos fósseis e não-fósseis podem estar relacionadas com o ambiente em grande escala e na forma como ele interage com esses sistemas, como proposto por [D’Onghia et al. \(2005\)](#), [Ponman et al. \(1994\)](#) e [Díaz-Giménez et al. \(2011\)](#). No entanto, resultados observacionais são escassos sobre esse tópico, pois apenas alguns grupos fósseis individuais foram estudados até o momento ([Aguerri & Zarattini, 2021](#)).

[Díaz-Giménez et al. \(2011\)](#) analisaram a estrutura em grande escala em grupos fósseis e não-fósseis. Seus resultados observacionais validaram o pico previamente identificado em simulações numéricas no perfil de densidade local de galáxias em relação à distância normalizada centrada no grupo. Esse pico ( $2.5r/r_{vir}$ ) em  $z = 0$ , é mais evidente em grupos fósseis. No entanto, a discrepância entre grupos fósseis e outros grupos é mais nítida nas simulações numéricas do que nas observações, possivelmente devido à restrição de uma amostra pequena de FGs disponíveis. Estudos mais amplos com amostras maiores são geralmente necessários para confirmar se os sistemas fósseis de fato apresentam características especiais em seu ambiente em grande escala.

### 1.6.2.3 Função de luminosidade

Por definição, os grupos fósseis têm uma lacuna de galáxias brilhantes por causa da função de seleção usada para a catalogação. Assim, o fim brilhante (*bright end*) da função de luminosidade possui poucas galáxias  $L^*$  ([Mendes de Oliveira et al., 2006](#)).

A função de luminosidade das galáxias em grupos fósseis indicam que sua população de galáxias depende do *gap* de magnitude. [Zarattini et al. \(2015\)](#) mostraram que as funções de luminosidade em grupos fósseis possuem uma magnitude característica fraca, assim como um slope fraco no final, possivelmente devido a um déficit de galáxias anãs ([D’Onghia &](#)

Lake, 2004). Já em Cypriano et al. (2006), a função de luminosidade se mostrou normal para grupos fósseis.

Os trabalhos de Jones et al. (2000) e Jones et al. (2003) indicaram que as galáxias mais brilhantes dos grupos fósseis (BCGs) não sofreram nenhuma fusão dentro dos últimos 4 Ganos, e, considerando a ideia de que galáxias se fundiram com a galáxia central, foi sugerido que as massas dos grupos fósseis foram formadas há muito tempo. Assim, era esperado que tanto a BCG quanto o halo fossem velhos, e que estes sistemas tivessem evoluído passivamente desde sua formação. No entanto, este cenário de grupos fósseis dinamicamente evoluídos tem se tornado menos claro conforme maiores amostras de grupos fósseis têm sido estudadas (Kundert et al., 2017).

#### 1.6.2.4 Razão Massa-Luminosidade ( $M/L$ )

Estimar a razão  $M/L$  de grupos fósseis e compará-la com grupos não-fósseis ainda é um desafio. Alguns autores como Sun et al. (2004) e Khosroshahi et al. (2006) encontraram valores normais de  $M/L$  para os grupos fósseis estudados em seus trabalhos. Sun et al. (2004) estimaram  $M/L \sim 150M_{\odot}/L_{\odot}$  dentro de  $0, 3r_{vir}$ , enquanto Khosroshahi et al. (2006) encontraram  $M/L \sim 440M_{\odot}/L_{\odot}$ , o que não é incomum para aglomerados.

Já Proctor et al. (2011) encontraram valores de  $M/L$  bem mais altos do que em grupos não-fósseis, sugerindo então que os grupos fósseis poderiam ser grupos escuros (*dark clusters*). Isso se explicaria considerando que os grupos fósseis, apesar de possuírem uma galáxia central brilhante, estivessem envoltos em um ambiente pobre fazendo com que tanta a luminosidade total no ótico quanto o número de membros fossem baixos.

Como discutido em Aguerri & Zarattini (2021), os valores contraditórios nas estimativas de  $M/L$  são devido à diferentes metodologias empregadas pelos autores. Para uma comparação mais acurada, espera-se que as análises considerem a luminosidade em uma mesma banda e dentro de um mesmo raio para um número considerável de Grupos Fósseis.

Girardi et al. (2002) estudaram a razão  $M/L$  para objetos não-fósseis (desde grupos pobres até aglomerados ricos) utilizando uma grande amostra de objetos e luminosidades na banda  $B$ . Os resultados foram consistentes com as predições teóricas e podem ser usados para fins de comparação com Grupos Fósseis. A razão  $M/L$  para grupos ricos obtida pelos autores foi  $223_{-80}^{+62} [h(M/L_B)_{\odot}]$ .

### 1.6.2.5 Perfil de massa e concentração

Diversos foram os trabalhos onde o perfil de massa de Grupos Fósseis foram calculados (por exemplo, [Khosroshahi et al. \(2004\)](#); [Khosroshahi et al. \(2006\)](#); [Gastaldello et al. \(2007\)](#)). Nesses trabalhos, os sistemas de galáxias analisados foram bem descritos por um perfil NFW e com alta concentração, indicando uma possível formação precoce. Isso está de acordo com os estudos que mostraram que os Grupos Fósseis reuniram mais da metade de suas massas nas épocas precoces quando comparados com Grupos não-fósseis, como mencionado na Seção [1.6.1](#).

[Vitorelli et al. \(2018\)](#) calcularam o perfil de massa e concentração de uma grande amostra de sistemas e encontraram que os halos com maiores probabilidades de serem mais concentrados, são os que possuem *gaps* de magnitude  $\Delta m_{1,2}$  como definidos para Grupos Fósseis, sugerindo novamente sua formação em épocas precoces.

### 1.6.3 Evolução de sistemas fósseis

A proposta de que grupos compactos podem ser os progenitores dos grupos fósseis é baseada na ideia de que nesses sistemas, várias galáxias brilhantes estão agrupadas em um espaço pequeno, o que os torna candidatos ideais para fusões que ocorrem de forma rápida e eficaz. Nessa configuração, a proximidade entre as galáxias favorece interações gravitacionais intensas, levando a fusões mais frequentes e eficientes.

O estudo realizado por [Miles et al. \(2004\)](#) analisou uma amostra de 25 aglomerados em raios-X e encontraram que grupos com luminosidade de raios-X reduzida tendem a exibir uma dispersão de velocidade mais baixa em comparação com outros grupos. Essa descoberta levantou a hipótese de que grupos com dispersão de velocidade reduzida seriam propensos à formação de grupos fósseis. Isso ocorre porque, em tais grupos, as galáxias massivas têm maior probabilidade de se encontrar em órbitas de baixa velocidade, o que torna as interações gravitacionais entre elas mais eficazes.

Estudando um grupo compacto em  $z = 0.22$ , [Mendes de Oliveira & Carrasco \(2007\)](#) sugeriram que a fusão das quatro galáxias mais brilhantes dentro desse grupo compacto levaria à formação de uma galáxia central brilhante (BCG) com uma magnitude absoluta aproximada de  $M_r \sim -23$ . Esse valor é considerado típico para as galáxias centrais encontradas nos grupos fósseis. Portanto, essas descobertas fortaleceram a ligação entre grupos

com luminosidade de raios-X reduzida e a possível formação de grupos fósseis, enfatizando a importância da dinâmica das galáxias dentro desses sistemas para a compreensão de sua evolução.

No entanto, [Yoshioka et al. \(2004\)](#) concluíram que grupos compactos não são os progenitores ideais, pois encontraram uma razão  $M/L$  para grupos fósseis que é muito alta em comparação com grupos compactos.

A abordagem apresentada por [Tovmassian \(2010\)](#) trouxe uma perspectiva diferente sobre a origem dos grupos fósseis. De acordo a análise, concluiu-se que os progenitores dos grupos fósseis provavelmente são grupos pobres. Isso sugere que, em vez de grupos compactos ricos em galáxias, a formação dos grupos fósseis pode estar mais relacionada a grupos que são menos densamente povoados e menos massivos.

No entanto, essas conclusões aparentemente contradizem os estudos que indicam que as galáxias centrais brilhantes (BCGs) nos grupos fósseis estão entre as galáxias mais massivas do Universo. Esta contradição aponta para a complexidade da formação e evolução dos grupos fósseis, sugerindo que diferentes caminhos evolutivos podem levar à sua criação.

Além disso, o estudo conduzido por [Farhang et al. \(2017\)](#), que analisou as histórias de montagem de massa de sistemas compactos e fósseis usando simulações e modelos semi-analíticos, concluiu que apenas 30% dos grupos fósseis poderiam ter se originado de grupos compactos. Isso implica que a maioria dos grupos fósseis e grupos compactos pode seguir caminhos evolutivos distintos.

Entretanto, como abordado na Seção 1.6.1, [von Benda-Beckmann \(2008\)](#) propuseram uma perspectiva diferente, sugerindo que o status de "fóssil" pode ser apenas uma fase de transição na evolução de um aglomerado regular. De acordo com essa hipótese, não seria necessário identificar uma categoria especial de progenitores, pois a aquisição do status de fóssil poderia ocorrer em qualquer grupo ou aglomerado durante o período entre a última grande fusão e a chegada subsequente de outra galáxia brilhante.

Essa visão coloca os grupos fósseis como uma manifestação temporária na vida de aglomerados e grupos, sugerindo que o estado de fóssil pode ser uma etapa de transição antes de outros eventos importantes na evolução do sistema. Isso adiciona uma camada de complexidade à compreensão dos grupos fósseis, pois sugere que sua formação pode não depender exclusivamente de características específicas de seus progenitores, mas também de eventos e condições transitórias no universo em grande escala.

Ainda mencionando o trabalho de [von Benda-Beckmann \(2008\)](#), essa fase de transição ocorreria logo após uma fusão importante e antes que outras galáxias brilhantes fossem acrescentadas ao grupo.

O estudo conduzido por [Aguerri et al. \(2018\)](#) apresentou um resultado semelhante, onde o grupo RX J075243.6+455653 atende aos critérios definidos para a classificação de grupos fósseis, com uma diferença de magnitude entre as duas galáxias mais brilhantes maior que 2 dentro da metade do raio virial. No entanto, uma descoberta adicional acrescentou complexidade a essa situação: outra galáxia, quase tão brilhante quanto a galáxia central brilhante (BCG), foi identificada logo fora do raio do virial. Isso levanta a possibilidade de que a condição de fóssil pode ser uma fase transitória na evolução desse grupo. Dependendo das órbitas e interações futuras dessas galáxias, RX J075243.6+455653 pode ter se tornado fóssil apenas na última parte de sua vida como um grupo, ou, alternativamente, pode se tornar não-fóssil em um futuro próximo se as interações adicionais afetarem sua estrutura.

Essa descoberta ilustra a complexidade das classificações de grupos fósseis e sugere que a definição observacional baseada apenas na diferença de magnitude entre as galáxias pode não ser suficiente para diferenciar claramente os grupos fósseis reais daqueles que estão em um estado de transição.

## 1.7 Os Grupos Fósseis estudados neste trabalho

Neste trabalho, quatro grupos fósseis estão sendo estudados (Tabela 1.1). Os principais fatores que motivaram a escolha desses grupos foram as elevadas massas determinadas em estudos anteriores ([Khosroshahi et al., 2006](#); [Cypriano et al., 2006](#); [Zibetti et al., 2008](#); [Mendes de Oliveira et al., 2009](#); [Proctor et al., 2011](#)) e os valores de redshifts maiores que 0.1 que favorecem a análise por lentes gravitacionais.

Nome	Abreviação	z	$\alpha$ [J2000]	$\delta$ [J2000]
RXJ1256.0+2556	J12	0.23	12 56 03.00	+25 56 50.0
RXJ1340.6+4018	J13	0.17	13 40 33.00	+40 17 48.0
RXJ1416.4+2315	J14	0.14	14 16 26.00	+23 15 35.0
RXJ1552.2+2013	J15	0.14	15 52 12.00	+20 13 34.0

Tabela 1.1 - Características dos quatro Grupos Fósseis estudados nesse trabalho.

Os quatro grupos (J12, J13, J14 e J15) foram estudados por [Proctor et al. \(2011\)](#). Através de dados espectroscópicos, foram calculados os valores de  $R_{200}$ , a dispersão de velocidades ( $\sigma$ ), a massa  $M_{200}$  dentro do raio  $R_{200}$ , a luminosidade total ( $L_t$ ) e a razão massa-luminosidade ( $M_{din}/L_t$ ). Esses valores podem ser vistos na Tabela 1.2. Esses quatro grupos também foram estudados por [Khosroshahi et al. \(2007\)](#), onde, pela Tabela 1.3, podemos observar os altos valores da luminosidade em raios X, que é um dos critérios que definem um grupo fóssil.

Grupo	$R_{200}$ (Mpc)	$\sigma(kms^{-1})$	$M_{200}(M_{\odot})$	$L_t(L_{\odot})$	$\frac{M_{din}}{L_t}(M_{\odot}/L_{\odot})$
J12	1.18	622	$3.16 \times 10^{14}$	$6.17 \times 10^{11}$	512.86
J13	0.81	537	$1.62 \times 10^{14}$	$6.46 \times 10^{11}$	251.19
J14	1.52	815	$7.08 \times 10^{14}$	$1.58 \times 10^{12}$	446.68
J15	1.29	803	$5.75 \times 10^{14}$	$1.26 \times 10^{12}$	457.09

Tabela 1.2 - Parâmetros obtidos por [Proctor et al. \(2011\)](#) através de análise espectroscópica.

Grupo	$R_{500}$ (Mpc)	$\sigma(kms^{-1})$	$M_{dyn}(M_{\odot})$	$L_X(erg/s)$
J12	0.72	773	$7.10 \times 10^{14}$	$50.0 \times 10^{42}$
J13	0.44	419	$1.30 \times 10^{14}$	$5.2 \times 10^{42}$
J14	0.88	694	$6.56 \times 10^{14}$	$170.0 \times 10^{42}$
J15	0.76	721	$6.40 \times 10^{14}$	$60.0 \times 10^{42}$

Tabela 1.3 - Parâmetros obtidos por [Khosroshahi et al. \(2007\)](#) através de análise por raio X.

O grupo J15 também foi estudado por [Mendes de Oliveira et al. \(2006\)](#) onde apresentaram a primeira função de luminosidade segura utilizando dados espectroscópicos. Seu objeto central é uma galáxia cD que teria acregado as galáxias mais luminosas do grupo. Com massa estimada de  $3 \times 10^{14} M_{\odot}$  e  $M/L = 507 M_{\odot}/L_{\odot}$  este objeto foi proposto ser um aglomerado fóssil.

Resultados semelhantes foram encontrados por [Cypriano et al. \(2006\)](#) ao estudar o grupo fóssil J14. Este objeto, o segundo candidato a aglomerado fóssil, possui uma massa estimada de  $M \sim 1.9 \times 10^{14} M_{\odot}$  e  $M/L = 445 M_{\odot}/L_{\odot}$ .

Em 2009, [Mendes de Oliveira et al. \(2009\)](#) fizeram uma análise no ótico e em raios-x do grupo J13 e concluíram que este é um aglomerado fóssil, com massa  $M \sim 3.4 \times 10^{14} M_{\odot}$  dentro de  $516 h_{70}^{-1}$  kpc. A função de luminosidade para este objeto é consistente com o publicado por [Jones et al. \(2000\)](#), tendo o final fraco da função muito inclinado ( $\alpha =$

$-1.6 \pm 0.2$ ), porém similar a aglomerados com mesmas massas. Assim como nos grupos J14 e J15, J13 possui um grande *gap* de magnitude no final brilhante da função de luminosidade.

## 1.8 Estrutura da tese

Esta tese se estrutura como segue: No capítulo 2 abordamos os conceitos referentes à teoria de lentes gravitacionais com ênfase em lentes fracas visto que é a técnica que utilizamos na análise do nosso objeto. No capítulo 3 descrevemos a confecção dos catálogos e as seleções das amostras de estrelas e galáxias de fundo. No capítulo 4 apresentamos a análise por lentes gravitacionais fracas e no capítulo 5 calculamos as luminosidades de cada grupo, assim como a razão massa-luminosidade para esses objetos. Por fim, as conclusões e perspectivas são discutidas no capítulo 6.

## Lentes Gravitacionais

Raios de luz de objetos distantes são defletidos quando se propagam através de um campo gravitacional gerado por uma grande concentração de massa que está entre nós e esses objetos distantes. Isso provoca uma pequena distorção na imagem desses objetos, que segue a direção tangencial à concentração de massa que se comporta como uma lente gravitacional. Esse efeito pode produzir magnificação, multiplicidade e distorção de objetos astronômicos. Assim, a técnica de lentes gravitacionais permite o mapeamento da distribuição de massa do Universo, dominado pela matéria escura.

A ideia de que um corpo massivo poderia alterar a trajetória da luz é bem antiga e apareceu nos trabalhos de Isaac Newton. Porém, Johann Georg von Soldner em 1804, foi o primeiro a calcular, usando a mecânica newtoniana, o desvio de um raio de luz vindo de uma estrela devido à passagem rasante ao disco solar, encontrando um desvio de aproximadamente 0.84 arcsec ([Wambsganss, 1998](#)).

Mas em 1915 após Albert Einstein finalizar a sua teoria da relatividade geral, o valor correto foi estimado em duas vezes o encontrado anteriormente ([Einstein, 1915](#)).

Porém, essa deflexão dos raios de luz era muito pequena para ser observada em laboratório, sendo necessário medir esse desvio diretamente de observações do Sol. A proposta era fotografar estrelas de uma região do céu e depois, fotografar as mesmas estrelas com a presença do Sol. Teoricamente, o Sol mudaria a posição aparente das estrelas perto de sua superfície. Em outras palavras, devido à sua massa, o Sol desviaria os raios de luz vindos dessas estrelas. Devido à grande luminosidade do Sol, esse tipo de observação seria bem difícil, exceto se essa observação fosse feita durante um eclipse total do Sol. O eclipse de maio de 1919 foi o escolhido e os locais prováveis de totalidade do eclipse com melhores condições climáticas foram investigados, sendo escolhidos dois lugares. Duas missões foram

organizadas, uma para a cidade de Sobral no Ceará e outra para a Ilha de Príncipe, no Golfo da Guiné. A primeira foi chefiada pelo astrônomo inglês Andrew Crommelin e a segunda pelo astrônomo real Sir Arthur Stanley Eddington. A medida do desvio da luz das estrelas encontrada nessas expedições resultaram na confirmação da Teoria da Relatividade Geral de Albert Einstein (Dyson et al., 1920). Assim, um corpo massivo poderia funcionar como lente gravitacional criando múltiplas imagens de um mesmo objeto.

Einstein (1936), considerando o efeito de lente causado por uma estrela, concluiu que a separação angular entre as duas imagens formadas era extremamente pequena para ser resolvida, sendo assim, com pequena possibilidade de ser observada. No ano seguinte, Zwicky (1937) em um artigo intitulado '*Nebulae as gravitational lenses*'<sup>1</sup>, considerou, ao invés de estrelas, galáxias como sendo lentes gravitacionais e constatou que a separação angular da imagem de um objeto distante era aproximadamente uma ordem de magnitude maior, sendo possível de ser resolvida com telescópios.

O que considera-se a primeira detecção de lentes gravitacionais ocorreu apenas em 1979 pelo astrônomo inglês Dennis Walsh. Ele e sua equipe descobriram um par de quasares separados por 6'' com mesmo *redshift*, cor e espectro, ou seja, era uma imagem múltipla de um mesmo quasar (Walsh et al., 1979). Com o desenvolvimento do CCD neste mesmo ano foi possível verificar a existência de uma galáxia com *redshift* menor entre esses quasares e que esta galáxia era a mais brilhante de um aglomerado pequeno que se encontrava mais a frente (Young et al., 1980).

Mais tarde, foram identificadas grandes estruturas fortemente curvadas ao redor de dois aglomerados de galáxias (Lynds & Petrosian, 1986; Soucail et al., 1987). Essas estruturas foram chamadas de *Giant Luminous Arcs*, enquanto imagens menos distorcidas foram denominadas *arclets*. A origem desses arcos gerou muitas especulações em torno de sua natureza, mas foi Paczynski (1987), quem considerou que esses arcos eram manifestações de lente gravitacional em galáxias localizadas atrás do aglomerado (Narasimha et al., 1998).

Outro fenômeno causado pelo efeito de lente gravitacional é o chamado Anel de Einstein. Este fenômeno ocorre quando há um alinhamento perfeito entre observador, lente e um objeto distante formando uma estrutura circular ao redor de um objeto que funciona como lente gravitacional. O primeiro exemplo de um anel de Einstein foi descoberto em 1988 (Hewitt et al., 1988) com observações de alta resolução em rádio.

---

<sup>1</sup> Na época em que o artigo foi escrito as galáxias eram chamadas de *Nebulae*.

Desde os primeiros efeitos gerados por uma lente gravitacional, muitos objetos foram descobertos e estudados em detalhes. Devido à magnificação que esse efeito gera em galáxias e estrelas distantes, muitos objetos invisíveis para nós puderam ser observados graças a esses telescópios naturais.

Essas imagens na forma de anéis, de arcos ou imagens múltiplas são o que chamamos de efeito de lentes gravitacionais fortes e são facilmente identificados em uma imagem, aparecendo em regiões próximas e ao redor da lente.

Mas conforme nos afastamos do centro da lente, as distorções vão ficando cada vez mais fracas, de modo que não conseguimos mais perceber qualquer distorção visualmente. Isso é o que chamamos de lentes gravitacionais fracas e mesmo que não seja possível ver nenhuma distorção, ela está lá. Como esses efeitos são bem tênues, são necessários métodos estatísticos para o estudo das regiões mais afastadas do centro da lente.

Pequenas distorções de galáxias de fundo em regiões mais afastadas da lente já tinham sido propostas quando [Tyson et al. \(1984\)](#) e sua equipe tentaram medir as posições e orientações de galáxias azuis fracas recém descobertas, que eram suspeitas de estarem a grande distância. Na época eram usadas placas fotográficas que se demonstraram inapropriadas para tipo de medida. Somente com o desenvolvimento e aperfeiçoamento dos CCDs e de sítios de observação com melhores *seeing*, é que foi possível medir os efeitos dessas pequenas distorções, conhecidas como lentes fracas. A primeira detecção real de um sinal coerente de lente fraca de galáxias de fundo distorcidas foi medida em 1990 ao redor dos aglomerados Abell 1689 e CL1409+52 ([Tyson et al., 1990](#)).

Geralmente usa-se quantidades observáveis diretas, como brilho, temperatura do gás intra-aglomerado e a velocidade de dispersão na linha de visada dos membros do aglomerado para a obtenção das principais propriedades de aglomerados de galáxias. No entanto, esses métodos são baseados em suposições simplificadoras, como equilíbrio hidrostático do gás, equilíbrio do virial e simetria esférica.

A vantagem de usar a técnica de lentes gravitacionais fracas é que ela fornece uma oportunidade para medir a distribuição de massa projetada sem fazer qualquer uma das suposições acima. Além disso, este método é totalmente independente do conteúdo bariônico.

O sucesso da análise por lentes gravitacionais fracas está diretamente relacionado a densidade de galáxias de fundo  $n$  cujas elipticidades podem ser medidas, visto que o ruído devido à elipticidade intrínseca das galáxias é proporcional a  $\sigma_{e(s)}/\sqrt{n}$ . Para isso são

necessárias imagens profundas e, principalmente, com boa resolução espacial (i.e. bom *seeing*), visto que o *seeing* tende a modificar as imagens, contaminando o sinal de lentes fracas. No entanto, a única maneira de aumentar a densidade numérica de galáxias é observar magnitudes cada vez mais fracas e, por isso, a etapa de correções é extremamente importante.

Este capítulo será inteiramente dedicado a lentes gravitacionais, visto que é a técnica utilizada neste trabalho. Veremos algumas formulações básicas da teoria de lentes gravitacionais, com foco no regime de lentes fracas e em seguida, alguns métodos de obtenção de massa de aglomerados, assim como os mapas de massa, através dessa técnica. As formulações que se encontram neste capítulo tiveram como base principal os textos de [Schneider et al. \(2006\)](#).

## 2.1 Teoria básica de lentes gravitacionais

Para entendermos um pouco mais a matemática e a física por trás do efeito de lente gravitacional, vamos considerar uma concentração de massa, que pode ser um aglomerado de galáxias, a uma distância que denominamos de  $D_d$ . Essa concentração de massa deflete os raios de luz vindos de uma fonte a uma distância  $D_s$ , como esquematizado na Figura 2.1.

Considerando que a extensão da massa defletora (ou lente) é muito menor que as distâncias defletor-fonte ( $D_{ds}$ ) e observador-defletor ( $D_d$ ) (aproximação de lentes finas), os raios de luz que são curvados levemente nas vizinhanças da lente podem ser substituídos por duas linhas retas com uma mudança de direção no plano da lente. A magnitude dessa mudança de direção, de acordo com a relatividade geral, é descrita pelo ângulo de deflexão  $\hat{\alpha}$  que depende da massa da lente  $M$  e do parâmetro de impacto  $\xi$ . A expressão para o ângulo  $\hat{\alpha}$ , válida apenas para fontes pontuais é descrita como

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2\xi}. \quad (2.1)$$

Como estamos relacionando as posições das imagens e da fonte por uma consideração geométrica, utilizamos a distância de diâmetro angular  $D_A$ , que é definida como a razão entre o diâmetro físico do objeto  $l$  e seu tamanho angular  $\theta$  como visto no céu (todas as relações de distâncias estão descritas em detalhes no Apêndice 1, assim como os parâmetros

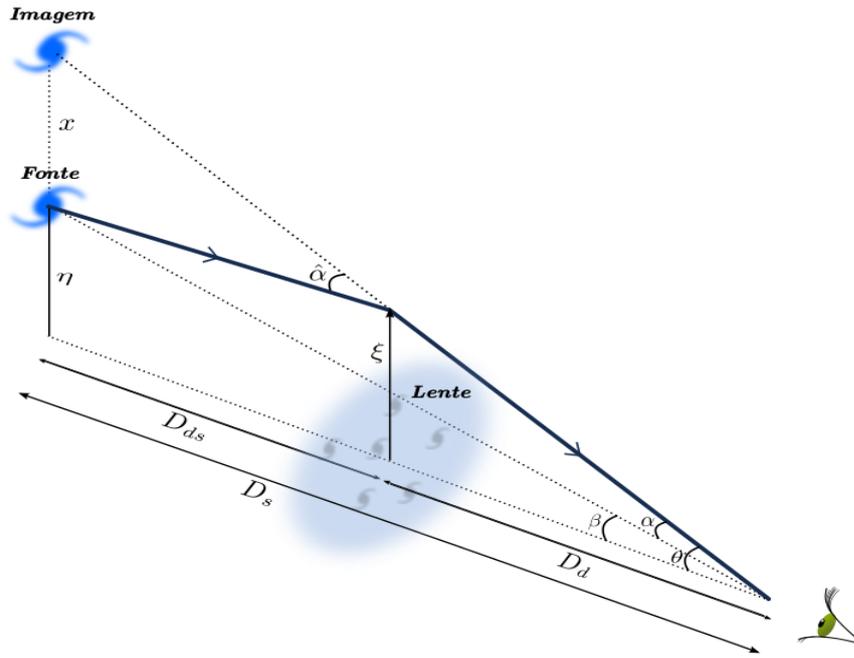


Figura 2.1: Geometria de um sistema de lentes gravitacionais, onde  $D_d$  é a distância à lente ou defletor,  $D_s$  é a distância à fonte e  $D_{ds}$  é a distância entre a lente e a fonte. Um raio de luz vindo de uma fonte em  $\beta$  distante é defletido devido à concentração de massa (lente). Devido a esse desvio, descrito pelo ângulo  $\hat{\alpha}$ , observamos a imagem em uma posição aparente  $\theta$

cosmológicos utilizados neste trabalho).

Assim, a distância de diâmetro angular  $D_A$ , que será usada para encontrarmos as distâncias  $D_d$  e  $D_s$ , é expressa como

$$D_A = \frac{l}{\theta}, \quad (2.2)$$

Como dito no Apêndice .1, para distâncias cosmológicas,  $D_{ds} \neq D_s - D_d$  e, por isso, para a distância entre lente e fonte  $D_{ds}$  usamos a equação para distância de diâmetro angular entre dois *redshifts*

$$D_{A_{12}} = \frac{1}{1 + z_2} [D_{C_2} - D_{C_1}]. \quad (2.3)$$

onde  $z_2$  é o *redshift* da fonte e  $D_{C_1}$  e  $D_{C_2}$  são as distâncias comóveis da lente e da fonte, respectivamente.

Voltando à Figura 2.1, o vetor  $\eta$  representa a posição bidimensional real de um objeto (fonte) situado no plano da fonte. Sua medida é feita com relação ao eixo óptico, que segue do observador passando pelo centro da lente, e está relacionada com o ângulo  $\beta$ .

A posição angular  $\theta$  diz respeito à posição da imagem. É importante salientar que  $\beta$  e  $\theta$  são quantidades bidimensionais de modo que  $\beta = \beta(\beta_1, \beta_2)$  e  $\theta = \theta(\theta_1, \theta_2)$ . Considerando ângulos pequenos tais que  $\tan(\beta) \approx \beta$  e  $\tan(\theta) \approx \theta$  temos que

$$\beta = \frac{\eta}{D_s} \quad (2.4)$$

e

$$\theta = \frac{\xi}{D_d}, \quad (2.5)$$

em que  $\theta$  também pode ser escrito como

$$\tan(\theta) \approx \theta = \frac{\eta + x}{D_s} \quad (2.6)$$

Com relação ao ângulo de deflexão  $\hat{\alpha}$  podemos escrever

$$\tan(\hat{\alpha}) \approx \hat{\alpha} = \frac{x}{D_{ds}} \quad (2.7)$$

e

$$x = D_{ds}\hat{\alpha}(\xi). \quad (2.8)$$

Substituindo  $x$  na Equação 2.6 e dividindo por  $D_s$  encontramos

$$\eta = \theta D_s - D_{ds}\hat{\alpha}(\xi) \quad (2.9)$$

$$\frac{\eta}{D_s} = \theta - \frac{D_{ds}}{D_s}\hat{\alpha}(\xi) \quad (2.10)$$

Assim, a geometria do desvio gravitacional da luz pode ser descrita pela **equação de lentes**

$$\beta = \theta - \frac{D_{ds}}{D_s}\hat{\alpha}(\xi) = \theta - \alpha(\theta), \quad (2.11)$$

que relaciona a posição real  $\beta$  de um objeto e a sua posição observada no céu  $\theta$ .

O termo  $\frac{D_{ds}}{D_s}\hat{\alpha}(\xi)$  é o chamado ângulo de deflexão reduzido  $\alpha(\theta)$ . Da equação 2.5 temos que  $\xi = D_d\theta$  e podemos reescrever o ângulo de deflexão reduzido como

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{ds}}{D_s}\hat{\alpha}(\xi) = \frac{D_{ds}}{D_s} \frac{4GM}{c^2 D_d \theta}. \quad (2.12)$$

A equação de lentes se torna então

$$\beta = \theta - \frac{D_{ds}}{D_s D_d} \frac{4GM}{c^2 \theta}. \quad (2.13)$$

Se a Equação 2.11 tem múltiplas soluções, múltiplas imagens são formadas, como podemos ver no exemplo da Figura 2.2). Para o caso especial em que a fonte se encontra exatamente alinhada com a lente ( $\beta = 0$ ), devido à simetria, é formada uma imagem em formato de anel cujo raio angular é chamado de raio de Einstein,  $\theta_E$ , dado por

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{ds}}{D_s D_d}}. \quad (2.14)$$

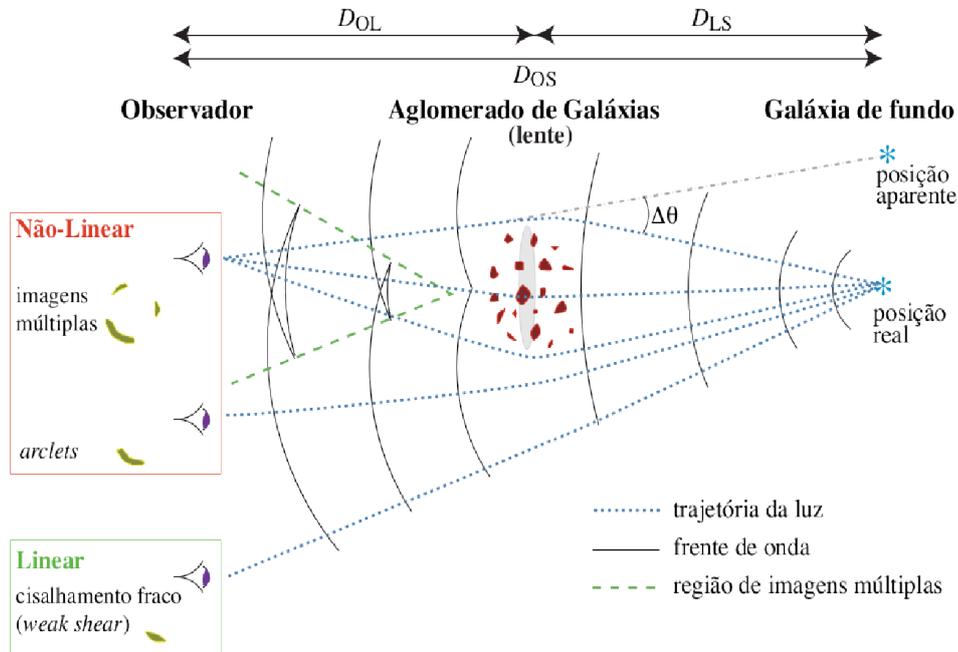


Figura 2.2: Geometria de um sistema de lentes gravitacionais onde, dependendo do alinhamento entre observador, lente e fonte, temos manifestações diferentes das imagens que observamos. Em regiões mais densas (mais próximas da lente) observamos imagens múltiplas e arcos. Em regiões menos densas (mais distantes da lente) temos pequenas distorções. Crédito: Kneib & Ellis (1996).

Como vimos, a Equação 2.1 descreve o ângulo de deflexão que um corpo pontual de massa  $M$  causa num feixe de luz quando este passa pelo plano que contém a lente ou defletor. Se quisermos encontrar esse ângulo para uma distribuição de massa partimos dessa mesma equação.

Considerando um elemento de massa  $dm$  da lente na posição  $(\xi'_1, \xi'_2, r'_3)$  em relação ao seu centro, um raio de luz é defletido por essa concentração de massa e sua trajetória

pode ser descrita por  $(\xi_1, \xi_2, r_3)$ , onde  $r_3$  é o eixo de propagação da luz. Como estamos considerando ângulos pequenos e a aproximação de lentes finas, o parâmetro de impacto  $\xi = (\xi_1, \xi_2)$  independe de  $r_3$  e o ângulo de deflexão se torna

$$\hat{\alpha}(\xi) = \frac{4GM}{c^2} \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|} = \frac{4G}{c^2} \sum dm(\xi'_1, \xi'_2, r'_3) \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2}, \quad (2.15)$$

onde  $\xi - \xi'$  é a distância entre o raio de luz e o elemento de massa no plano da lente e  $\frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|}$  é o versor  $\hat{\xi}$ .

Definindo as densidades de massa superficial e volumétrica da lente respectivamente como

$$\Sigma(\xi') = \frac{dm}{d^2\xi'} \quad (2.16)$$

e

$$\rho(\xi', r'_3) = \frac{dm}{dV}, \quad (2.17)$$

onde  $dV = d^2\xi' dr'_3$ , podemos escrever  $dm$  como

$$dm = \rho(\xi', r'_3) d^2\xi' dr'_3. \quad (2.18)$$

Utilizando a relação 2.16 em 2.18, definimos a **densidade superficial de massa** da lente gravitacional, projetada no plano perpendicular à trajetória do raio de luz, como

$$\Sigma(\xi) = \int \rho(\xi, r_3) dr_3. \quad (2.19)$$

Assim,  $\hat{\alpha}(\xi)$  produzido por uma distribuição de densidade arbitrária é

$$\hat{\alpha}(\xi) = \frac{4G}{c^2} \int \Sigma(\xi') \frac{\xi - \xi'}{|\xi - \xi'|^2} d^2\xi'. \quad (2.20)$$

Ou em função de  $\theta$

$$\alpha(\theta) = \frac{4G}{c^2} \frac{D_{ds} D_d}{D_s} \int \Sigma(D_d \theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2} d^2\theta'. \quad (2.21)$$

Se considerarmos uma lente com densidade de massa superficial  $\Sigma = M/\pi\xi^2$  e lembrando que  $\xi = D_d\theta$ , podemos reescrever a Equação 2.12 em função dessa densidade como

$$\alpha(\theta) = \frac{4\pi G}{c^2} \frac{D_{ds}D_d}{D_s} \Sigma \theta = \frac{\Sigma}{\Sigma_{cr}} \theta, \quad (2.22)$$

definindo assim a **densidade crítica**

$$\Sigma_{cr} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_d D_{ds}}, \quad (2.23)$$

que é dada pela massa  $M$  da lente dentro da área compreendida pelo anel de Einstein

$$\Sigma_{cr} = \frac{M}{\pi R_E^2}, \quad (2.24)$$

onde  $R_E = \theta_E D_d$ .

A densidade crítica diminui com a razão  $D_d D_{ds}/D_s$ , por isso é mais fácil observarmos imagens múltiplas de lentes e fontes mais distantes. Essa razão é definida como a **eficiência da lente** quando plotamos como função do *redshift* da lente. A Figura 2.3 mostra a eficiência para diversos valores de *redshift* da lente para fontes em  $z = 1$ . Nota-se que a eficiência é máxima em aproximadamente metade do caminho entre nós e as galáxias de fundo.

De acordo com Bartelmann (1995), quando o *redshift* da lente  $z_d \leq 0.2$ , a densidade crítica  $\Sigma_{cr}$  depende fracamente do *redshift* da fonte  $z_s$ , tal que um conhecimento da distribuição dos *redshifts* das galáxias de fundo não é crucial na determinação de  $\Sigma_{cr}$ . A razão  $D_d D_{ds}/D_s$  pode ser usada como teste cosmológico se plotada juntamente com *redshifts* das fontes.

Dando continuidade, é conveniente definir uma densidade superficial de massa adimensional

$$\kappa(\theta) = \frac{\Sigma(D_d\theta)}{\Sigma_{cr}}. \quad (2.25)$$

Essa densidade superficial de massa  $\kappa$  é chamada de convergência e seu valor define os regimes de lentes fracas e fortes. Se a Equação 2.11 tem mais de uma solução, múltiplas imagens são formadas. Isso ocorre quando  $\Sigma \geq \Sigma_{cr}$  ou  $\kappa \geq 1$  e temos o regime de lentes fortes. Quando  $\Sigma \ll \Sigma_{cr}$  ou  $\kappa \ll 1$  temos o regime de lentes fracas.

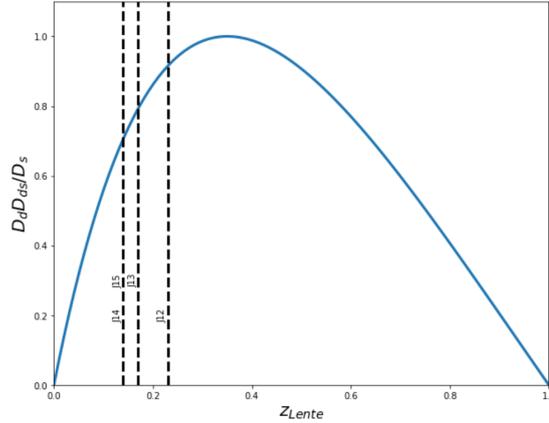


Figura 2.3: Eficiência da lente gravitacional como função do *redshift* da lente para fontes fixas em  $z = 1$  e considerando  $\Omega_m = 0.3$  e  $\Omega_\Lambda = 0.7$ . As linhas tracejadas verticais indicam os *redshifts* dos grupos fósseis estudados neste trabalho.

## 2.2 Efeitos observáveis

Em geral, as fontes que observamos são objetos extensos, como galáxias, dos quais feixes de luz emitidos são recebidos pelo observador de diferentes pontos dessa fonte. Cada um desses feixes, quando passa próximo à lente gravitacional, sente seu potencial em diferentes posições. Com isso, temos que a imagem de uma fonte extensa aparece distorcida em relação ao seu formato original.

Essa distorção das imagens é descrita pela matriz jacobiana  $A(\theta) = \frac{\partial \beta}{\partial \theta}$  do mapeamento da lente. Assim, uma fonte no plano  $\beta$  com coordenadas  $(\beta_1, \beta_2)$  será vista no plano  $\theta$  da imagem com coordenadas  $(\theta_1, \theta_2)$  através de uma transformação pela matriz jacobiana

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \end{pmatrix} = A(\theta) \begin{pmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Na Figura 2.4 temos a situação inversa: conhecendo o formato da fonte e aplicando a matriz inversa de  $A$  obtemos a imagem após sofrer a deformação.

O que observamos na prática é a imagem de um objeto distante sem conhecer seu verdadeiro formato, e aplicando a transformação descrita pela matriz jacobiana, podemos recuperar a forma real do objeto.

Introduzindo o potencial da lente  $\psi$  como uma projeção do potencial tridimensional

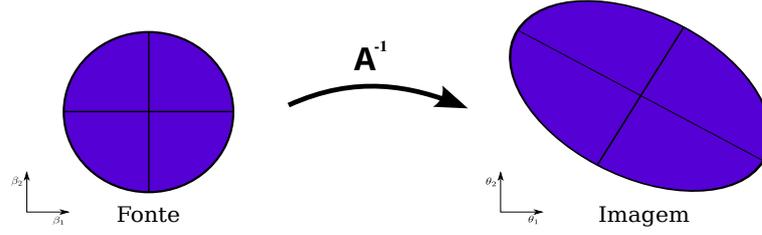


Figura 2.4: Uma fonte circular sofre uma deformação ao cisalhamento  $\gamma$  e à convergência  $\kappa$  através da inversa da matriz jacobiana  $A$ .

newtoniano  $\Phi = \Phi(\xi, r_3)$  ao longo do eixo óptico no plano da lente, podemos reescrever a equação de lentes na forma  $\beta = \theta - \nabla_{\theta}\psi$  e a matriz jacobiana como

$$A(\theta) = \frac{\partial\beta}{\partial\theta} = \delta_{ij} - \frac{\partial^2\psi}{\partial\theta_i\partial\theta_j}, \quad (2.27)$$

onde  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker e

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta_i\partial\theta_j} = \psi_{ij} \quad (2.28)$$

é a matriz hessiana do potencial da lente. Dessa forma

$$A(\theta) = \delta_{ij} - \psi_{ij} \quad (2.29)$$

ou, na forma matricial

$$A(\theta) = \begin{pmatrix} 1 - \psi_{11} & -\psi_{12} \\ -\psi_{21} & 1 - \psi_{22} \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

A matriz  $A$  pode ser reescrita introduzindo, juntamente com  $\kappa$ , outra combinação linear de  $\psi_{ij}$  chamada de *shear* ou cisalhamento que é definida como

$$\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| \exp^{2i\phi} \quad (2.31)$$

em que os componentes do *shear*  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$  podem ser escritos em função do potencial

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}(\psi_{11} - \psi_{22}) \quad (2.32)$$

e

$$\gamma_2 = \psi_{12} = \psi_{21}. \quad (2.33)$$

Assim,

$$A(\theta) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

É importante notar que  $\gamma$  não é um vetor e sim um tensor de segunda ordem que está relacionado com uma deformação anisotrópica da imagem da fonte. A convergência  $\kappa$  é responsável por uma expansão ou contração isotrópica das imagens observadas no plano da lente. A Figura 2.5 exemplifica como  $\kappa$  e  $\gamma$  alteram a imagem que observamos de uma fonte distante.

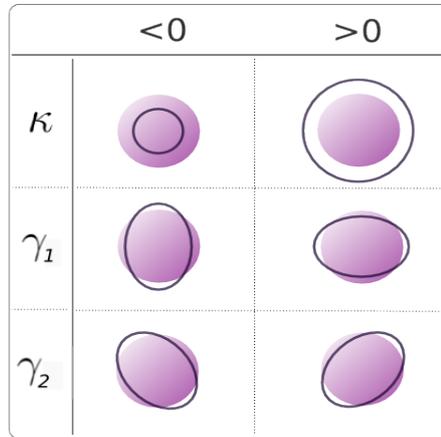


Figura 2.5: Esquema representativo da deformação de objetos devido ao cisalhamento e à convergência. Círculos roxos representam a fonte e as circunferências em preto o tipo de deformação causada pela lente.

Na prática o que observamos é o *shear* reduzido

$$g = \frac{\gamma}{1 - \kappa}, \quad (2.35)$$

que está relacionado à elipticidade da imagem induzida pelo efeito de lentes. A menos que tenhamos uma medida do tamanho intrínseco ou magnificação de uma galáxia não podemos medir  $\gamma$  mas sim  $g$ .

O *shear* reduzido introduz uma distorção no formato da imagem, onde  $|\gamma|$  descreve a força da distorção e  $\phi$  sua orientação.

Um fato importante do efeito de lentes gravitacionais é que, devido ao Teorema de Liouville, brilho superficial de uma fonte distante é conservado, ou seja, não há criação nem destruição de fótons. Como o tamanho aparente da fonte, como é visto em sua imagem

observada é alterado, o fluxo que observamos também se altera e a imagem se torna mais brilhante que a fonte, visto que sua área também aumenta. Por essa razão, aglomerados de galáxias podem servir como telescópios gravitacionais, tornando possível a observação de galáxias de fundo distantes fracas o suficiente para não serem detectadas.

Essa magnificação é definida como a razão entre os fluxos da imagem e da fonte, ou pela razão entre as áreas, e quantificada através do inverso do determinante da matriz jacobiana  $A$ .

$$\mu = \frac{1}{\det A} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2} \quad (2.36)$$

Uma lente gravitacional sofre de todas as aberrações conhecidas da óptica convencional, exceto as cromáticas. Isso significa que a deflexão da luz em campos gravitacionais é independente do seu comprimento de onda (Schirmer, 2004).

Como já mencionado, se a equação de lentes possuir mais de uma solução e se  $\Sigma > \Sigma_{cr}$  ou  $\kappa \leq 1$ , múltiplas imagens podem ser formadas. Isso acontece em regiões mais densas e próximas ao raio de Einstein e é conhecido como regime de **lentes gravitacionais fortes** (*strong lensing*). Esse efeito é forte o suficiente para produzir múltiplas imagens, arcos ou estruturas em forma de anel, sendo que, para fontes pontuais serão formadas imagens múltiplas e para fontes extensas serão formados arcos ou anéis. A Figura 2.6 mostra um exemplo de uma imagem múltipla (Kelly et al., 2015), onde vemos quatro imagens de uma supernova ( $z \approx 1.49$ ) ao redor de uma galáxia elíptica do aglomerado MACS J1149.2+2223 em  $z = 0.54$ .

Em julho do 2022, o Telescópio Espacial James Webb utilizando sua câmera em infravermelho próximo, divulgou a sua primeira imagem de campo profundo (Figura 2.7) onde temos mais um exemplo do efeito de lentes gravitacionais fortes. Nela podemos ver milhares de galáxias, assim como objetos muito distantes e muitos fracos que foram magnificados pelo efeito de lente gravitacional gerado pela grande massa do aglomerado SMACS 0723. Olhando mais atentamente para esta imagem, observamos várias imagens em forma de arcos cujo efeito causado pela massa desse aglomerado distorceu a luz vinda de galáxias que se encontram bem mais distantes.

Se a lente gravitacional for um aglomerado de galáxias, a lente pode ser forte o suficiente para produzir tanto lentes fortes como lentes fracas. O regime de **lentes gravitacionais fracas** (*weak lensing*) ocorre em regiões menos densas e por isso é mais comum que as



Figura 2.6: Imagem obtida pelo *Hubble Space Telescope* (HST) que combina observações no visível e em infravermelho próximo. Os quatro pontos marcados com flechas mostram múltiplas imagens da Supernova Refsdal, localizada a 9.3 bilhões de anos-luz da Terra. Essas imagens estão ao redor de uma galáxia elíptica do aglomerado MACS J1149.2+2223 em  $z = 0.54$ . (Crédito: NASA/ ESA).

lentes fortes. A próxima seção será dedicada a esse regime e, por isso, mais detalhes serão discutidos.

O terceiro regime de lentes gravitacionais é o chamado **microlentes gravitacionais** (*microlensing*), que é devido a objetos de massas estelares e podem ser usadas para encontrar exoplanetas. Esse fenômeno é análogo ao regime forte, mas por causa da baixa massa dos objetos que funcionam como lente, a deflexão da luz de uma fonte pode não ser resolvida e, portanto, esta técnica baseia-se em métodos de observação diferente (Spinelli, 2011).

### 2.3 Lentes Gravitacionais Fracas

O efeito de lente gravitacional fraca ocorre em regiões menos densas e, em contraste com o fenômeno de lentes fortes, é muito mais comum no Universo, visto que ocorre fora do raio de Einstein.

A técnica se baseia na medida da sutil alteração das elipticidades de galáxias distantes que sofreram uma pequena magnificação e distorção na presença de uma concentração de massa, visto que a matriz jacobiana  $A$  nesse regime se aproxima da unidade.



Figura 2.7: O aglomerado de galáxias SMACS 0723 age como uma lente gravitacional distorcendo as imagens de galáxias que se encontram atrás desse aglomerado. Esta imagem foi a primeira imagem divulgada pelo Telescópio Espacial James Webb. Crédito: NASA, ESA, CSA, and STScI

No regime de lentes fracas  $\kappa \ll 1$ , pois  $\Sigma \ll \Sigma_{cr}$ , e de acordo com 2.35 o *shear* reduzido  $g$  é aproximadamente igual ao  $\gamma$

$$g \approx \gamma. \quad (2.37)$$

Para quantificar o formato das imagens usam-se os segundos momentos da distribuição do brilho superficial  $I(\theta)$  de galáxias de fundo

$$Q_{ij} = \frac{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] (\theta_i - \bar{\theta}_i) (\theta_j - \bar{\theta}_j) d^2\theta}{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] d^2\theta}, \quad (2.38)$$

com  $i$  e  $j$  pertencentes ao intervalo  $[1, 2]$  e  $q_I$  é uma função peso. O traço de  $Q$  descreve o tamanho da imagem, enquanto  $Q_{12}$  e  $Q_{21}$  contém informação sobre a elipticidade. Por exemplo, se uma imagem possui isofota circular, então  $Q_{11} = Q_{22}$  e  $Q_{12} = 0 = Q_{21}$ .

A origem do sistema de coordenadas é colocada no centro da imagem que é definido como

$$\bar{\theta} = \frac{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] \theta d^2\theta}{\int I(\theta) q_I[I(\theta)] d^2\theta}. \quad (2.39)$$

A partir disso, pode-se definir a elipticidade complexa da imagem como

$$e = \frac{Q_{11} - Q_{22} + 2iQ_{12}}{Q_{11} + Q_{22} + 2(Q_{11}Q_{22} - Q_{12}^2)^{1/2}}. \quad (2.40)$$

De maneira análoga podemos definir o tensor de segundo momento do brilho para a fonte ( $s$ )

$$Q_{ij}^{(s)} = \frac{\int I^{(s)}(\theta) q_I[I^{(s)}(\beta)] (\beta_i - \bar{\beta}_i)(\beta_j - \bar{\beta}_j) d^2\beta}{\int I^{(s)}(\theta) q_I[I^{(s)}(\beta)] d^2\beta}, \quad (2.41)$$

que se relaciona com  $Q_{ij}$  de acordo com

$$Q^{(s)} = AQA^T. \quad (2.42)$$

Define-se a elipticidade intrínseca da fonte  $e^{(s)}$  em analogia à [2.40](#)

$$e^{(s)} = \begin{cases} \frac{e-g}{1-g^*e} & \text{se } |g| \leq 1 \\ \frac{1-ge^*}{e^*-g^*} & \text{se } |g| > 1 \end{cases} \quad (2.43)$$

A transformação inversa é obtida trocando  $e$  por  $e^{(s)}$  e  $g$  por  $-g$ . Detalhes dessas transformações poder ser vistas em [Seitz & Schneider \(1997\)](#).

Com as elipticidades medidas através da distribuição de luz das galáxias, pode-se relacionar as elipticidades ao *shear* reduzido  $g$ . Se todas as galáxias fossem intrinsecamente circulares, o efeito de lente gravitacional fraca transformaria o formato dessas galáxias em elipses. Dessa forma,  $g$  poderia ser diretamente estimado do formato observado nas imagens.

No entanto, as galáxias não são necessariamente circulares, possuindo uma elipticidade intrínseca. Essas elipticidades estão aleatoriamente orientadas, visto que o Universo não possui uma direção preferencial. Conseqüentemente, quando fazemos uma média sobre todas as elipticidades intrínsecas das galáxias, o valor esperado é zero,

$$\langle e^{(s)} \rangle = 0. \quad (2.44)$$

Já a elipticidade causada pelo cisalhamento possui uma direção preferencial e, neste caso, a média sobre as elipticidades é não nula. Devido à elipticidade intrínseca, a técnica

de lentes fracas é muito ruidosa <sup>2</sup>, não sendo possível medir o sinal de lentes fracas em galáxias individuais. Ao invés disso, mede-se a distorção devido à lente em várias galáxias de fundo e, por isso, a análise por lentes fracas é considerada uma técnica estatística.

Podemos, então, definir a elipticidade induzida como

$$\langle e \rangle = \langle e^{(s)} \rangle + g. \quad (2.45)$$

Em outras palavras, a elipticidade observada  $\langle e \rangle$  é uma combinação da elipticidade intrínseca da galáxia e do cisalhamento. O valor de  $\langle e \rangle$  é obtido fazendo uma média sobre uma extensa amostra de galáxias de fundo distorcidas pela lente, que conseguimos através de imagens profundas e/ou observando um grande ângulo sólido no céu.

Como  $\langle e^{(s)} \rangle = 0$ ,

$$E(e) \approx \langle g \rangle \approx \langle \gamma \rangle, \quad (2.46)$$

sendo  $E(e)$  o valor esperado da elipticidade.

Definimos o cisalhamento (ou elipticidade, seguindo 2.46) de acordo com o sistema cartesiano ao qual está alinhado. Assim, temos a elipticidade tangencial  $e_t$  que está direcionada tangencialmente ou radialmente em relação ao centro da lente e a elipticidade cruzada  $e_x$  que está num plano a  $45^\circ$  com relação ao primeiro (Figura 2.8). No entanto, uma distribuição de massa apenas pode induzir elipticidades tangenciais ( $e_t > 0$ ) e radial ( $e_t < 0$ ), resultando em valores nulos para  $e_x$ , geralmente usado para quantificar os ruídos.

$$e_t = -e_1 \cos(2\phi) - e_2 \sin(2\phi) \quad (2.47)$$

e

$$e_x = e_1 \sin(2\phi) - e_2 \cos(2\phi). \quad (2.48)$$

onde  $\phi$  é o ângulo entre o eixo horizontal e a posição da imagem do objeto em relação ao defletor e é definido como

$$\phi = \arctan \left( \frac{\Delta y}{\Delta x} \right). \quad (2.49)$$

---

<sup>2</sup> A elipticidade induzida pela lente tem valor em torno de 0.1, enquanto a elipticidade intrínseca, 0.3 (Becker & Kravtsov, 2011).

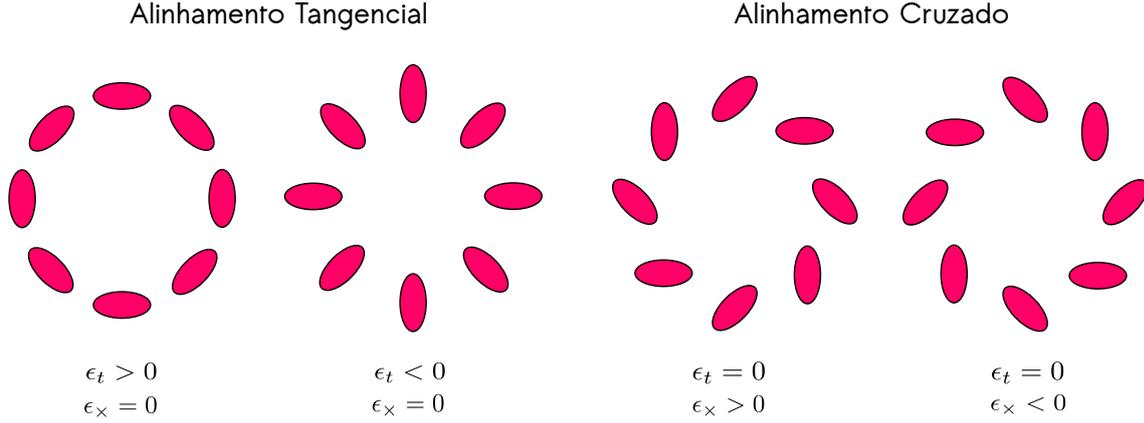


Figura 2.8: Alinhamento tangencial e cruzado de galáxias ao redor de uma concentração de massa. Uma distribuição de massa apenas pode induzir elipticidades tangenciais  $e_t > 0$  (sobredensidade) e radial  $e_t < 0$  (subdensidade).

Um fator que deve ser considerado é que o formato observado das galáxias de fundo é convoluído pelos efeitos da atmosfera e instrumentais, que serão abordados com mais detalhes nos capítulos seguintes. Esses efeitos precisam ser bem entendidos e corrigidos, sendo esta uma etapa fundamental para a análise por lentes fracas (Foëx et al., 2012).

## 2.4 Reconstrução da massa

Lentes gravitacionais fracas podem fornecer uma reconstrução da massa bidimensional projetada em aglomerados (Kaiser & Squires, 1993). Com isso, é possível mapear a distribuição de matéria escura de aglomerados diretamente.

Pode-se relacionar o *shear*  $\gamma$  com  $\kappa$  inserindo o potencial da lente em 2.31.

$$\gamma(\theta) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta') D(\theta - \theta') d(\theta) \quad (2.50)$$

onde

$$D(\theta) = \frac{-\theta_1^2 + \theta_2^2 - 2i\theta_1\theta_2}{\theta^4} \quad (2.51)$$

A inversão dessa equação foi feita por Kaiser e Squires

$$\kappa(\theta) = \frac{1}{\pi} \Re \left[ \int \gamma(\theta') D^*(\theta - \theta') \right] + \kappa_0 \quad (2.52)$$

onde  $D^*$  é o complexo conjugado de  $D$  e  $\Re$  representa a parte real da integral. Dessa forma,  $\kappa$  pode ser extraído do *shear* a uma constante aditiva  $\kappa_0$ .

## 2.5 Estatística de massa de abertura

A estatística de massa de abertura  $M_{ap}$ , sugerida por [Schneider et al. \(1996\)](#) para quantificar os efeitos de lentes fracas, é usada para detectar halos de matéria escura. É definida como uma integral sobre a convergência  $\kappa$  dentro de uma abertura circular de raio angular  $\theta_0$ , ponderada por uma função filtro  $U$ .

$$M_{ap} = \int \kappa(\theta)U(\theta, \theta_0)d^2\theta, \quad (2.53)$$

onde a função radialmente simétrica  $U$  é compensada, isto é,

$$\int_0^{\theta_0} \theta U(\theta, \theta_0)d\theta = 0. \quad (2.54)$$

Como  $\kappa$  não é diretamente observável, é conveniente escrever  $M_{ap}$  em função do *shear*  $\gamma$ . Isso pode ser feito substituindo  $\kappa$  pela equação [2.52](#). Dessa forma,

$$M_{ap} = \frac{1}{\pi} \int U(\theta)d^2\theta \mathbb{R} \left[ \int \gamma(\theta')D^*(\theta + \theta_0 - \theta')d^2\theta' \right] + \frac{1}{\pi}\kappa_0 \int U(\theta)d^2\theta. \quad (2.55)$$

O último termo dessa equação pode ser escrito como

$$\frac{1}{\pi}\kappa_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \theta U(\theta)d\theta d\phi = 2\kappa_0 \underbrace{\int_0^{\theta_0} \theta U(\theta)d\theta}_0 = 0, \quad (2.56)$$

onde o fato do filtro  $U$  ser compensado (equação [2.54](#)) faz com que  $M_{ap}$  não seja influenciada pela degenerescência de lâmina de massa descrita pela constante  $\kappa_0$  ([Schirmer, 2004](#)).

Assim, temos  $M_{ap}$  como função de  $\gamma$  ([Schneider et al., 1996](#)).

$$M_{ap} = \int \gamma_t(\theta, \theta_0)Q(\theta)d^2\theta \quad (2.57)$$

Uma vantagem de  $M_{ap}$  é que ela pode, então, ser determinada diretamente da medida de distorções de galáxias de fundo na abertura escolhida.

A função  $Q$  é correspondente à  $U$  e se relacionam de acordo com

$$Q(\theta) = \frac{2}{\theta^2} \int_0^{\theta_0} \theta' U(\theta') - U(\theta)d\theta' \quad (2.58)$$

Detalhes dessa transformação podem ser encontrados em [Squires et al. \(1996\)](#) e [Schneider et al. \(2006\)](#). Uma propriedade importante é que a função filtro dá menos peso para as partes mais internas de um aglomerado que é geralmente povoado por galáxias brilhantes que diminuiriam o sinal de lentes nas galáxias de fundo mais fracas.

[Schneider et al. \(1998\)](#) propuseram filtros polinomiais da forma

$$U_{poli}(\chi) = \frac{(l+2)^2}{\pi\theta^2} (1-\chi^2)^l \left( \frac{1}{l+2} - \chi^2 \right) H(1-\chi) \quad (2.59)$$

e

$$Q_{poli}(\chi) = \frac{(1+l)(2+l)}{\pi\theta^2} \chi^2 (1-\chi^2)^l H(1-\chi), \quad (2.60)$$

onde  $\chi = \theta/\theta_0$  é a distância angular projetada no céu com relação ao centro da abertura e normalizada pelo raio da abertura  $\theta_0$ .  $H$  é a função degrau de Heaviside, tal que, para  $\chi > 1$  (fora da abertura)  $U(\chi) = 0 = Q(\chi)$  e o grau  $l$  do polinômio é igual a 1 ([Leonard et al., 2012](#)).

Uma desvantagem do filtro polinomial  $U_{poli}$  e sua função correspondente  $Q_{poli}$ , é a forte compensação de  $U$ , isto é, a amplitude onde  $U$  é negativo é comparável à amplitude onde  $U$  é positivo. Assim, se tivermos um aglomerado no centro de  $U$  e um segundo aglomerado na área negativa (compensada) do filtro, o sinal  $M_{ap}$  do primeiro aglomerado será diluído pelo segundo. Além disso, isto produz artificialmente baixos valores de  $M_{ap}$  em torno do aglomerado ([Schirmer, 2004](#)).

[Hettterscheidt et al. \(2005\)](#) estudaram um filtro que segue o perfil NFW, introduzido por [Schirmer \(2004\)](#), a fim de maximizar o número de halos detectados

$$Q_{NFW}(\chi) = \frac{1}{1 + \exp(a - B\chi) + \exp(-c + d\chi)} \frac{\tanh\left(\frac{\chi}{x_c}\right)}{\pi\theta_0^2\left(\frac{\chi}{x_c}\right)}. \quad (2.61)$$

Os valores escolhidos pelos autores para os parâmetros  $a = 6$  e  $b = 150$  faz com que o filtro  $Q$  caia exponencialmente a zero na região mais interna da abertura,  $c = 47$  e  $d = 50$  faz com que  $Q \approx 0$  na borda da abertura e  $x_c = 0.15$  é o valor que maximiza a detecção de halos para diversos raios da abertura escolhida ([Hettterscheidt et al., 2005](#)). O parâmetro  $x_c$  muda a largura do filtro no intervalo  $[0, 1]$ , de modo que maior peso é dado para pequenos raios para menores valores de  $x_c$ .

### 2.5.1 Massa de abertura ( $M_{ap}$ ) aplicada a imagens

Quando aplicamos a estatística  $M_{ap}$  em imagens, substituímos a integral em 2.57 por uma soma discreta dos valores da elipticidade  $e_t$  observados das galáxias consideradas dentro de uma abertura

$$M_{ap} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} e_{t_i}(\theta_i) Q_i(\theta_i, \theta_0), \quad (2.62)$$

onde  $n$  é a densidade de galáxias dentro da abertura de raio  $\theta_0$ ,  $N_{\theta_0}$  é o número de galáxias dentro da abertura,  $\theta_i$  é a distância angular projetada entre a  $i$ -ésima galáxia e o centro da abertura e  $e_{t_i}$  é a componente tangencial da elipticidade em  $\theta_i$ .

A dispersão é expressa como

$$\sigma_{M_{ap}}^2 = \langle M_{ap}^2 \rangle - \langle M_{ap} \rangle^2 = \langle M_{ap}^2 \rangle, \quad (2.63)$$

onde  $\langle M_{ap} \rangle = 0$  na ausência de efeitos de lentes gravitacionais. A dispersão então se torna

$$\sigma_{M_{ap}}^2 = \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} \langle e_{t_i}^2 \rangle Q_i^2(\theta_i, \theta_0), \quad (2.64)$$

com  $\langle e_t^2 \rangle = \frac{\sigma_{e(s)}^2}{2}$ , onde  $\sigma_{e(s)}$  é o erro associado à elipticidade intrínseca das galáxias.

A significância da detecção é expressa em termos da relação sinal-ruído

$$\frac{S}{N} = \frac{M_{ap}}{\sigma_{M_{ap}}} = \frac{\sqrt{2} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} e_{t_i}(\theta_i) Q_i(\theta_i, \theta_0)}{\sigma_{e(s)} \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} Q_i^2(\theta_i, \theta_0)}}. \quad (2.65)$$

Através da construção de um mapa de  $S/N$  podemos identificar picos, onde valores mais altos podem indicar concentrações de massa.

Embora o filtro  $Q_{NFW}$  reproduza com maior resolução o mapa de  $S/N$ , o filtro  $Q_{poli}$  não falha em detectar concentrações de massa (Hettterscheidt et al., 2005).

## 2.6 Estimativa da massa por lentes gravitacionais fracas

Nesta seção serão discutidas duas maneiras para estimar a massa de aglomerados utilizando a técnica de lentes gravitacionais fracas. O primeiro método é ajustar um modelo que segue o perfil de densidade NFW ao cisalhamento observado e o outro é estimar a

massa diretamente das medidas do cisalhamento, através da densitometria de massa de abertura.

### 2.6.1 Perfil NFW

Como visto anteriormente, o perfil NFW de densidade é dado por

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_c}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (2.66)$$

onde  $\rho_c$  é a densidade crítica do Universo,  $r_s = r_{200}/c$  é um raio característico do aglomerado,  $r_{200}$  é o raio dentro do qual a densidade de massa do halo é  $200\rho_c$ ,  $c$  é o parâmetro de concentração.

Integrando a Equação (2.66) ao longo da linha de visada temos

$$\Sigma(R) = 2 \int_0^\infty \rho(R, r_3) dr_3, \quad (2.67)$$

onde  $R = D_d \sqrt{\theta_1^2 + \theta_2^2}$  é o raio projetado com relação ao centro da lente. Pode-se escrever a dependência radial da densidade de massa superficial de uma lente como (Wright et al., 2000)

$$\Sigma_{NFW}(x) = \begin{cases} \frac{2r_s \delta_c \rho_c}{x^2 - 1} \left[ 1 - \frac{2}{\sqrt{1-x^2}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}} \right] & \text{se } x < 1 \\ \frac{2r_s \delta_c \rho_c}{3} & \text{se } x = 1 \\ \frac{2r_s \delta_c \rho_c}{x^2 - 1} \left[ 1 - \frac{2}{\sqrt{x^2 - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{x-1}{1+x}} \right] & \text{se } x > 1 \end{cases} \quad (2.68)$$

em que  $x = R/r_s$  é a distância radial adimensional.

Dessa forma, podemos definir a convergência  $\kappa$  e o *shear*  $\gamma$  em função de  $\Sigma_{NFW}$

$$\kappa_{NFW} = \frac{\Sigma_{NFW}}{\Sigma_{cr}} \quad (2.69)$$

$$\gamma_{NFW}(x) = \frac{\bar{\Sigma}_{NFW}(x) - \Sigma_{NFW}(x)}{\Sigma_{cr}} \quad (2.70)$$

A densidade superficial média  $\bar{\Sigma}_{NFW}$  é definida dentro de um raio interior a  $x$  e pode ser expressa como

$$\bar{\Sigma}_{NFW}(x) = \begin{cases} \frac{4}{x^2} r_s \delta_c \rho_c \left[ \frac{2}{\sqrt{1-x^2}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}} + \ln\left(\frac{x}{2}\right) \right] & \text{se } x < 1 \\ 4r_s \delta_c \rho_c \left[ 1 + \ln\left(\frac{1}{2}\right) \right] & \text{se } x = 1 \\ \frac{4}{x^2} r_s \delta_c \rho_c \left[ \frac{2}{\sqrt{x^2-1}} \tanh^{-1} \sqrt{\frac{x-1}{1+x}} + \ln\left(\frac{x}{2}\right) \right] & \text{se } x > 1 \end{cases} \quad (2.71)$$

Ajustando um modelo  $g_{NFW}$  ao  $\langle e \rangle$  observado podemos obter os parâmetros de ajuste  $r_{200}$  e  $c$ , dos quais podemos estimar a massa dos aglomerado através da expressão

$$M_{200} = \frac{4\pi}{3} 200 \rho_c r_{200}^3, \quad (2.72)$$

onde  $M_{200}$  é a massa dentro de  $r_{200}$ .

Neste trabalho, consideramos o parâmetro de concentração  $c$  em função do *redshift*  $z$  seguindo a relação concentração-massa de [Dutton & Maccio \(2014\)](#) expressa como

$$\log_{10} c = a + b \times \log_{10}(M/(10^{12} h^{-1} M_{\odot})) \quad (2.73)$$

onde  $a = 0.520 + (0.905 - 0.520) \times \exp(-0.617(z^{1.21}))$  e  $b = -0.101 + 0.026z$



## Observações e seleção da amostra

Neste capítulo serão descritas as primeiras etapas para a análise dos grupos fósseis. Serão detalhados a preparação das amostras, a confecção dos catálogos fotométricos, a separação das estrelas e galáxias na imagem e a seleção das galáxias de fundo, objetos que a técnica de lentes gravitacionais necessita para a determinação das massas desses grupos.

### 3.1 Observações com o CFHT

As observações dos quatro Grupos Fósseis estudados neste trabalho foram feitas com o telescópio CFHT (*Canada-France-Hawaii Telescope*), que está situado em Mauna Kea, no Havaí. Sua câmera imageadora, a *MegaCam*, é composta de 36 CCDs de  $2048 \times 4612$  píxeis (um total de 340 megapíxeis) cobrindo um campo de aproximadamente  $1^\circ \times 1^\circ$  no céu com uma ótima resolução na imagem. Isso graças ao tamanho do píxel que faz bom uso da excelente qualidade do céu sobre Mauna Kea (*seeing*  $\approx 0.7''$ ).

O instrumento *MegaPrime* possui cinco filtros de banda larga:  $u^*$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$  e  $z'$  (além de outros). Estes filtros foram projetados de modo a serem comparáveis aos filtros do SDSS <sup>1</sup> (*Sloan Digital Sky Survey*). A tabela 3.1 mostra algumas especificações dos instrumentos *MegaPrime/MegaCam*.

As bandas utilizadas nas nossas observações foram as bandas,  $g$  e  $r$  e o processo de tratamento e redução dos dados foi realizado pelo Terapix <sup>2</sup>, que é um centro dedicado a redução de dados. No entanto, para o uso do programa PSFEX (Bertin, 2011), que é um programa que faz o modelamento da PSF de uma imagem partindo do catálogo criado pelo SExtractor e que falaremos mais adiante, foi necessário gerar os catálogos novamente

---

<sup>1</sup> <http://www.sdss.org/>

<sup>2</sup> <http://terapix.iap.fr>

MegaPrime/MegaCam	
Número de detectores	36 ( $4 \times 9$ )
Tamanho do detector	$2048 \times 4612$ pixel
Escala do pixel	0.187 arcsec/pixel
Campo de visão	$0.96^\circ \times 0.96^\circ$
Gaps menores entre os CCDs	13"
Gaps maiores entre as linhas dos CCDs	80"
Sistema de magnitudes	<i>AB</i>
Filtros	$u^*, g', r', i', z'$

Tabela 3.1 - Especificações gerais dos instrumentos *MegaPrime/MegaCam* do CFHT.

devido ao formato exigido por este programa.

As imagens obtidas das regiões centrais desses 4 grupos fósseis podem ser vistas na Figura 3.1 e as especificações das observações se encontram na Tabela 3.2.

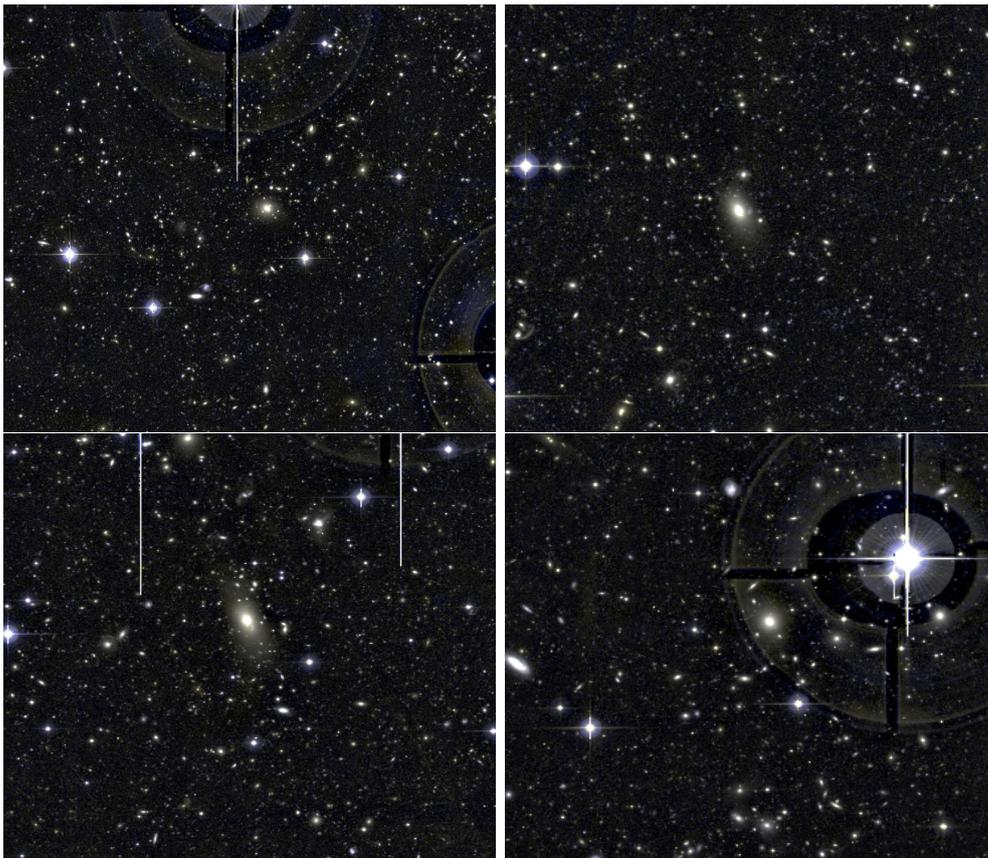


Figura 3.1: Imagens das regiões centrais dos grupos fósseis obtidas pelo CFHT nas bandas *g* e *r*. Começando pela imagem acima e a esquerda temos os grupos J12, J13, J14 e J15.

Grupo	Filtro	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	Tempo de exp. (s)	Seeing ( $''$ )
J12	r	12 56 03.00	+25 56 50.0	12150	0.677
	g	12 56 03.00	+25 56 50.0	10517	0.784
J13	r	13 40 33.00	+40 17 48.0	12150	0.655
	g	13 40 33.00	+40 17 48.0	8090	0.678
J14	r	14 16 26.00	+23 15 35.0	11340	0.624
	g	14 16 26.00	+23 15 35.0	8899	0.845
J15	r	15 52 12.00	+20 13 34.0	12150	0.651
	g	15 52 12.00	+20 13 34.0	8090	0.686

Tabela 3.2 - Características das observações dos quatro Grupos Fósseis estudados nesse trabalho. Cada grupo foi observado em duas bandas, *g* e *r*.

### 3.2 Confecção dos Catálogos

Para a confecção dos catálogos foi utilizado o SExtractor (*Source-Extractor*) (Bertin, 1996), um software livre cuja função é construir catálogos de objetos astronômicos a partir de suas imagens. A análise completa de uma imagem através desse software é feita em 6 etapas: estimativa do fundo de céu, detecção de objetos, separação de objetos sobrepostos, filtragem da detecção, fotometria e separação entre estrelas e galáxias. Como saída, o SExtractor fornece catálogos com as medidas de alguns parâmetros dos objetos e algumas imagens que servem de diagnóstico. Detalhes dessas etapas são encontradas no manual do SExtractor <sup>3</sup>.

Para a detecção dos objetos através do SExtractor devemos fornecer a imagem tipo FITS e dois arquivos em formato de texto (ASCII). O primeiro é um arquivo de configurações (com extensão ".sex") contendo algumas informações da imagem e valores de alguns parâmetros que serão utilizados para as medições dos objetos. O segundo é um arquivo contendo uma lista dos parâmetros de saída, com extensão ".param".

No arquivo de configuração, alguns parâmetros são obtidos do header da imagem, como MAG\_ZEROPOINT, PIXEL\_SCALE, SEEING\_FWHM e SATUR\_LEVEL, visto que são valores característicos do instrumento utilizado e das condições da observação. O MAG\_ZEROPOINT é o valor que define o ponto zero na escala de magnitudes e depende do sistema fotométrico, PIXEL\_SCALE é o valor do tamanho do píxel do instrumento em segundos de arco (ver

<sup>3</sup> <https://www.astromatic.net/pubsvn/software/sextractor/trunk/doc/sextractor.pdf>

Tabela 3.1), o `SEEING_FWHM` é o valor da FWHM obtido das estrelas e `SATUR_LEVEL` indica o nível de saturação dos pixels da imagem, sendo que os pixels acima deste valor não são considerados na etapa de detecção do `SEXTRACTOR`.

Os parâmetros que têm bastante relevância na detecção de objetos pelo `SEXTRACTOR` e que precisam ser escolhidos adequadamente são: `DETECT_MINAREA`, `DETECT_THRESH`, `ANALYSIS_THRESH`, `DEBLEND_NTHRESH` e `DEBLEND_MINCONT`. Assim, para a escolha dos melhores valores para esses parâmetros, foram testadas algumas possíveis configurações. Através das imagens de diagnóstico para cada combinação de valores foi possível observar qual deles fornece uma boa detecção de objetos, assim como a capacidade de separar dois objetos que estão sobrepostos. A Tabela 3.3 mostra os valores escolhidos para a detecção de objetos para o campo dos grupo fósseis estudados aqui.

<code>DETECT_MINAREA</code>	5
<code>DETECT_THRESH</code>	2.5
<code>ANALYSIS_THRESH</code>	2.5
<code>DEBLEND_NTHRESH</code>	64
<code>DEBLEND_MINCONT</code>	0.0005

Tabela 3.3 - Parâmetros para detecção de objetos pelo `SEXTRACTOR` utilizados para os grupos fósseis.

Para que o `PSFEX` possa modelar a PSF a partir da saída do `SEXTRACTOR` é necessário que essa saída seja no formato `FITS_LDAC`, o que permite que o `PSFEX` acesse o conteúdo original do header da imagem, e deve conter alguns parâmetros obrigatórios. O principal deles é o `VIGNET(w,h)`, que é um recorte ao redor de cada objeto detectado com largura  $w$  e altura  $h$ . De acordo com o autor do código, é recomendável que  $w$  seja igual a  $h$ . Esse parâmetro é especificado na lista de parâmetros de `SEXTRACTOR`. Os outros parâmetros obrigatórios <sup>4</sup> para o `SEXTRACTOR` gerar o arquivo `FITS_LDAC` são:

- `VIGNET(w,h)`
- `X_IMAGE, Y_IMAGE`
- `FLUX_RADIUS`
- `FLUX_APER`

<sup>4</sup> Esses parâmetros são selecionados no arquivo ".param" do `SEXTRACTOR`

- FLUXERR\_APER
- ELONGATION
- FLAGS

Assim, ao final do processo, teremos dois catálogos para cada grupo: um em formato de texto contendo todos os parâmetros que necessitamos e um outro arquivo, com formato FITS\_LDAC, que alimentará o PSFEX para a modelagem da PSF.

### 3.3 Separação estrela-galáxia

Uma maneira simples e comumente usada para separar estrelas de galáxias a partir de dados fotométricos é através de um diagrama da largura a meia altura, FWHM (*full width at half maximum*) versus magnitude. Como as estrelas possuem valor de FWHM praticamente constante, é fácil identificá-las nesse diagrama. Construímos esses diagramas para os quatro grupos fósseis estudados (Figura 3.2 onde os pontos vermelhos delimitam a região com predominância de estrelas). Os pontos verdes representam as estrelas saturadas do nosso catálogo e, por isso, não utilizadas. Aqui utilizamos um critério adicional, o parâmetro CLASS\_STAR do SExtractor, que nos dá a probabilidade de um objeto ser do tipo estrela.

Para uma seleção de estrelas mais robusta, incluímos o parâmetro SPREAD\_MODEL do SExtractor, que compara o tamanho do objeto com o tamanho da PSF. Para isso, utilizamos o PSFEX. Como saída o PSFEX fornece o melhor modelo para a PSF em forma de um arquivo ".psf", que é uma imagem ".fits". Essa imagem servirá de entrada para o SExtractor realizar vários outros tipos de medidas, como por exemplo, o ajuste de perfis de Sérsic e o parâmetro que desejamos, o SPREAD\_MODEL. Além disso, o PSFEX fornece algumas imagens e *check plots* que servem de diagnóstico para analisar se o ajuste foi satisfatório ou não.

A primeira etapa realizada pelo PSFEX é a separação das estrelas da imagem. O PSFEX seleciona as estrelas automaticamente através do plano  $r_h$  vs magnitude. O *half-light radius*,  $r_h$ , vem do parâmetro FLUX\_RADIUS quando selecionamos o parâmetro de entrada PHOT\_FLUXFRAC=0.5<sup>5</sup>. Nesse plano observa-se um *locus* vertical onde as estrelas

<sup>5</sup> A medida é feita dentro da isofota que contém metade do fluxo

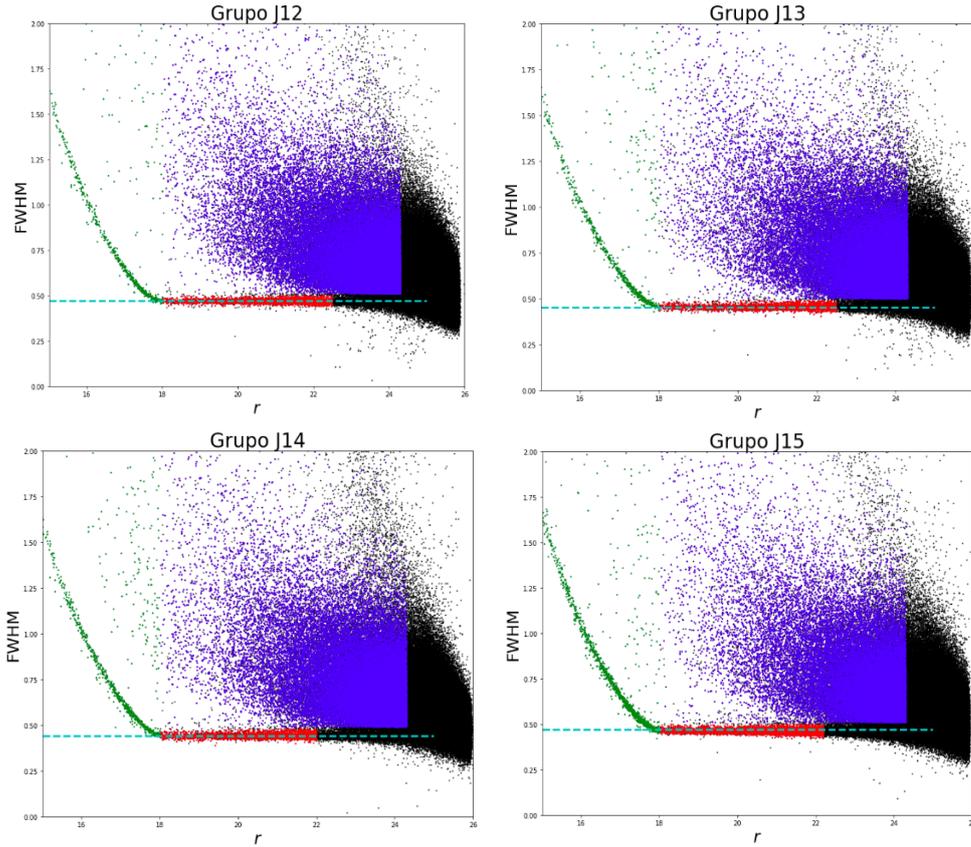


Figura 3.2: Diagramas da largura a meia altura (FWHM) versus magnitude na banda  $r$  para os quatro campos estudados. Os pontos vermelhos representam as estrelas selecionadas; os pontos verdes são as estrelas saturadas e em azul temos a região com predominância de galáxias.

são identificadas (Figura 3.3).

Podemos escolher a largura da caixa de seleção no parâmetro `SAMPLE_VARIABILITY` dentro da fronteira definida pelo parâmetro `SAMPLE_FWHMRANGE`, onde o padrão é  $[0.2, 10]$ . No eixo da magnitude os limites são definidos a partir do limite de saturação e de um limite mínimo de sinal-ruído.

Adicionalmente, o PSFEX rejeita artefatos e objetos múltiplos. Isso é feito escolhendo valores para alguns parâmetros no arquivo de configuração do PSFEX. Por exemplo:

*i)* Através do parâmetro `SAMPLE_MINSN` pode-se escolher um valor mínimo para o sinal-ruído abaixo do qual as detecções serão excluídas. Aqui, a razão sinal-ruído é definida como a razão entre o fluxo da fonte e sua incerteza ( $\text{FLUX\_APER} / \text{FLUXERR\_APER}$ ).

*ii)* Pode-se fazer cortes em flags através do parâmetro `SAMPLE_FLAGMASK`. O padrão exclui todos os objetos com `FLAG` diferente de 1.

*iii)* Exclui objetos com elipticidade que excede o valor dado em `SAMPLE_MAXELLIP`.

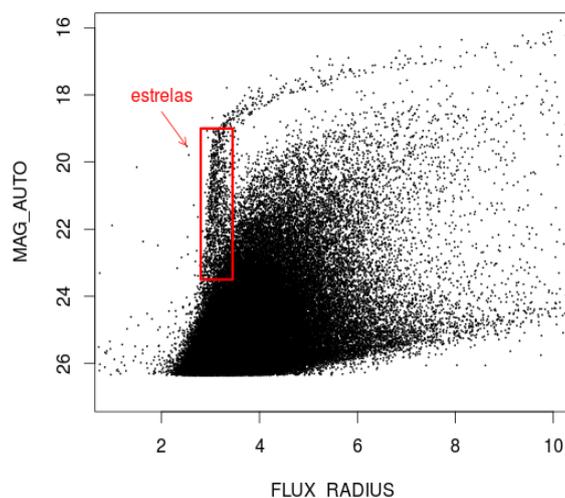


Figura 3.3: Seleção de estrelas feita automaticamente pelo PSFEX.

Para a modelagem da PSF dois parâmetros têm bastante relevância:  $VIGNET(w,h)$  e  $PSF\_SIZE(w,h)$ . O parâmetro  $VIGNET(w,h)$  é selecionado na lista de parâmetros de `SExtractor` e o  $PSF\_SIZE(x,y)$  no arquivo de configuração do próprio `PSFEX`. Para os testes iniciais utilizamos algumas combinações de valores para `VIGNET` e `PSF\_SIZE`, mantendo seus valores próximos um do outro de acordo com a recomendação do autor.

Através dos arquivos de saída do `PSFEX` foi possível observar que a seleção de estrelas não estava sendo feita corretamente. A lista contendo as estrelas selecionadas pelo programa contém muitas galáxias e isso pode fazer com que a PSF não seja bem modelada.

Esse problema foi contornado criando um catálogo apenas com as candidatas a estrelas selecionadas a partir dos diagramas da Figura 3.2. Para que o `SExtractor` construa um catálogo apenas desses objetos ao invés da imagem inteira, fizemos uso de um parâmetro chamado `ASSOC`, que associa as posições dos objetos que eu desejo à detecção. Em seguida, alimentamos o `PSFEX` com esse catálogo contendo apenas candidatas a estrelas e, dessa forma, conseguimos eliminar boa parte da contaminação por galáxias.

Com a saída do `PSFEX` servindo de entrada para o `SExtractor`, conseguimos o parâmetro de nosso interesse, o `SPREAD_MODEL`. Quando fazemos o diagrama desse parâmetro com a magnitude (Figura 3.4), observamos uma faixa bem definida onde se localizam os ob-

jetos com tamanhos mais próximos da PSF. Assim, definimos os objetos com  $|\text{SPREAD\_MODEL}| < 0.003$  como sendo possíveis estrelas.

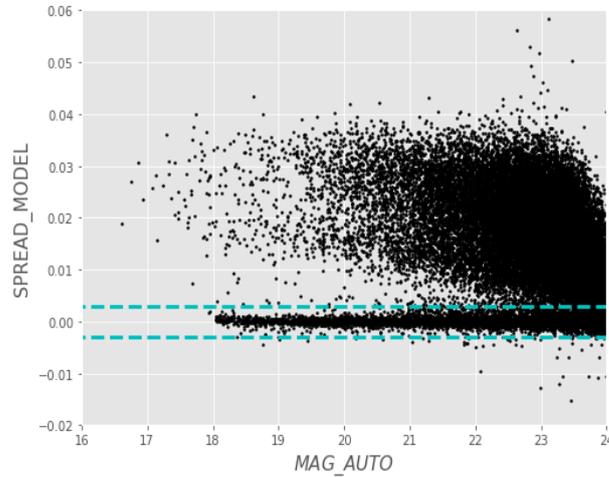


Figura 3.4: Parâmetro de saída do SExtractor,  $\text{SPREAD\_MODEL}$  versus magnitude na banda r. Notamos uma seqüência horizontal bem definida onde se localizam possivelmente as estrelas.

Como testes de sanidade, temos as análises mostradas nos diagramas da Figura 3.5, onde, em magenta, temos os objetos que se encaixam em dois critérios: i)  $|\text{SPREAD\_MODEL}| < 0.003$ , indicando objetos que podem ser estrelas, porém com  $\text{CLASS\_STAR} < 0.95$ ; ou ii)  $|\text{SPREAD\_MODEL}| > 0.003$ , indicando objetos mais prováveis a serem galáxias, porém com  $\text{CLASS\_STAR} > 0.95$ . Assim, os objetos nessas duas situações foram excluídos da amostra de estrelas.

Os objetos marcados em preto na Figura 3.5 são os objetos mais prováveis se serem estrelas.

Resumindo, as estrelas foram selecionadas através dos valores de FWHM, que variam para cada grupo, e de acordo com os seguintes critérios, que são válidos para todos os grupos:

- $\text{CLASS\_STAR} > 0.95$ ;
- $|\text{SPREAD\_MODEL}| < 0.003$ ;
- $\text{SNR} > 100$

Após considerar objetos com sinal-ruído superior a 100 ( $\text{SNR} > 100$ ), temos as estrelas selecionadas que usaremos para a nossa análise (pontos amarelos na Figura 3.6), onde temos 2234, 2253, 2493 e 5011 estrelas para os grupos J12, J13, J14 e J15, respectivamente. Na

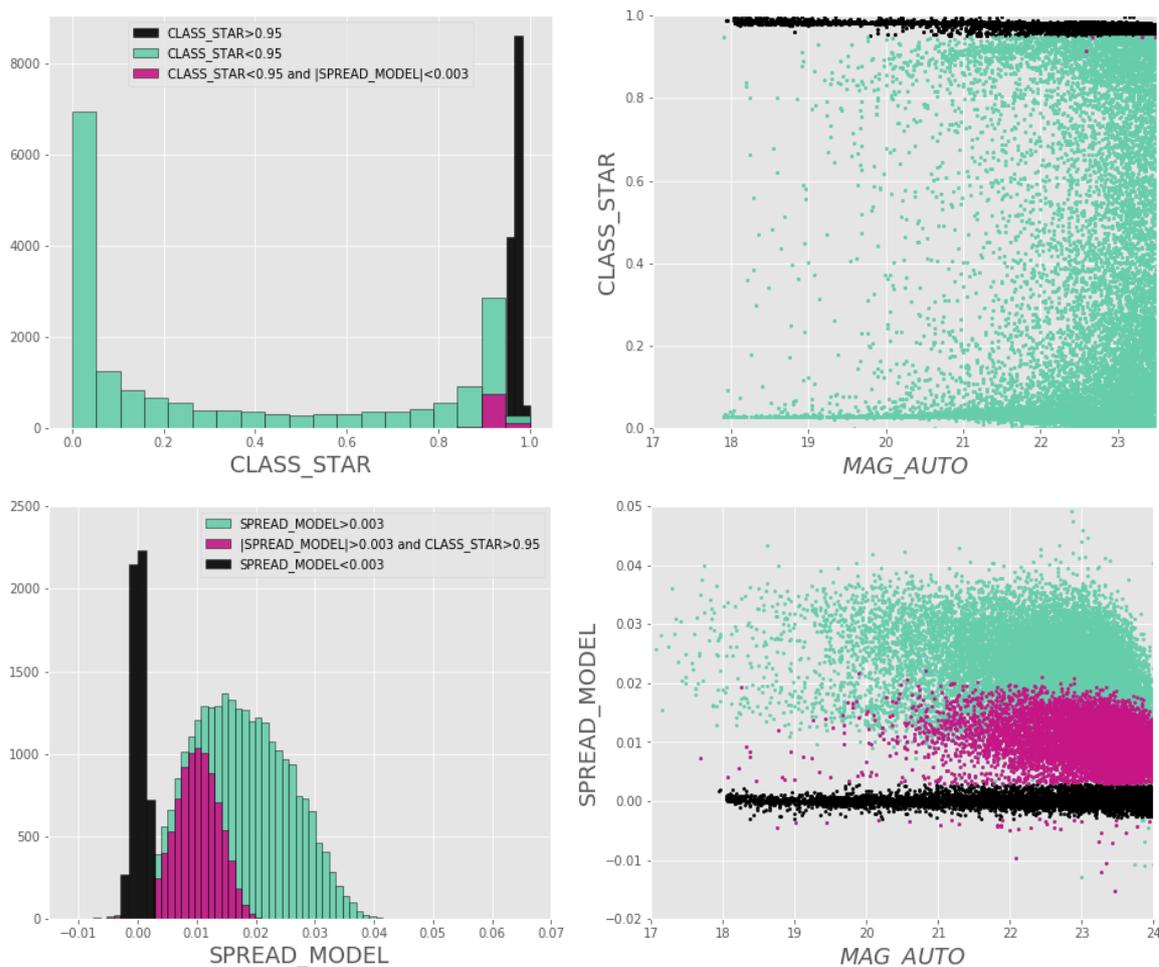


Figura 3.5: Exemplos de testes de sanidade para as saídas do SExtractor CLASS\_STAR e SPREAD\_MODEL para o grupo J14.

Figura 3.7 temos uma pequena amostra das estrelas selecionadas para a modelagem da PSF para o grupo J14.

### 3.4 Limite de Completeza da amostra

A obtenção de informações fotométricas de objetos astronômicos é limitada pela qualidade e profundidade das observações. As imagens geralmente contam com contaminação por componentes da atmosfera e também por efeitos intrínsecos do próprio telescópio. Dessa forma, deve-se estimar qual o valor máximo de magnitude que podemos usar na nossa análise, que é chamada de magnitude de completeza.

O limite de completeza das observações foi estimado a partir do número de contagens de galáxias por intervalo de magnitudes, onde um crescimento do logaritmo do número de contagens com a magnitude é esperado, pois conforme observamos magnitudes cada

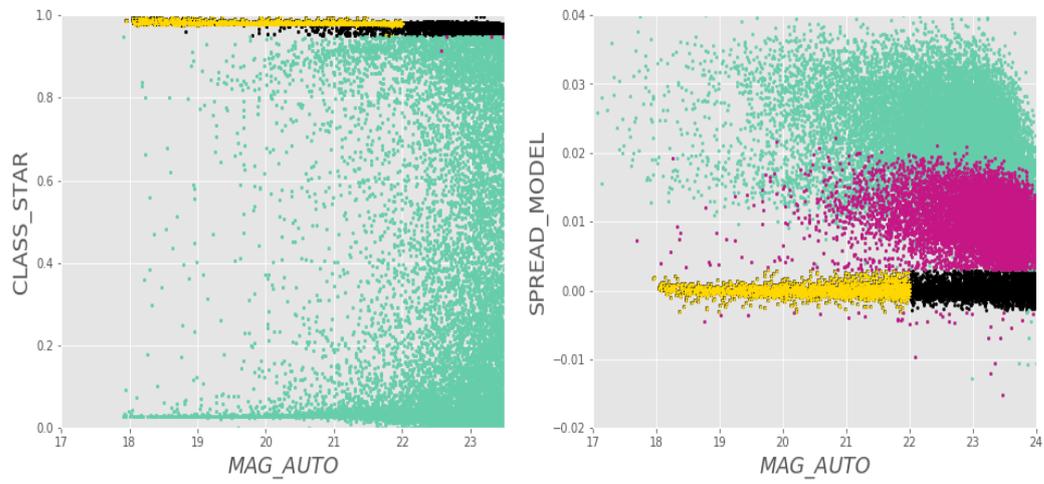


Figura 3.6: Testes de sanidade para as saídas do SExtractor CLASS\_STAR e SPREAD\_MODEL com magnitude na banda  $r$  para o grupo J14, mostrando em amarelo as estrelas selecionadas para a modelagem da PSF.

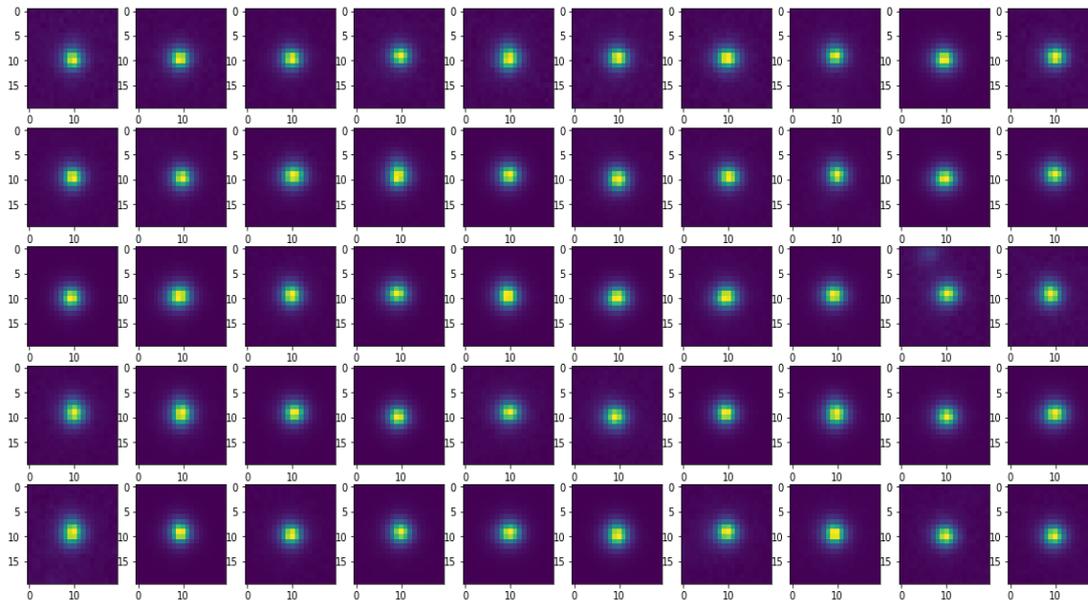


Figura 3.7: Uma parte da amostra das estrelas selecionadas para a modelagem da PSF.

vez mais fracas, deveríamos ter um maior número de galáxias devido à maiores ângulos sólidos observados no céu. No entanto, existe uma magnitude limite acima da qual é difícil distinguir entre objeto e ruído. Acima dessa magnitude os dados deixam de ser completos e o número de galáxias começa a decrescer conforme vamos para magnitudes mais fracas. Isso pode ser visto como a queda nos histogramas na primeira coluna da Figura 3.8. Para as nossas observações, o valor da magnitude de completeza na banda  $r$  para os quatro grupos é de 24.5.

Dessa forma, ajustamos uma reta aos pontos que precedem o pico e observamos a magnitude em que os pontos começam a decrescer. Nesse ponto a completeza já está menor do que 100%. Pelos diagramas dos resíduos (Figura 3.8), que corresponde a diferença entre os dados observados e a reta ajustada, podemos identificar as magnitudes de completeza na banda  $r$  dos nossos dados para cada grupo, as quais são identificadas pelas retas verticais tracejadas nos diagramas e cujo valor para todos os campos é de 24.3.

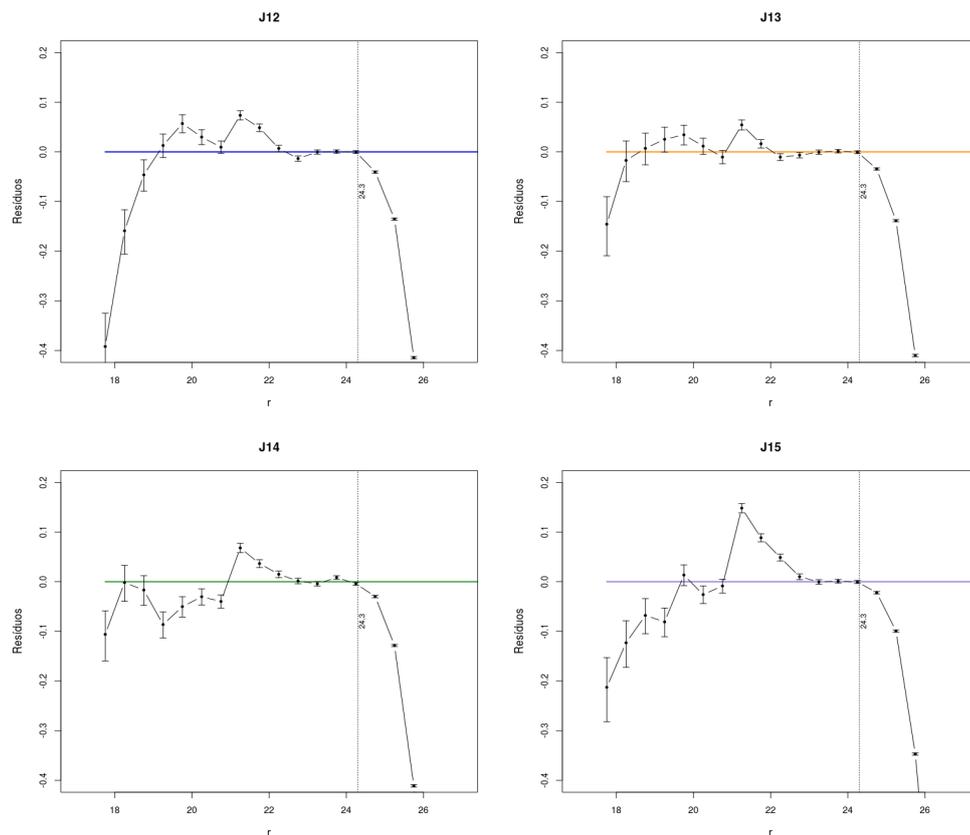


Figura 3.8: Determinação dos limites de completeza da magnitude na banda  $r$  para os cinco grupos fósseis.

### 3.5 Regiões mascaradas

Algumas regiões da imagem podem conter estrelas muito brilhantes que provocam a saturação do CCD prejudicando a análise. Essas regiões precisam ser excluídas e esse procedimento é feito inserindo máscaras sobre essas regiões. Na nossa imagem foram mascaradas além de estrelas brilhantes, as bordas da imagem e as lacunas maiores entre os CCDs.

Todas as estrelas excessivamente brilhantes foram identificadas e cobertas por máscaras incluindo as cruces de difração. Para as bordas da imagem e lacunas o procedimento foi realizado manualmente inserindo máscaras retangulares. Por fim, outras regiões remanescentes com alto espalhamento de luz foram também mascaradas.

Na Figura 3.9 temos os campos dos quatro grupos fósseis estudados aqui, mostrando as regiões mascaradas, seja por causa de estrelas muito brilhantes, bordas da imagem ou pelas divisórias entre os CCDs.

Mais detalhes serão descritos nos capítulos seguintes conforme apareça a necessidade de correções devido à essas regiões mascaradas.

### 3.6 Seleção das Galáxias de fundo

Como o objetivo é medir o sinal de lentes gravitacionais, é necessário separar quais galáxias se encontram atrás dos grupos, pois são elas que sofrem distorções causadas pela massa de cada grupo. Para a seleção dessas galáxias de fundo, primeiramente selecionamos as galáxias dentro de um círculo de raio 10 arcmin centrado na BCG de cada grupo. Construimos um diagrama cor-magnitude para as galáxias e observamos que aquelas dentro de 5 arcmin, mais prováveis como pertencentes ao grupo, se localizam na região chamada de Sequência Vermelha (ver seção 1.4.1), região dominada por galáxias vermelhas do tipo *early-type*. Para excluir essas galáxias membros dos grupos, uma reta foi ajustada a essa sequência vermelha e galáxias dentro do intervalo  $\pm 0.15$  em  $g - r$  foram consideradas como pertencentes aos grupos. A Figura 3.10 mostra o ajuste para a sequência vermelha dos grupos.

O próximo passo foi excluir galáxias que se encontram na frente dos grupos e que estão em uma região mais azul que a sequência vermelha no diagrama. No entanto, muitas galáxias de fundo também se encontram nessa região dificultando a sua seleção. Para

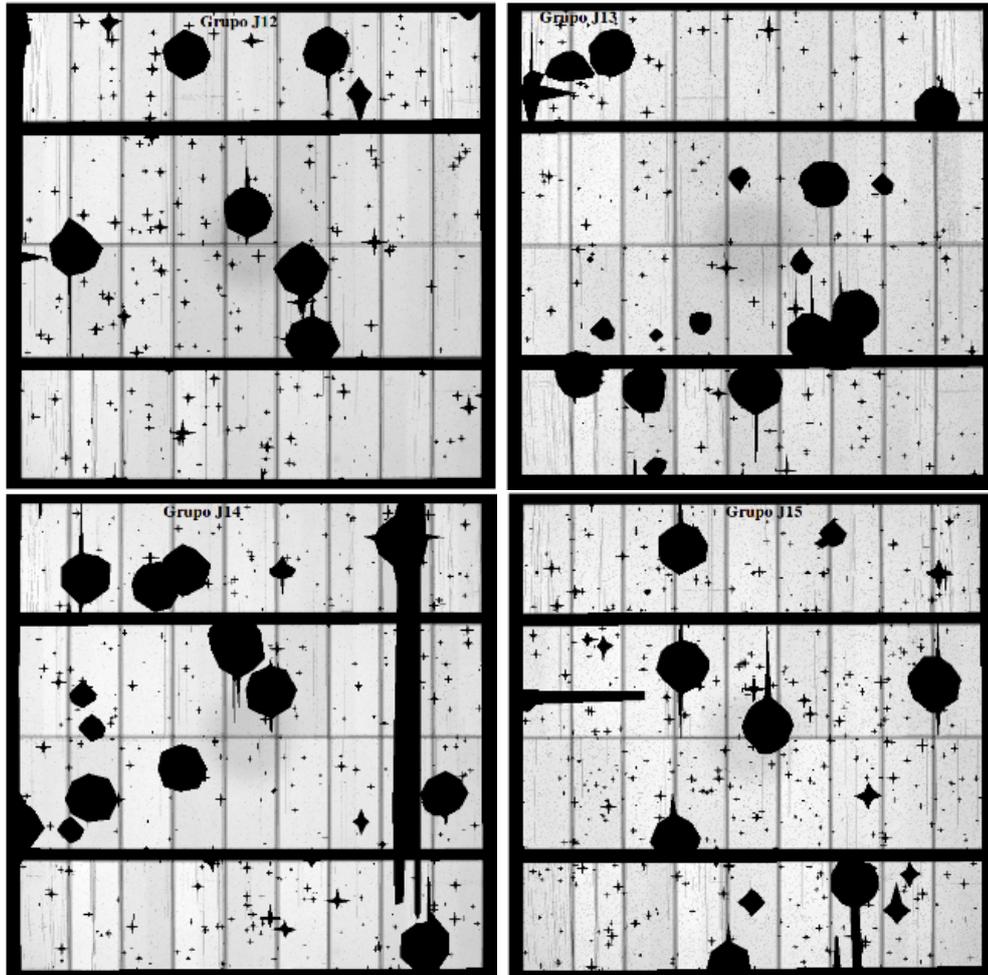


Figura 3.9: Mapas das regiões mascaradas, seja por causa de estrelas brilhantes, bordas das imagens ou pelas divisórias dos CCDs. Painéis superiores: grupos J12 e J13; Painéis inferiores: grupos J14 e J15.

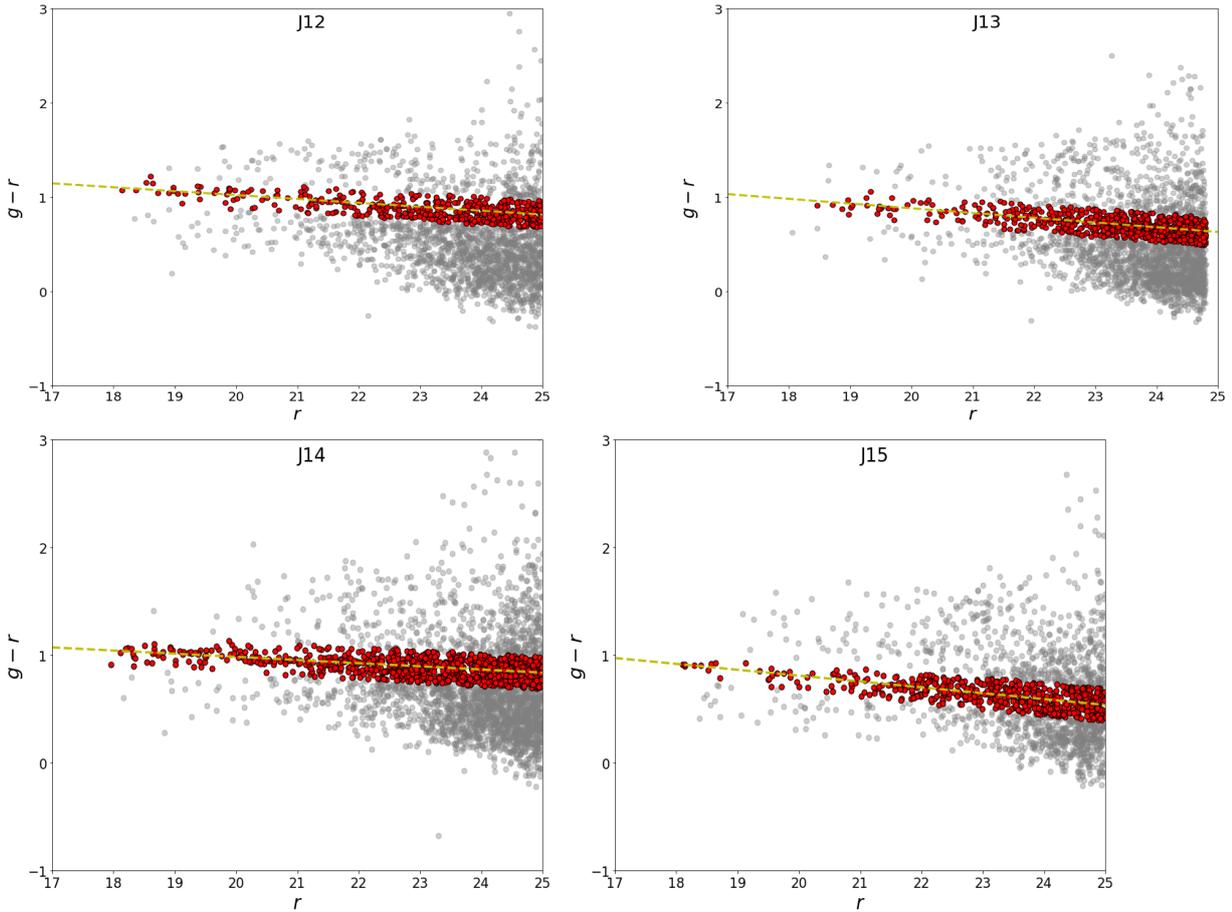


Figura 3.10: Esquerda: Diagramas cor-magnitude evidenciando a sequência vermelha para os cinco grupos. A reta amarela é o ajuste usado para ajustar a sequência vermelha.

contornar isso, galáxias com magnitudes mais brilhantes que certo limite foram excluídas, assim como objetos com erros na magnitude maiores que 0.1. Esses cortes em magnitudes na banda  $r$  foram definidos de acordo com os *redshifts* de cada grupo, sendo 23.0 para o grupo J12, 21.5 para o J13 e 21.0 para os grupos J14 e J15.

### 3.7 Análise da contaminação

Após esses critérios de exclusão de galáxias que podem contaminar a nossa amostra, ainda podem restar algumas galáxias de frente ou pertencentes ao grupo e, por isso, é necessário quantificar a contaminação por essas galáxias. Para isso, foi usado um catálogo do CFHTLS (Coupon et al., 2009) contendo *redshifts* fotométricos. Neste catálogo, consideramos os mesmos critérios de seleção que usamos para os nossos grupos.

Nos diagramas representados na Figura 3.11 temos os *redshifts versus* a magnitude na banda  $r$  das galáxias do catálogo do CFHTLS (em cinza) onde as linhas vermelhas

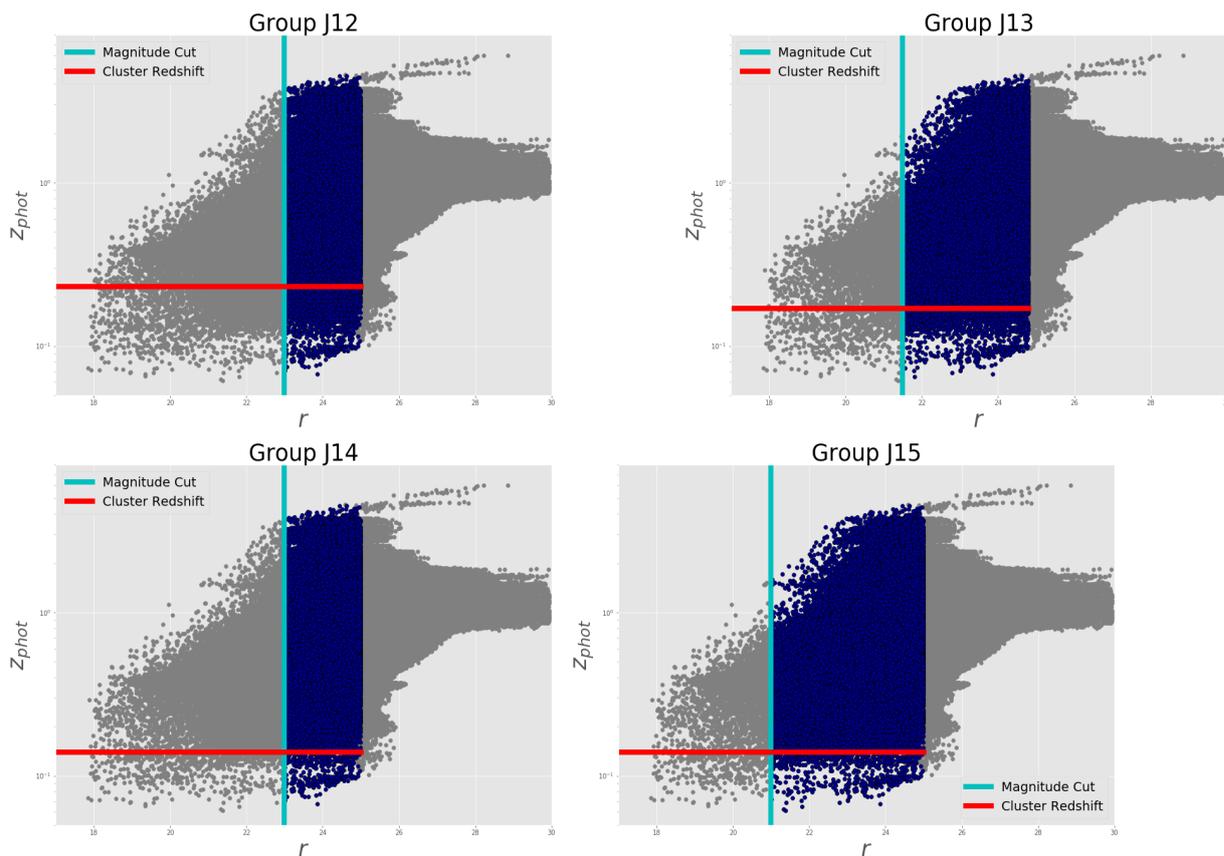


Figura 3.11: Galáxias do catálogo do CFHTLS onde as linhas vermelhas representam o *redshift* de cada grupo e a linha vertical azul representa a magnitude limite acima da qual as galáxias foram excluídas. Os pontos azuis representam onde as galáxias de cada grupo estariam. Os pontos azuis abaixo das linhas vermelhas nos permite calcular a contaminação por galáxias que estão na frente ou pertencem aos grupos.

representam o *redshift* de cada um dos grupos fósseis estudados aqui e a linha vertical azul representa a magnitude limite acima da qual as galáxias foram excluídas, como dito na seção anterior. Os pontos azuis representam, nesses diagramas, o local onde as galáxias de cada grupo estariam. Os pontos azuis abaixo das linhas vermelhas nos permite calcular a contaminação por galáxias que estão na frente ou pertencem aos grupos. Esses valores são mostrados na Tabela 3.4 e serão considerados na análise subsequente.

Grupo	Galáxias de fundo	gal/arcmin <sup>2</sup>	Contaminação (%)
J12	31142	8.65	5.12
J13	35855	9.96	1.79
J14	39126	10.86	0.76
J15	29230	8.11	0.76

*Tabela 3.4* - Contaminação nas galáxias de fundo por galáxias que podem pertencer ou estar na frente dos grupos.

## Análise por Lentes Gravitacionais Fracas

### 4.1 Medida da forma dos objetos

Para a análise por lentes gravitacionais fracas é necessário medir a forma das galáxias de fundo, como explicado no Capítulo 2. Primeiramente, para a escolha do melhor programa para se obter essas medidas, fizemos alguns testes com dois códigos: o IM2SHAPE (Bridle, Kneib & Gull, 2002) e o IM3SHAPE (Zuntz et al., 2013) a fim de tomar a decisão sobre qual código utilizaríamos neste trabalho.

O código IM2SHAPE quantifica a distorção das galáxias de fundo e se baseia em um método Bayesiano apresentado por Kuijken (1999), cuja finalidade é recuperar a imagem original de objetos astronômicos através de um ajuste das elipticidades observadas e fazendo a deconvolução pela PSF.

Modela-se os objetos nas imagens como uma soma de gaussianas de base elíptica com semi-eixos maior e menor  $a$  e  $b$ , respectivamente, e elipticidade igual a

$$e = \frac{a - b}{a + b}. \quad (4.1)$$

Sendo que a intensidade de um objeto na posição  $r = (x, y)$  pode ser escrita como

$$I(r) = \sum_i \frac{A_i}{2\pi|C_i|} e^{-\frac{1}{2}(r-r_i)^T C_i (r-r_i)} + \mathcal{N}(I_{ceu}, \sigma_{ceu}), \quad (4.2)$$

onde  $\mathcal{N}(I_{ceu}, \sigma_{ceu})$  caracteriza a emissão do fundo e é descrita por um valor gerado por uma distribuição Normal de média  $I_{ceu}$  e dispersão  $\sigma_{ceu}$ .  $A$  é a amplitude da cada gaussiana e  $C$  a matriz de covariância, que é escrita em termos dos parâmetros da elipse como

$$C_{1,1} = 2 \left( \frac{\cos^2(\theta)}{a^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{b^2} \right) \quad (4.3)$$

$$C_{1,2} = C_{2,1} = \left( \frac{1}{b^2} + \frac{1}{a^2} \right) \sin(2\theta) \quad (4.4)$$

$$C_{2,2} = 2 \left( \frac{\cos^2(\theta)}{b^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{a^2} \right) \quad (4.5)$$

Esse programa utiliza o método de Markov Chain Monte Carlo (MCMC) para a realização do ajuste, minimizando os resíduos entre imagem e modelo.

Os parâmetros de ajuste são:  $x$ ,  $y$ ,  $ab$ ,  $A$ ,  $e_1$  e  $e_2$ , onde  $x$  e  $y$  são as coordenadas horizontais e verticais da imagem,  $ab$  é o produto dos semi-eixos da base elíptica da gaussiana,  $A$  e  $a$  amplitude da gaussiana e  $e_1$  e  $e_2$  são as componentes da elipticidade  $e$  da gaussiana e podem ser expressas como

$$e_1 = e \cos(2\theta), \quad e_2 = e \sin(2\theta) \quad (4.6)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de posição do semi-eixo maior da elipse.

Esse procedimento necessita, além da imagem e do catálogo, de um arquivo de entrada contendo algumas informações como o número de gaussianas que serão utilizadas, o tamanho do lado do quadrado que vai compreender cada objeto, o número de iterações e cadeias do MCMC, um arquivo contendo a PSF a ser deconvoluída, entre outras coisas.

O arquivo usado para a deconvolução da PSF contém informações sobre o número de gaussianas utilizadas, o número de pontos na imagem nos quais a PSF será deconvoluída e os parâmetros da(s) gaussiana(s).

Como saída, o programa fornece uma lista de parâmetros, entre os quais  $e_1$  e  $e_2$  com seus respectivos erros, que fornecem a descrição do formato das galáxias na nossa imagem.

Já o IM3SHAPE é um código que faz um ajuste da máxima verossimilhança a um modelo de galáxia com bojo+disco (Sérsic) para imagens com ruído e convoluindo por uma PSF usando o esquema de calibração descrito em [Kacprzak et al. \(2012\)](#). Este código foi projetado mantendo a abordagem de modelagem adotada por seu predecessor, o IM2SHAPE, mas melhorando a fidelidade e a flexibilidade. Ele usa (por padrão) uma soma de dois perfis Sérsic para a galáxia, semelhante ao programa Lensfit ([Miller et al., 2007, 2013](#); [Kitching et al., 2008](#)), e um perfil Moffat para o PSF.

A motivação para o uso do IM3SHAPE foi a fácil conexão entre o seu módulo em Python PY3SHAPE, em que pode ser usada a saída do PSFEX para a PSF, e o programa

utilizado para simulações, GALSIM (Rowe et al., 2015). Além disso, esse código estava sendo utilizado pela Colaboração DES para medidas do *shear* (Zuntz et al., 2018; Prat et al., 2018; Samuroff et al., 2018; Chang et al., 2018; Clampitt et al., 2017; Jarvis et al., 2016; Becker et al., 2016).

Devido a familiaridade com o programa IM2SHAPE (Bridle, Kneib & Gull, 2002), este foi usado para testar e comparar as saídas do IM3SHAPE.

Nesta seção discutiremos os resultados das medidas de elipticidades das estrelas e galáxias obtidas pelos dois códigos utilizados neste trabalho.

A primeira comparação foi entre as medidas de  $e_1$  e  $e_2$  medido das estrelas. Pela Figura 4.1 observamos uma boa concordância entre as medidas das elipticidades obtidas com IM2SHAPE e IM3SHAPE para o Grupo J14. Os outros três grupos mostraram resultados semelhantes. No entanto, quando as medidas foram feitas para as galáxias, os resultados entre os dois códigos se tornam bastante divergentes.

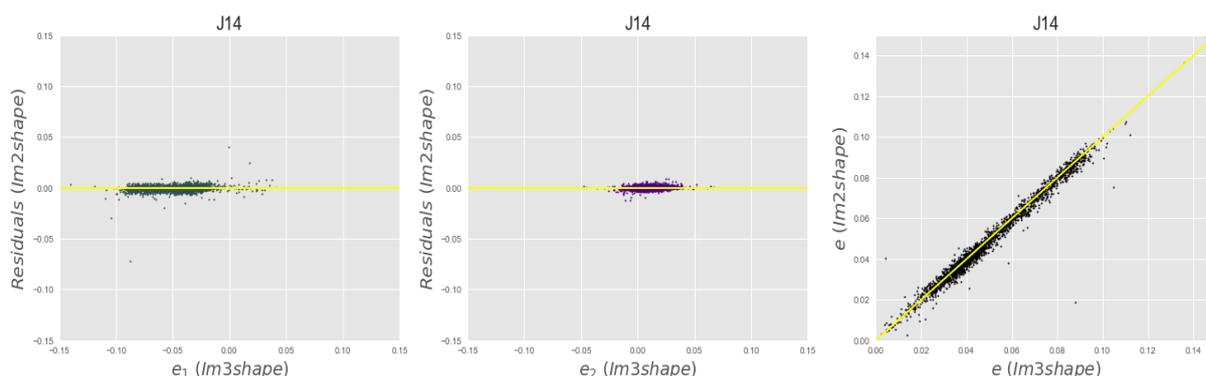


Figura 4.1: Resíduos entre as medidas das elipticidades das estrelas obtidas com o IM2SHAPE e IM3SHAPE para o Grupo J14.

#### 4.1.1 Comparando os códigos IM2SHAPE e IM3SHAPE utilizando simulações

Como mencionado anteriormente, para as medidas dos formatos de galáxias, que são objetos mais complexos que estrelas, os dois códigos mostraram resultados um tanto divergentes. Assim, para dar continuidade em nossa análise, utilizamos o código GALSIM que simula imagens de galáxias e estrelas e nos permite adicionar elipticidades nas galáxias simuladas e ruído na imagem. Também é possível gerar uma PSF para convoluirmos com a imagem simulada.

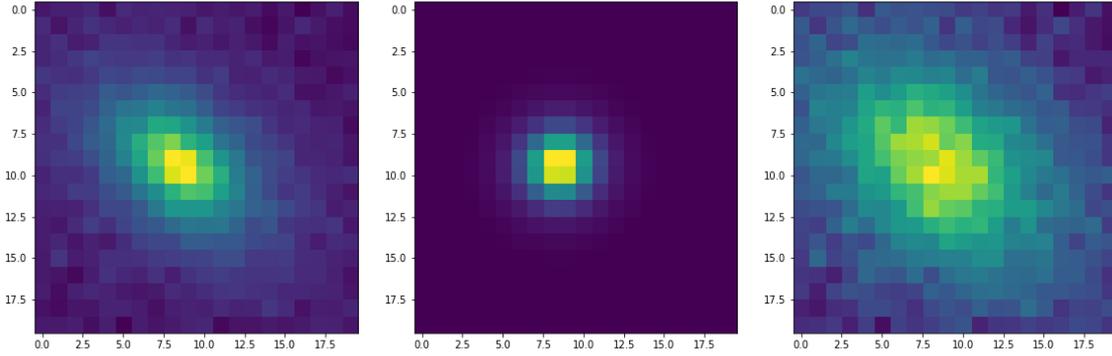


Figura 4.2: Galáxia simulada pelo GALSIM. A imagem a esquerda representa a galáxia+ruído; a central é apenas a PSF e a imagem a direita é galáxia+ruído+PSF.

Como exemplo, na Figura 4.2 temos a imagem de uma galáxia simulada pelo GALSIM onde a primeira imagem possui galáxia com ruído. A imagem central é a PSF simulada e a terceira é a galáxia simulada com adição da PSF.

Primeiramente, duas imagens foram simuladas, onde a única diferença entre elas é que uma está convoluída com a PSF e a outra não. As imagens simuladas são compostas por *stamps* de tamanho 20x20 com 100x100 píxeis cada um, resultando em uma imagem com 400 galáxias igualmente espaçadas. Essas galáxias foram geradas considerando um perfil de Sérsic exponencial, com elipticidades intrínsecas ( $e$ ) e ângulos de posição aleatórios. Por fim, ruído (Poisson) foi adicionado à essas imagens.

Pela Figura 4.3 (canto superior esquerdo) observamos que os resíduos entre as elipticidades medidas pelo IM3SHAPE e as simuladas pelo GALSIM são pequenos ( $\sigma_e = 0,016$ ). O mesmo ocorre para o IM2SHAPE ( $\sigma_e = 0,013$ ) (Figura 4.3- canto superior direito). Temos então que as elipticidades simuladas e medidas correspondem de forma satisfatória para os dois códigos.

A PSF para as imagens simuladas foi criada considerando um perfil de Moffat com  $\text{FWHM} = 2,85$  e  $\beta = 3$ . As componentes da elipticidade da PSF foram escolhidas como sendo  $e_1^{PSF} = 0,019$  e  $e_2^{PSF} = -0,007$ . Os dois códigos recuperam as elipticidades com desvios  $\sigma_e = 0,035$  e  $\sigma_e = 0,056$  para IM3SHAPE e IM2SHAPE respectivamente (Figuras 4.3 inferiores). Estes valores superiores aos valores obtidos da imagem sem PSF nos diz que uma análise mais acurada deve ser feita devido à presença da PSF. O IM3SHAPE recuperou as elipticidades com uma eficiência maior do que o IM2SHAPE e um dos fatores é que o primeiro, através do módulo Py3shape, se conecta diretamente com o GALSIM, sendo que é mais fácil usar a PSF simulada como entrada.

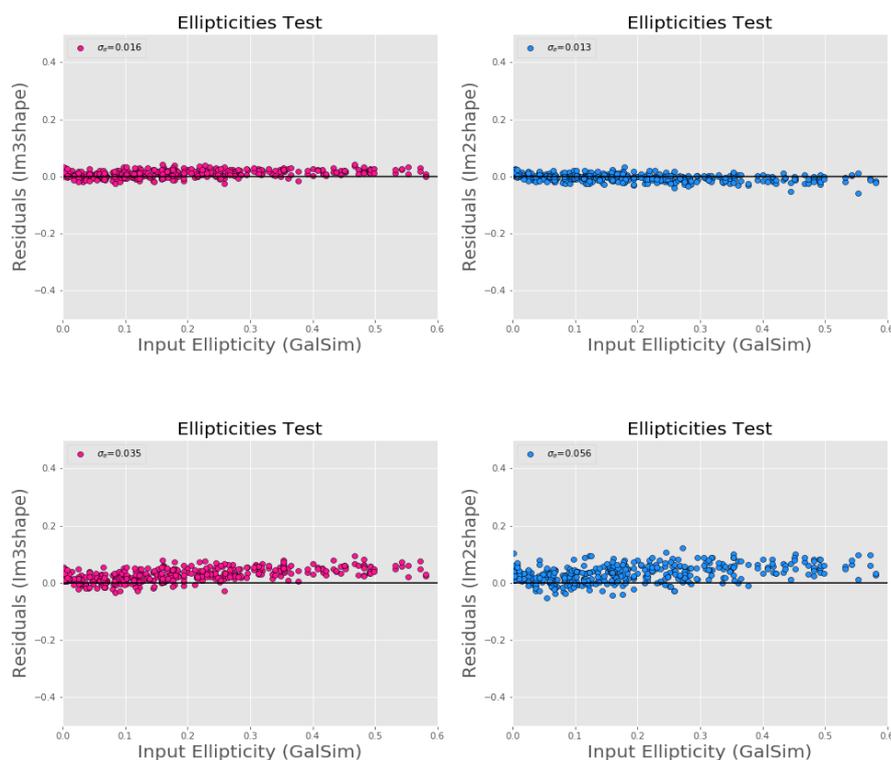


Figura 4.3: Resíduos entre as elipticidades das galáxias simuladas pelo GALSIM e as estimadas pelo IM3SHAPE (pontos pink) e IM2SHAPE (pontos azuis). Os gráficos superiores representam as elipticidades das galáxias simuladas sem PSF e nos gráficos inferiores, PSF foi convoluída às galáxias.

Observa-se um maior espalhamento para elipticidades mais altas e isso pode ser devido, entre outras coisas, ao tamanho da caixa usada para a medida. Para os dois códigos, utilizamos uma caixa de tamanho 20x20 que é suficiente para englobar toda a galáxia. Porém quando convoluímos pela PSF, o tamanho da galáxia se altera e em alguns casos, parte da galáxia se encontra fora dessa caixa. Nas imagens simuladas, onde as galáxias foram dispostas de forma igualmente espaçadas, isso pode ser resolvido aumentando o tamanho da caixa, embora o tempo computacional aumente consideravelmente para caixas muito grandes, principalmente para o IM3SHAPE. Em imagens reais, uma caixa muito grande pode agregar outra estrutura à galáxia que queremos medir, resultando em uma medida incorreta da sua elipticidade.

Na Figura 4.4 temos a comparação entre as elipticidades simuladas e as medidas com o IM3SHAPE para três tamanhos distintos de *stamp size*, (15,15), (25,25) e (35,35). Os painéis superiores são medidas de elipticidades de imagens simuladas sem ruído algum, onde observamos maior espalhamento para *stamp size* menores. Já os painéis inferiores, contém medidas obtidas de imagens simuladas onde ruído foi adicionado. Observamos que

o IM3SHAPE não é necessariamente bom para estimar as elipticidades de dados ruidosos.

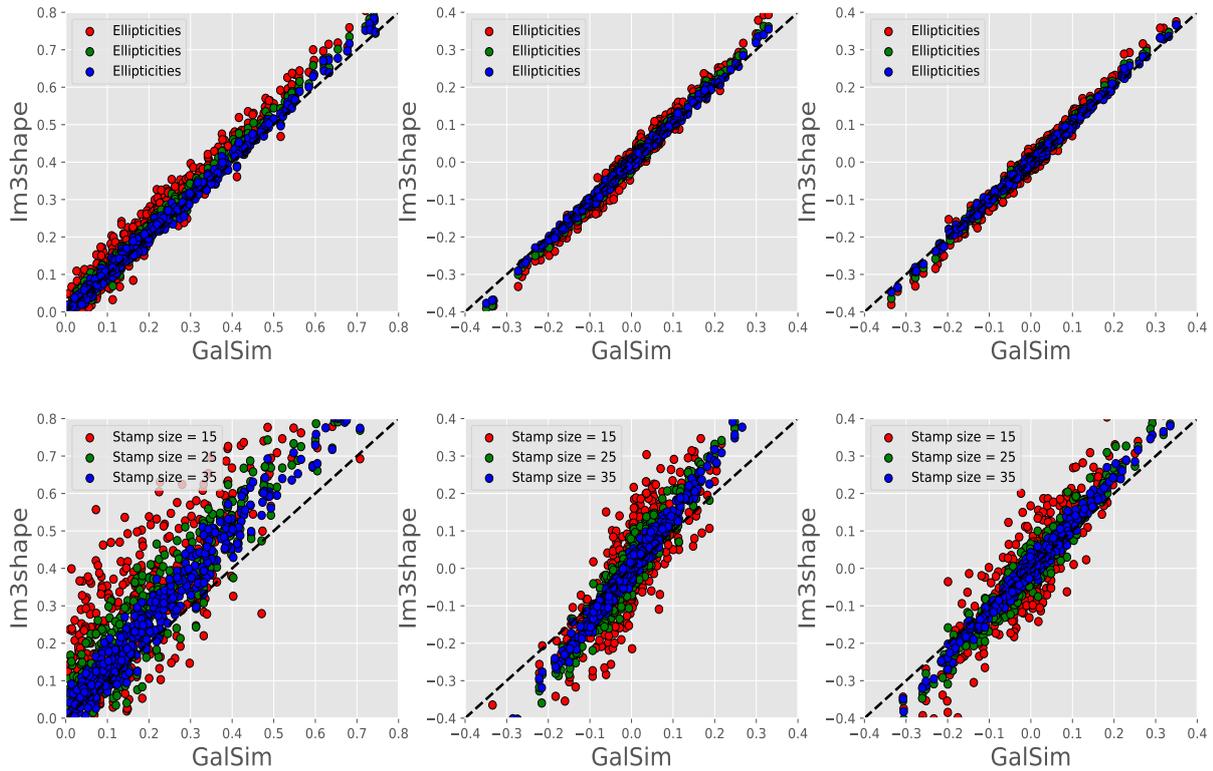


Figura 4.4: Comparação entre as elipticidades simuladas e as medidas com o IM3SHAPE, onde consideramos *stamp sizes* iguais a (15,15) em vermelho, (25,25) em verde e (35,35) em azul. Da esquerda para a direita temos  $\epsilon$ ,  $e_1$  e  $e_2$ . Na linha superior temos galáxias simuladas sem adicionar ruído e para as galáxias dos diagramas inferiores adicionamos ruído.

Para o processo de quantificação e correção da PSF para o IM2SHAPE utilizamos o método do filtro gaussiano (de Souza, 2013) para gerar valores de  $e_1$  e  $e_2$  que se aproximem dos valores obtidos pelo programa. Esse método consiste em fazer uma média dos valores de  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  das estrelas, atribuindo um peso a cada uma de acordo com sua distância à estrela analisada. Para a PSF utilizada no IM3SHAPE utilizamos a saída do PSFEX como mencionado no capítulo anterior.

Selecionamos uma amostra de 2000 galáxias do Grupo J14, por questões de tempo computacional, e realizamos medidas das elipticidades considerando diferentes valores para o *stamp size*. Pela Figura 4.5 notamos que o espalhamento entre as medidas dos dois códigos é grande, principalmente para *stamp sizes* muito pequenos ou muito grandes. Além disso, o fato de considerarmos a PSF de entrada de maneira diferente para os dois códigos pode resultar em uma maior discrepância entre as medidas.

Analisando as galáxias com grande diferença nas medidas entre os dois códigos, observou-

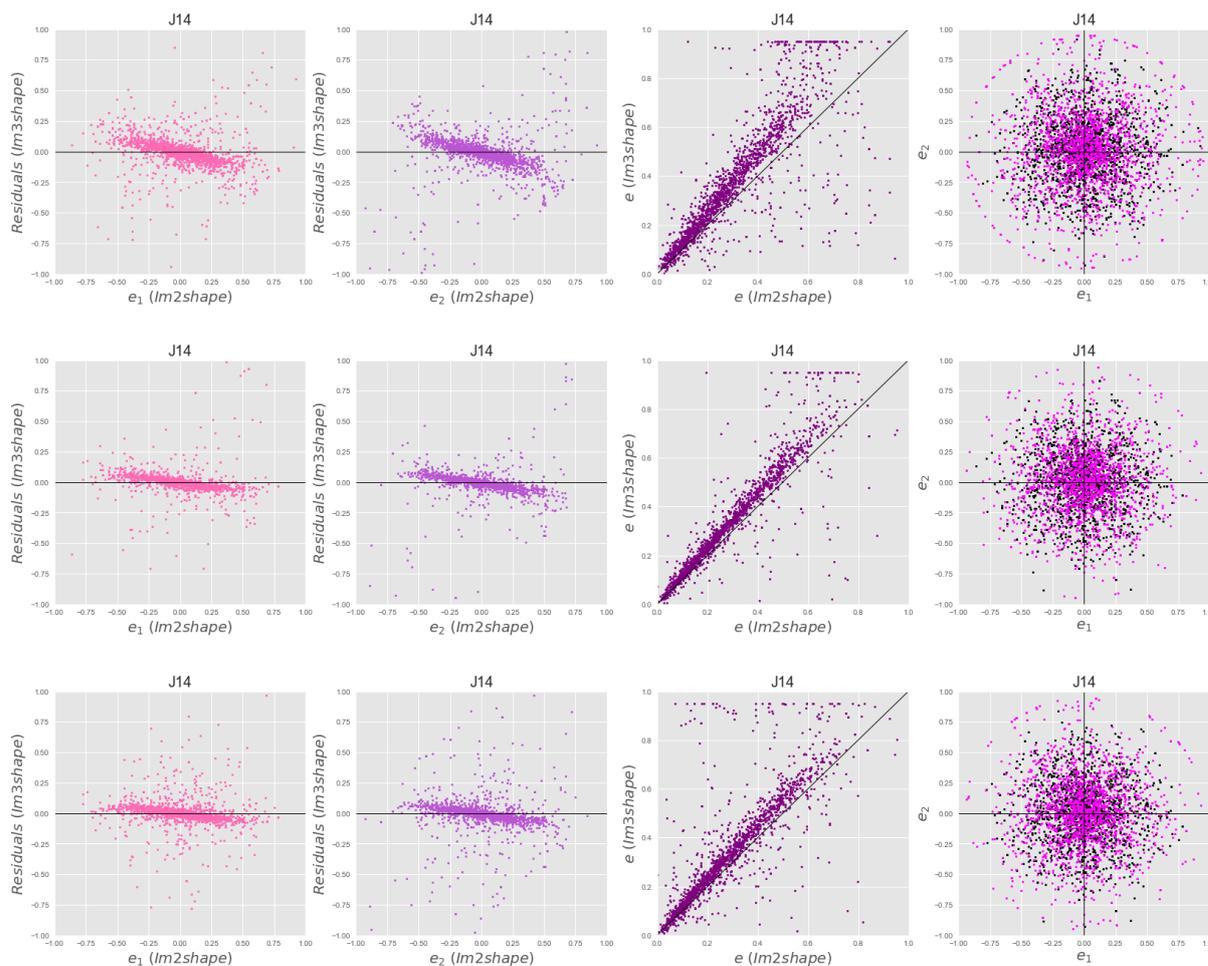


Figura 4.5: Comparação entre as elipticidades de uma amostra de galáxias de fundo do Grupo J14 medidas com o IM3SHAPE e IM2SHAPE e considerando *stamp sizes* iguais a *topo*: (15,15), *centro*: (25,25), *baixo*: (35,35).

se que grande parte tem sinal-ruído abaixo de 50 e `CLASS_STAR`  $> 0.8$ . No entanto, excluir esses objetos da nossa análise resultaria numa perda significativa das galáxias de fundo, prejudicando a análise por lentes fracas.

Os dois códigos mostraram resultados com pouca diferença entre si nas medidas. Na Figura 4.5 vemos que a distribuição dos resíduos apresenta grande espalhamento no espaço  $e_1$ ,  $e_2$ , indicando a possível presença de objetos que possam contaminar a amostra de objetos como estrelas duplas, galáxias não resolvidas, etc. No entanto, o código IM3SHAPE consome um tempo computacional consideravelmente superior ao IM2SHAPE. Além disso, esse código peca em documentação não sendo de fácil manuseio para usuários que não pertençam a colaboração *DES*. Por esses motivos, optou-se pela utilização do código IM2SHAPE para a estimativa de medidas do *shear* das galáxias.

## 4.2 Tratamento da PSF

Quando tentamos estimar o formato de objetos no céu precisamos lidar com o fato de que a imagem é distorcida pelo que chamamos de PSF (*point spread function*) devido ao *seeing* atmosférico e pela óptica do telescópio, fazendo com que a imagem de uma fonte puntual seja espalhada como uma fonte extensa. Matematicamente, isso pode ser descrito como uma convolução. Assim, uma fonte com brilho superficial  $I(\vartheta)$  ao passar pela atmosfera terrestre, sobre uma convolução com a PSF  $P(\theta - \vartheta)$  e a distribuição de brilho observada é

$$I_{obs}(\theta) = \int I(\vartheta) P(\theta - \vartheta) d^2\vartheta. \quad (4.7)$$

A largura da PSF é conhecida como o tamanho do disco do *seeing* e, quanto menor seu valor, menos as imagens serão espalhadas. Para o estudo por lentes gravitacionais fracas é recomendável um *seeing* abaixo de 1 arcsec, pois o tamanho angular de galáxias fracas está abaixo desse valor e se o *seeing* for maior que isso, a informação do formato dos objetos é diluída.

Na análise por lentes gravitacionais fracas, a imagem que observamos é o resultado da soma de diversos efeitos. A Figura 4.6 (painel superior) descreve esses efeitos para uma galáxia que possui certa elipticidade intrínseca e sofre uma distorção devido à presença de uma lente gravitacional. Além disso, a turbulência atmosférica juntamente com a óptica do telescópio (PSF) fazem com que a luz na imagem fique mais espalhada. Por fim, a imagem sofre uma pixelização durante o processo de detecção pela câmera além de conter ruídos.

Como o efeito da PSF muda o formato da galáxia, é necessário corrigir bem esse efeito para obtermos a elipticidade correta. Sendo assim, essa etapa da análise é crucial, visto que no regime de lentes fracas as distorções são extremamente pequenas e necessitam de certa precisão.

Como estrelas são objetos pontuais no céu, geralmente costuma-se medir o formato delas para estimar os efeitos da PSF, pois qualquer alteração em seu formato pode ser associado à PSF.

Como a PSF não é constante em todo o campo, ainda mais para imagens de grande campo como o CFHT, é importante ter um número suficientemente grande de estrelas

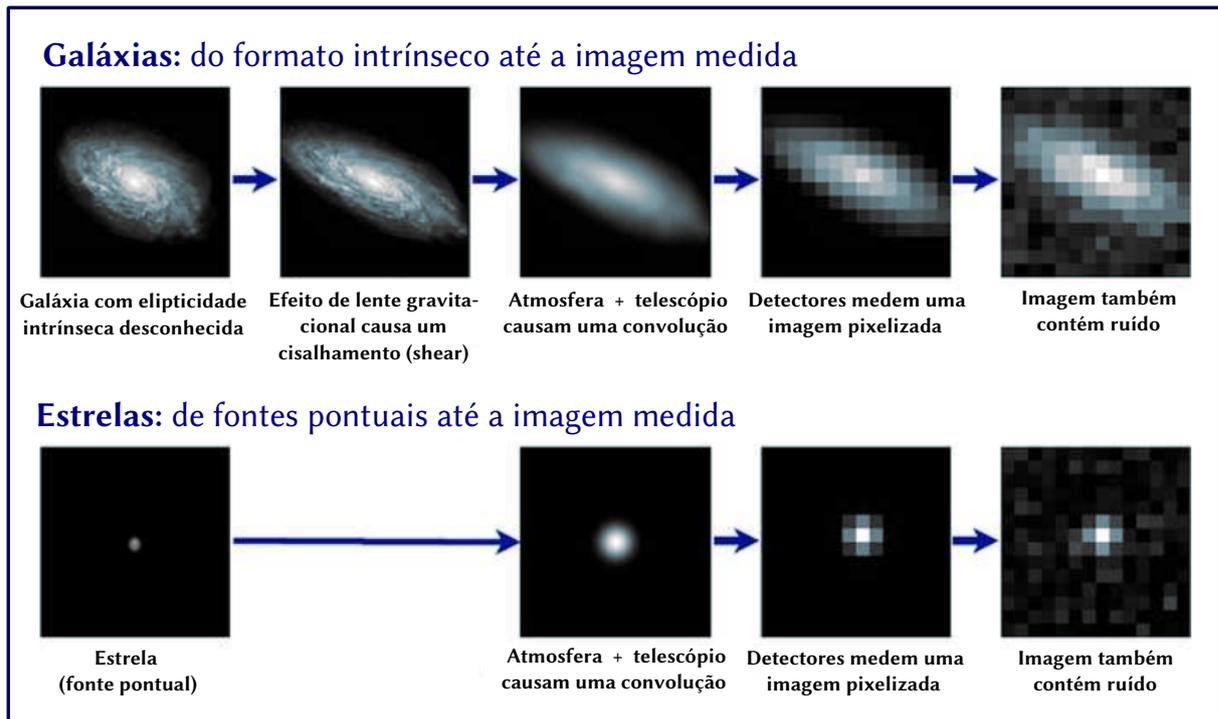


Figura 4.6: Ilustração do processo de formação de imagens. O painel superior mostra como a imagem original de uma galáxia é deformada devido ao efeito de lente gravitacional, espalhada pelos efeitos da atmosfera e óptica do telescópio, pixelizada pela câmera e adicionada de ruídos de diversas naturezas. O painel inferior mostra o processo equivalente para a imagem de uma estrela, que pode ser considerada uma fonte pontual. A imagem de uma estrela sofre de todos esses efeitos, exceto o cisalhamento.

espalhadas por todo o campo a fim de descrever a PSF em cada ponto da imagem.

#### 4.2.1 Modelagem da PSF

Usando o programa IM2SHAPE, medimos os parâmetros das estrelas necessários para a modelagem da PSF usando um *stamp* de tamanho 20x20 e 1 gaussiana para a modelagem.

Como queremos medir o formato da PSF e não corrigi-la ainda, a deconvolução foi feita com uma função  $\delta$  de Dirac, onde os parâmetros da gaussiana que a descreve foram:  $e = 0$ ,  $\theta = 0$ ,  $A = 1$  e  $ab = 10^{-6}$ . Como resultado, o programa fornece vários parâmetros necessários para a descrição do formato da PSF em cada ponto da imagem. Dentre esses parâmetros temos as componentes da elipticidade ( $e_1$   $e_2$ ) e  $ab$ , sendo  $a$  e  $b$  os semieixos maior e menor da elipse, respectivamente.

A fim de excluir objetos cujas medidas foram muito discrepantes das demais, fizemos um  $2\sigma$ -clipping em alguns parâmetros. Essas medidas discrepantes poderiam contaminar

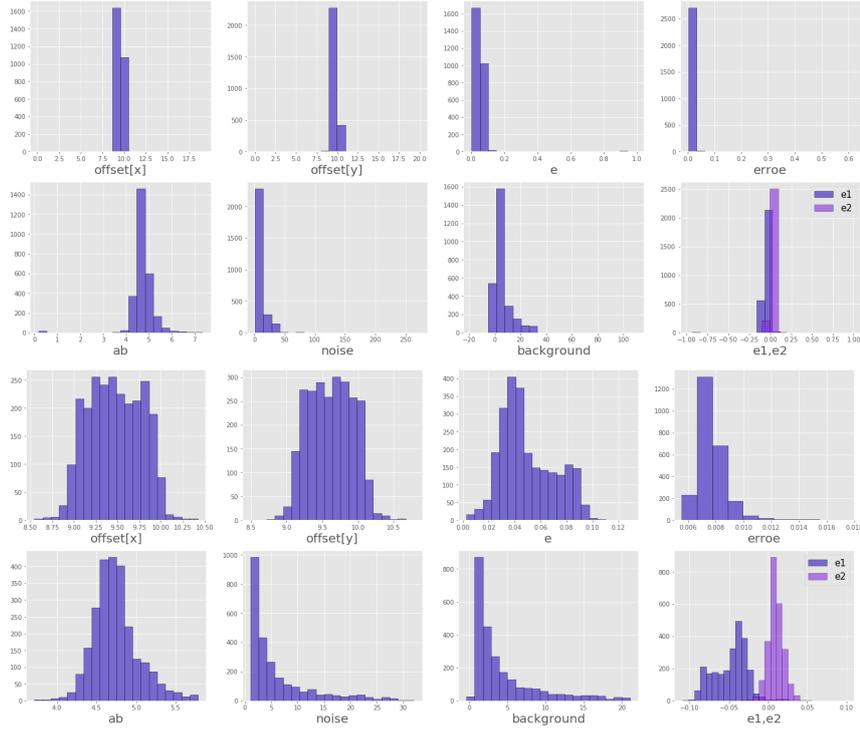


Figura 4.7: Histogramas com os parâmetros de saída do Im2shape antes dos cortes (duas primeiras linhas) e depois dos cortes (duas últimas linhas).

a amostra, não mapeando a PSF de forma satisfatória. O motivo para esses valores tão diferentes pode ser devido à galáxias não resolvidas, estrelas duplas ou até mesmo pela presença de mais de um objeto dentro do quadrado (*stamp*) que utilizamos na análise.

Na Figura 4.7 temos, nas duas primeiras linhas, os histogramas de alguns parâmetros antes do  $2\sigma$ -clipping e nas duas linhas inferiores temos os parâmetros após o  $2\sigma$ -clipping para o grupo J14. Os parâmetros `offset[x]` e `offset[y]` nos dão o quanto o centro do modelo está deslocado do centro do *stamp* nas direções  $x$  e  $y$ , e se o centro estiver perto da borda, por exemplo, o formato da PSF não é medido corretamente.

Na Figura 4.8 podemos ver os mapas da PSF resultante da medida do formato das estrelas através do programa IM2SHAPE para os quatro grupos fósseis. O tamanho de cada segmento é proporcional a  $e = \sqrt{e_1^2 + e_2^2}$  e a inclinação igual a  $\theta = 0.5 \times \tan^{-1} \left( \frac{e_2}{e_1} \right)$ .

Para a modelagem da PSF, interpolamos os parâmetros  $e_1$ ,  $e_2$  e  $ab$  extraídos das estrelas pelo IM2SHAPE, através da rotina Thin Plate Spline (TPS) (Nychka et al., 2014). Alguns testes foram feitos variando o parâmetro relacionado com os graus de liberdade, que aqui chamaremos de  $n$ , e que são mostrados na Figura 4.9. Podemos observar que conforme aumentamos o valor de  $n$ , os resíduos entre medida e modelo diminuem. Para o grupo J14,

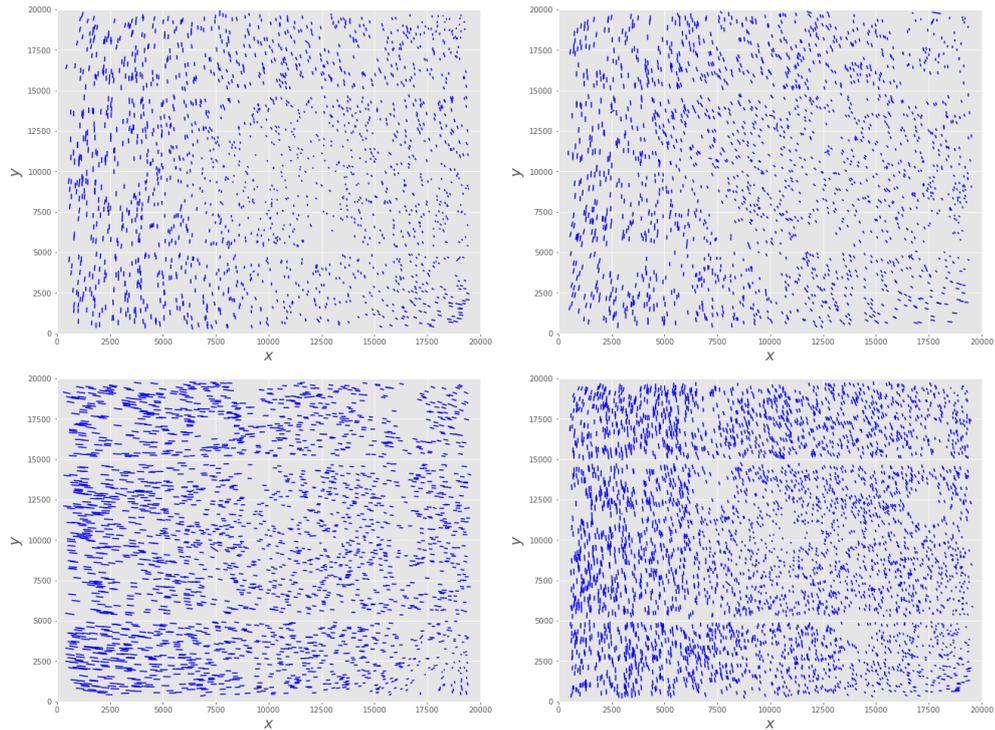


Figura 4.8: Mapa da PSF obtido pelos valores estimados pelo IM2SHAPE através das estrelas selecionadas dos grupos fósseis. A inclinação está relacionada ao ângulo de posição  $\theta$  e o tamanho, à elipticidade  $e$ . De cima para baixo vemos os campos dos grupos J12 a J15.

representado na Figura 4.9, temos que os resíduos são mínimos quando  $n = 2400$ , porém, com um valor tão alto, poderíamos começar a modelar ruído também.

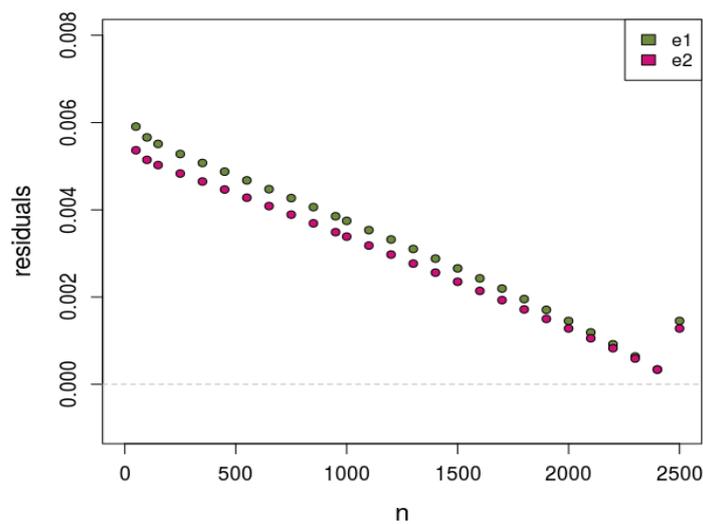


Figura 4.9: Diagrama dos resíduos entre modelo e medida da PSF variando com o parâmetro  $n$  da interpolação usando a rotina TPS.

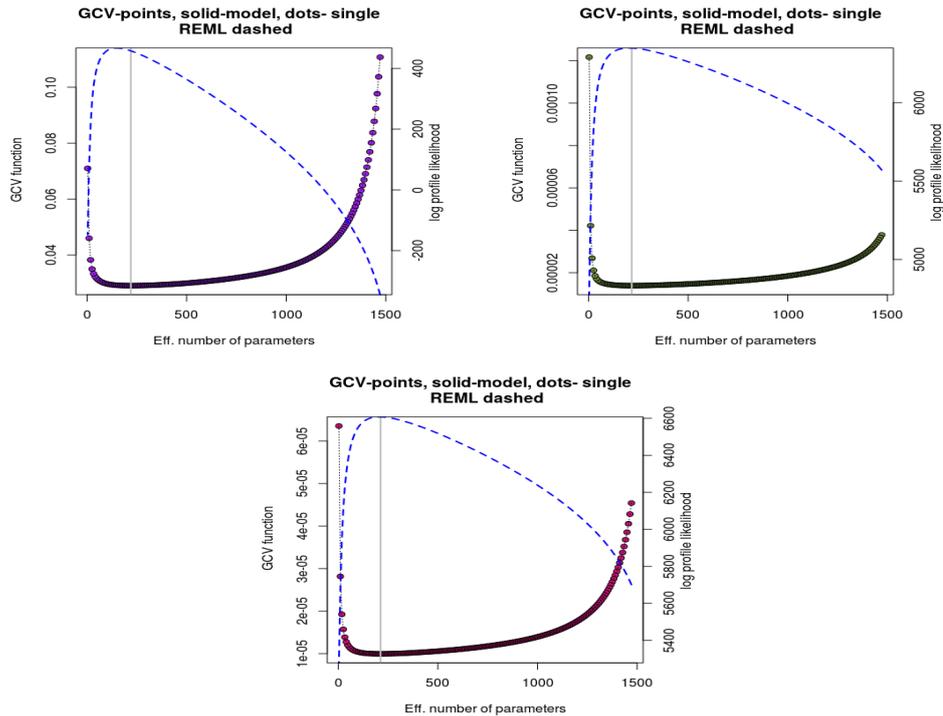


Figura 4.10: Exemplo de gráficos diagnósticos do TPS para o grupo J14, onde as linhas verticais representam o melhor valor do número efetivo de parâmetros  $df$  para os parâmetros da PSF:  $e_1$  (superior a esquerda);  $e_2$  (superior a direita);  $ab$  (inferior).

Dessa forma, ao invés de escolhermos esse valor manualmente, o próprio TPS tenta encontrar o melhor valor, que é chamado de  $df$  (número efetivo de parâmetros), maximizando a função de máxima verossimilhança restrita (REML do inglês *Restricted Maximum Likelihood*) e minimizando a chamada função de validação cruzada generalizada (GCV do inglês *Generalized Cross-Validation*). Isso pode ser visto na Figura 4.10 para os parâmetros  $ab$ ,  $e_1$  e  $e_2$  do grupo J14.

Na Figura 4.11 temos a comparação entre a medida e o modelo de  $e_1$  e  $e_2$  da PSF também do grupo J14 para os valores de  $df$  encontrados pelo TPS.

Podemos observar pela Figura 4.12 os resíduos (em violeta) do modelo para  $e_1$  e  $e_2$  para os quatro grupos fósseis. Vemos que alguns resíduos estão bem espalhados e, por isso, fizemos uma segunda interpolação utilizando apenas as estrelas cujos resíduos se encontram dentro do círculo tracejado, que representa 95% dos dados.

Na Figura 4.13 temos o mapa da largura a meia altura (FWHM) da PSF obtido pela interpolação para o grupo J14 (painel superior) e o mapa obtido pelo PSFex (painel inferior) para comparação.

Como dito anteriormente, alguns testes foram feitos a fim de modelar a PSF da forma

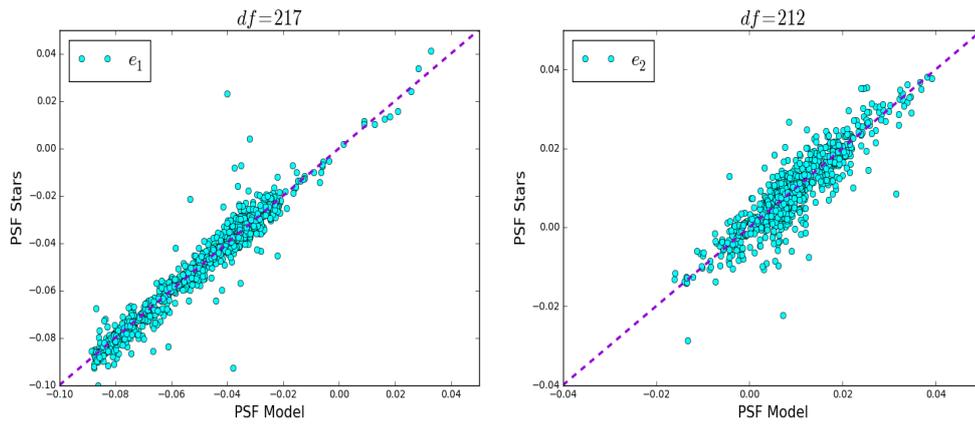


Figura 4.11: Comparação entre a medida e o modelo de  $e_1$  e  $e_2$  da PSF para os valores de  $df$  encontrados pelo TPS.

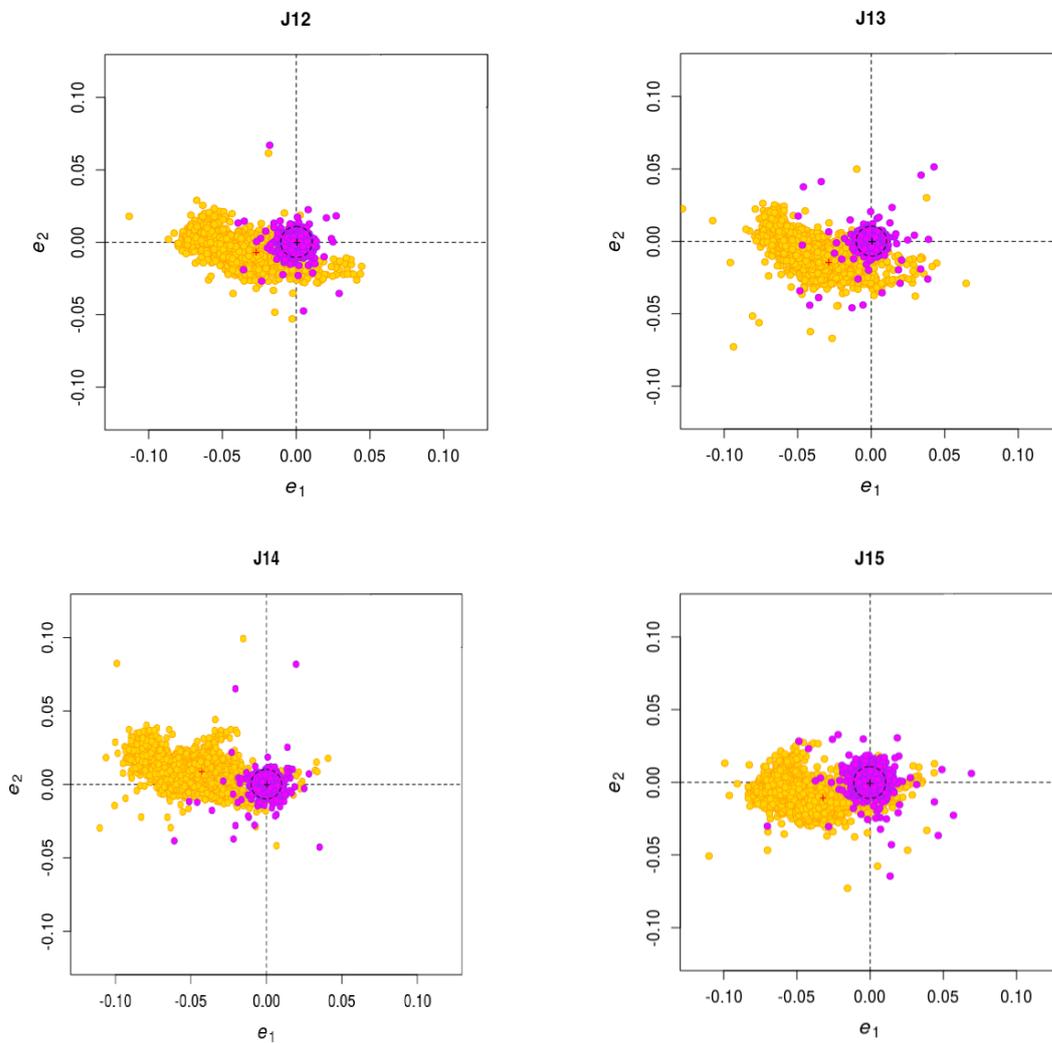


Figura 4.12: Componentes da elipticidade  $e_1$  e  $e_2$  das estrelas estimados pelo IM2SHAPE (amarelo). Os resíduos entre modelo e medida estão representados em violeta. O círculo tracejado representa 95% da amostra.

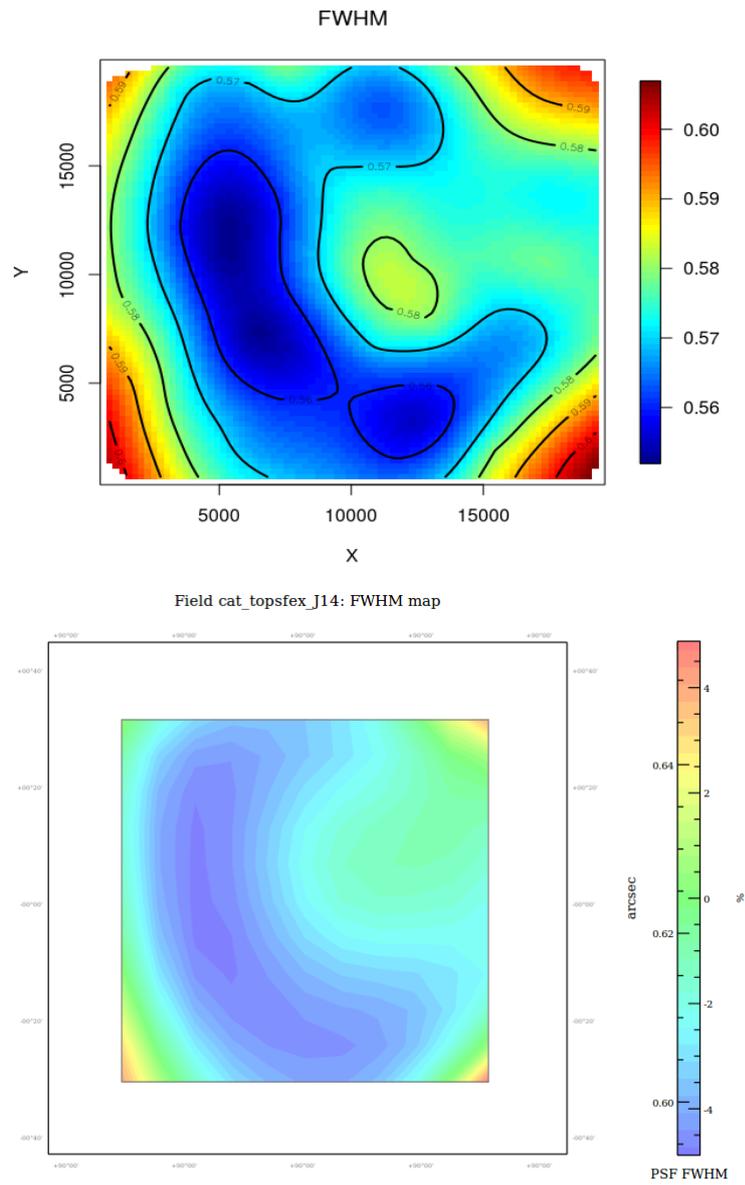


Figura 4.13: Mapas da largura a meia altura (FWHM) da PSF obtidos por interpolação a partir de medidas de elipticidades das estrelas pelo Im2shape (superior) e através do PSFex (inferior).

mais satisfatória possível. Assim, modelamos a PSF em cada ponto das galáxias de fundo variando o parâmetro  $n$ , ponderando pelos erros nas medidas de  $e_1$  e  $e_2$  e também usando duas gaussianas para a modelagem das estrelas pelo IM2SHAPE. Analisamos esses resultados através de correlações entre o *shear* de galáxias e estrelas (PSF).

Essas correlações foram calculadas inicialmente por uma rotina em Fortran feita por mim e após, optei por utilizar os softwares em Python, Stile (Systematics Tests InLEnsing)<sup>1</sup> e TreeCorr (Jarvis, M., 2015). Estes softwares foram desenvolvidos para fornecer um cálculo fácil e rápido de testes sistemáticos para grandes surveys.

Na Figura 4.14 superior temos, para o grupo J14, as correlações entre PSF e galáxias após correção pela PSF para vários modelos de PSF (A medida do *shear* para galáxias será explicada em detalhes mais a frente). Caso a correção tenha sido bem feita, não se esperam correlações entre a forma das galáxias e a PSF.

Observamos que a correlação é maior, ou seja, a correção pela PSF foi pior, para modelos de PSF considerando duas gaussianas na medida de estrelas pelo IM2SHAPE. Quando usamos o peso que é inversamente proporcional ao erro da medida das elipticidades, não temos diferença significativa, assim como a variação do parâmetro  $n$ . Na Figura 4.14 inferior, temos em azul a correlação entre PSF e galáxias antes da correção pela PSF e em rosa temos a correlação após a correção (considerando PSF modelada com os valores de  $df$  obtidos automaticamente pelo TPS), onde notamos que a correlação diminuiu após corrigirmos os efeitos da PSF. Na Figura o grupo J14 é usado como exemplo, mas resultados semelhantes foram vistos em todos os casos.

### 4.3 Medida do shear das galáxias de fundo

Para começar a nossa análise por lentes gravitacionais fracas, precisamos medir a forma das galáxias de fundo e, para isso, utilizamos novamente o programa IM2SHAPE de maneira semelhante ao feito para as estrelas, mas agora deconvoluindo pela PSF. O programa estima as elipticidades das galáxias de fundo que é uma combinação da elipticidade intrínseca das galáxias e o *shear* causado pela lente.

Utilizamos duas gaussianas para modelar as galáxias, considerando o lado do quadrado de análise como sendo 20 píxeis. A deconvolução pela PSF foi feita utilizando o modelo

<sup>1</sup> <https://github.com/msimet/Stile>

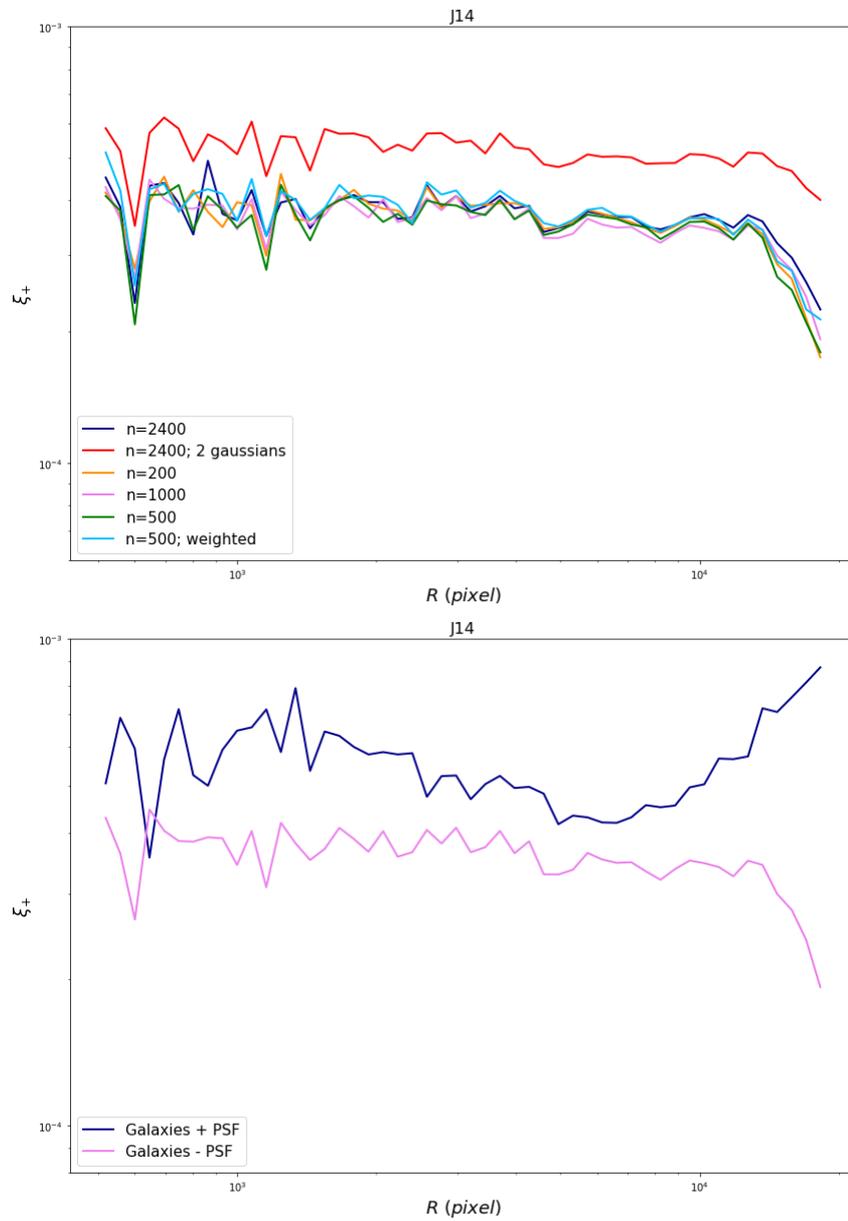


Figura 4.14: Painel superior: correlações entre a forma da PSF e das galáxias após correção pela PSF para vários modelos de PSF. Painel inferior: correlações entre o *shear* das galáxias de fundo e o *shear* da PSF antes da correção pela PSF (azul) e depois da correção (rosa).

descrito na seção 4.2.1 a fim de corrigir esse efeito em cada galáxia.

Com a saída do IM2SHAPE excluimos galáxias cujos valores de alguns parâmetros estavam muito discrepantes dos demais, sinalizando algum problema na modelagem desses objetos. Dessa forma, consideramos apenas as galáxias cuja posição dentro do quadrado (*stamp*) de análise estava dentro de  $2\sigma$  da posição central, ou seja, galáxias próximas do centro do *stamp*. Isso está representado como *offset* na Figura 4.15). Objetos com valores de posição  $X$  e  $Y$  distantes do centro do *stamp* poderiam indicar a presença de um outro objeto dentro da mesma região prejudicando a estimativa da elipticidade.

A Figura 4.15 mostra a distribuição de vários outros parâmetros de saída do IM2SHAPE para as galáxias antes e depois dos cortes mencionados acima, como ruído (*noise*), fundo (*background*) e os semi-eixos maior e menor da elipse,  $ab$ .

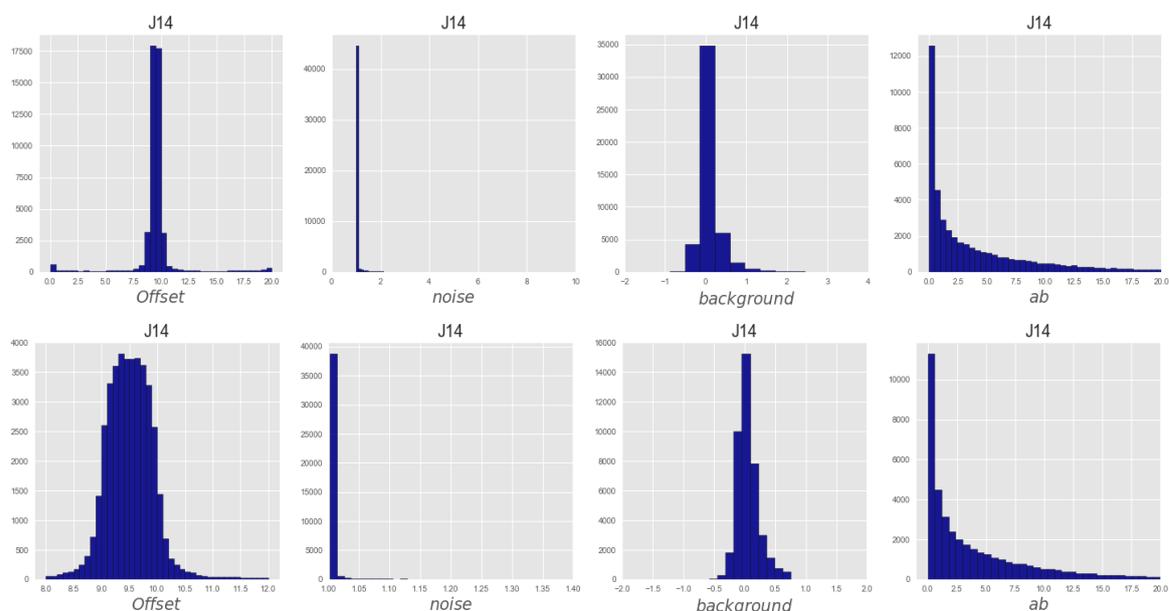


Figura 4.15: Distribuição de alguns parâmetros de saída do IM2SHAPE para as galáxias de fundo antes (painel superior) e depois (painel inferior) dos cortes para exclusão de objetos com medidas problemáticas. Os parâmetros são: Offset (distância do objeto do centro do stamp), noise (ruído), background (ruído de fundo) e  $ab$ , sendo  $a$  o semi-eixo maior da elipse e  $b$  o semi-eixo menor.

Como último critério de seleção, foram excluídas galáxias com erro  $\sigma_e > 0.45$ . Esse valor foi escolhido de forma a eliminar elipticidades com erros muito altos e ao mesmo tempo manter um número razoável de galáxias de fundo para a nossa análise.

Agora, com a nova amostra de galáxias de fundo, iremos, nas próximas seções, construir os mapas de massa projetada de cada grupo fóssil e estimar suas massas.

## 4.4 Mapas de massa

Através das estimativas do *shear* das galáxias de fundo, podemos reconstruir a distribuição de massa dos grupos fósseis a fim de identificarmos picos de massa nessas estruturas. A princípio, dois tipos de mapas serão utilizados: mapas de convergência e mapas de sinal-ruído.

### 4.4.1 Mapas de convergência

Através das posições das galáxias em minutos de arco, dos valores de  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  estimados e de suas respectivas incertezas, o programa LENSENT2 (Marshall et al., 2002) estima os valores da convergência  $\kappa$  em cada píxel usando um método de máxima entropia tomando cada forma das galáxias de fundo como um estimador independente do campo de *shear* reduzido e ajusta um mapa da distribuição da massa. A fim de impedir o ajuste de ruído, o LENSENT2 faz uso de uma função de correlação intrínseca Gaussiana, ICF (*intrinsic correlation function*), onde utilizamos  $200''$  ( $\approx 3.3'$ ) para os grupos J13 e J14 e  $220''$  ( $\approx 3.6'$ ) para os grupos J12 e J15.

A incerteza em  $\epsilon$  considerada pelo programa é a combinação da dispersão relacionada às incertezas das medidas de  $\epsilon$ , ( $\sigma_{im}$ ) e a dispersão relacionada às elipticidades intrínsecas das galáxias ( $\sigma_{intr}$ ). Assim:

$$\sigma_{\epsilon} = \sqrt{\sigma_{im}^2 + \sigma_{intr}^2} \quad (4.8)$$

Os mapas de convergência representando a massa projetada para os quatro grupos fósseis são mostradas na Figura 4.16.

### 4.4.2 Estatística de massa de abertura

A estatística de massa de abertura  $M_{ap}$ , sugerida por Schneider et al. (1996) para quantificar os efeitos de lentes fracas, é usada para detectar halos de matéria escura. É definida como uma integral sobre a convergência  $\kappa$  dentro de uma abertura circular de raio angular  $\theta_0$ , ponderada por uma função filtro.

Como  $\kappa$  não é diretamente observável, é conveniente escrever  $M_{ap}$  em função do *shear*  $\gamma$ . Podemos escrever  $M_{ap}$  como função do *shear* tangencial  $\gamma_t$ , que no regime de lentes fracas é aproximadamente  $e_t$ .

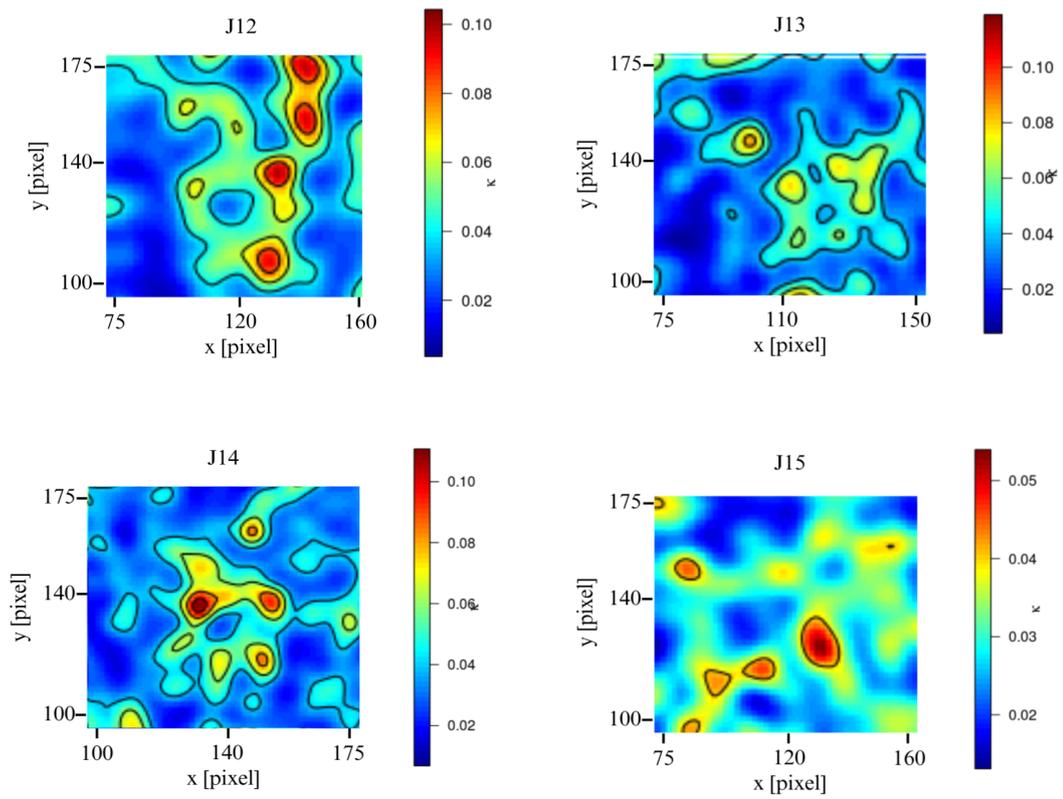


Figura 4.16: Mapas de massa das regiões centrais dos Grupo J12, J13, J14 e J15 obtidos pelo LENSENT2.

Uma vantagem de  $M_{ap}$  é que ela pode, então, ser determinada diretamente da medida de distorções de galáxias de fundo na abertura escolhida.

Uma propriedade importante é que a função filtro dá menos peso para as partes mais internas de um aglomerado que é geralmente povoado por galáxias brilhantes que diminuiriam o sinal de lentes nas galáxias de fundo que são mais fracas.

Hetterscheidt et al. (2005) estudaram um filtro que segue o perfil NFW, introduzido por Schirmer (2004), a fim de maximizar o número de halos detectados. Esse filtro é definido como

$$Q_{NFW}(\chi) = \left( \frac{1}{1 + \exp(a - b\chi) + \exp(-c + d\chi)} \right) \frac{\tanh\left(\frac{\chi}{x_c}\right)}{\pi\theta_0^2\left(\frac{\chi}{x_c}\right)}. \quad (4.9)$$

Os valores escolhidos pelos autores para os parâmetros  $a = 6$  e  $b = 150$  faz com que o filtro  $Q$  caia exponencialmente a zero na região mais interna da abertura,  $c = 47$  e  $d = 50$  faz com que  $Q \approx 0$  na borda da abertura e  $x_c = 0.15$  é o valor que maximiza a detecção de halos para diversos raios da abertura escolhida (Hetterscheidt et al., 2005). O parâmetro  $x_c$  muda a largura do filtro no intervalo  $[0, 1]$ , de modo que maior peso é dado para pequenos raios para menores valores de  $x_c$ .

Quando aplicamos a estatística  $M_{ap}$  em imagens, a integral é substituída por uma soma discreta dos valores da elipticidade  $e_t$  observados das galáxias consideradas dentro de uma abertura

$$M_{ap} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} e_{t_i}(\theta_i) Q_i(\theta_i, \theta_0), \quad (4.10)$$

onde  $n$  é a densidade de galáxias dentro da abertura de raio  $\theta_0$ ,  $N_{\theta_0}$  é o número de galáxias dentro da abertura,  $\theta_i$  é a distância angular projetada entre a  $i$ -ésima galáxia e o centro da abertura e  $e_{t_i}$  é a componente tangencial da elipticidade em  $\theta_i$ .

A dispersão é expressa como

$$\sigma_{M_{ap}}^2 = \langle M_{ap}^2 \rangle - \langle M_{ap} \rangle^2 = \langle M_{ap}^2 \rangle, \quad (4.11)$$

onde  $\langle M_{ap} \rangle = 0$  na ausência de efeitos de lentes gravitacionais. A dispersão então se torna

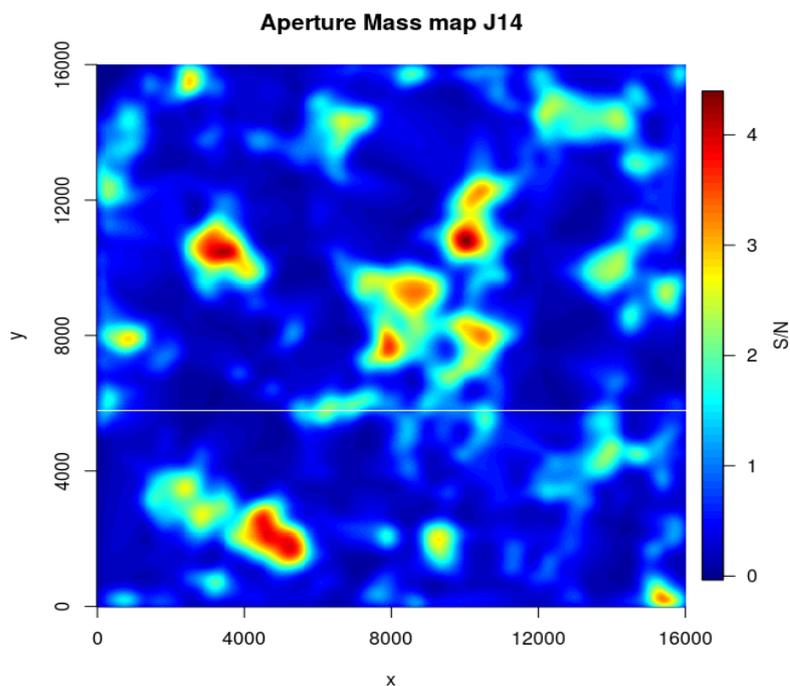


Figura 4.17: Mapas de massa para o Grupo J14 obtidos pelo LENSENT2 (esquerda) e pela estatística de massa de abertura (direita) através das elipticidades medidas pelo IM2SHAPE.

$$\sigma_{M_{ap}}^2 = \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} \langle e_{t_i}^2 \rangle Q_i^2(\theta_i, \theta_0), \quad (4.12)$$

com  $\langle e_t^2 \rangle = \frac{\sigma_{e(s)}^2}{2}$ , onde  $\sigma_{e(s)}$  é o erro associado à elipticidade intrínseca das galáxias.

A significância da detecção é expressa em termos da relação sinal-ruído

$$\frac{S}{N} = \frac{M_{ap}}{\sigma_{M_{ap}}} = \frac{\sqrt{2} \sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} e_{t_i}(\theta_i) Q_i(\theta_i, \theta_0)}{\sigma_{e(s)} \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\theta_0}} Q_i^2(\theta_i, \theta_0)}}. \quad (4.13)$$

Através da construção de um mapa de  $S/N$  podemos identificar picos, onde valores mais altos podem indicar concentrações de massa.

O mapa de distribuição de massa para o Grupo J14 obtido pela estatística de massa de abertura pode ser visto na Figura 4.17, onde os dados foram suavizados por uma gaussiana com largura a meia altura de 160 arcsec.

Para os mapas reconstruídos pela estatística de massa de abertura para o Grupo J14, primeiramente foi construído um *grid* regular com 10000 pontos ( $100 \times 100$ ) cobrindo toda a imagem, onde cada ponto coincide com o centro de uma abertura circular de raio  $\theta_0 = 13$

arcmin.

Esse *grid* foi sobreposto ao campo dos dados a fim de calcular o sinal-ruído ( $S/N$ ) para cada ponto da imagem. Dessa forma, um mapa de lentes fracas pode ser obtido para a imagem onde concentrações de massa são identificadas como picos (valores maiores) nesse mapa. Pela Figura 4.17, onde temos o mapa de  $S/N$  para o grupo J14, podemos identificar picos que estão associados à concentrações de massa.

## 4.5 Estimativa da massa

Para a estimativa da massa dos grupos fósseis estudados neste trabalho, ajustamos o modelo NFW de perfil de massa aos dados de lentes fracas obtidos com o IM2SHAPE. Para isso, partimos das expressões para  $\kappa_{NFW}$  e  $\gamma_{NFW}$ , descritas na seção 2.6 (equações 2.69 e 2.70).

De fato, o que observamos é o *shear* reduzido  $g$  e, por isso, o modelo que devemos ajustar aos nossos dados de lentes fracas é

$$g_t = \frac{\gamma_{NFW}}{1 + \kappa_{NFW}}. \quad (4.14)$$

As expressões para  $\kappa_{NFW}$  e  $\gamma_{NFW}$  dependem do valor da densidade superficial crítica  $\Sigma_{cr}$  (equação 2.23). Para determinar  $\Sigma_{cr}$  precisamos primeiramente calcular as distâncias entre o grupo e o observador  $D_d$ , entre observador e as galáxias de fundo  $D_s$  e entre o grupo e as galáxias de fundo  $D_{ds}$ , onde as distâncias  $D_d$  e  $D_s$  são calculadas através da equação .4 e  $D_{ds}$  pela equação .6.

Para calcular  $D_s$  e  $D_{ds}$  usamos os *redshifts* do catálogo do CFHTLS, que contém medidas de *redshift* fotométrico de um campo profundo do CFHT, o mesmo que utilizamos para a seleção das galáxias de fundo (Coupon et al., 2009).

Com as distâncias calculadas, fazemos uma média da razão  $D_s/D_{ds}$  e obtemos a densidade superficial crítica  $\Sigma_{cr}$ . Inserimos esse valor nas equações 2.69 e 2.70 a fim de ajustar o modelo  $g_t$  aos valores de  $e_t$  obtidos pela Equação 2.47 através dos valores de  $e_1$  e  $e_2$  extraídos do IM2SHAPE. Isso é feito minimizando a diferença entre os nossos dados e o modelo através de  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{gal}} \frac{(e_{t,i} - g_t)^2}{\sigma_{e^{(s)},i}^2 + \sigma_{med,i}^2}, \quad (4.15)$$

Aqui,  $\sigma_{e(s)}$  é o erro relacionado à elipticidade intrínseca das galáxias, o qual usamos o valor 0.3, e  $\sigma_{med}$  é a média geométrica dos erros das elipticidades encontradas pelo IM2SHAPE dada por

$$\sigma_{med}^2 = \frac{\sigma_{e_1}^2 + \sigma_{e_2}^2}{2}. \quad (4.16)$$

O ajuste do modelo nos fornece o valor de  $R_{200}$ , de onde extraímos a massa através da expressão

$$M_{200} = \frac{4\pi}{3} 200\rho_c R_{200}^3, \quad (4.17)$$

onde  $M_{200}$  é a massa dentro de  $R_{200}$ .

Para o parâmetro de concentração  $c$ , ao invés de deixá-lo como parâmetro livre no nosso modelo, utilizamos a relação massa-concentração  $c(M,z)$  de [Dutton & Maccio \(2014\)](#), descrita na seção 2.6.

#### 4.5.1 Correção do *shear*

Antes de realizarmos o ajuste do perfil NFW aos nossos dados de lentes fracas, é importante levar em conta as regiões mascaradas, pois perdemos informações nessas regiões. Além disso, contaminações devido às galáxias que fazem parte do grupo, ou que se encontram na frente deste, podem diminuir o nosso sinal do *shear* e, por isso, precisam ser consideradas.

Para analisarmos as áreas mascaradas construímos anéis centrados na BCG de cada grupo e fez-se um sorteio de 10000 pontos dentro de cada anel. Em seguida, calculamos quantas vezes os pontos caíam dentro da região da máscara. Na Figura 4.18 temos exemplos de quando o ponto sorteado dentro do anel considerado (em azul) cai dentro da região da máscara e quando cai fora.

Com os resultados obtidos, calculamos o fator de correção para cada anel  $f_{masc}^{corr}$ , dado por

$$f_{masc}^{corr} = \frac{N_{tot}}{N_{tot} - N_{masc}} \quad (4.18)$$

onde  $N_{tot}$  é o número total de pontos sorteado dentro do anel e  $N_{masc}$  é o número de pontos sorteados dentro da região da máscara. Assim, as densidades de galáxias dentro de cada

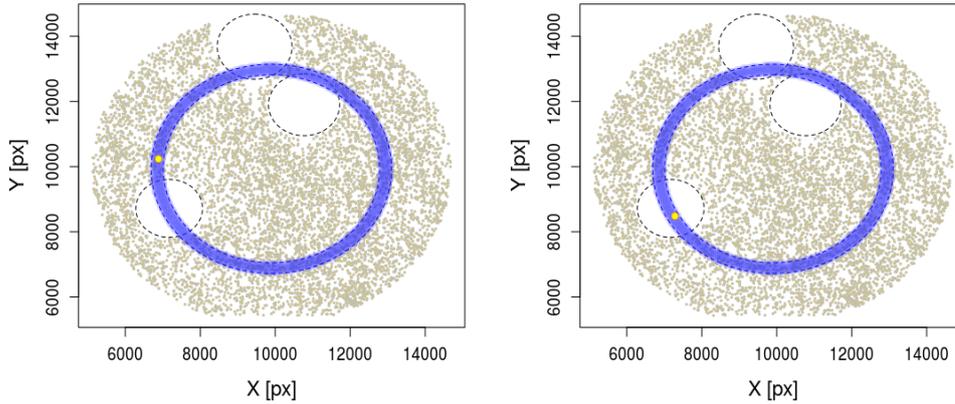


Figura 4.18: Exemplo do sorteio de um ponto dentro de um anel centrado na BCG do grupo (em azul). À esquerda temos um exemplo de quando o ponto sorteado cai fora da região mascarada e à direita, quando o ponto cai dentro da região da máscara.

anel deverão ser multiplicadas por esses fatores de correção pela máscara.

Para estudar a contaminação pelas galáxias que podem estar na frente dos grupos, utilizamos novamente o catálogo do CFHTLS (Coupon et al., 2009). Através das medidas de *redshift* desse catálogo, pudemos calcular as densidades das galáxias de frente dentro de cada anel,  $n_{fr}$ , corrigindo pelas áreas mascaradas através de  $f_{masc}^{corr}$ .

Para a contaminação das galáxias membros calculamos a densidade total de galáxias dentro de cada anel,  $n_{tot}$ , e subtraímos pela densidade de galáxias de fundo dentro do mesmo anel. Obtemos assim, a densidade de galáxias pertencentes ao grupo,  $n_{gr}$ .

Esses valores são combinados para construirmos o fator de correção (*boost factor*)

$$f = \frac{n_{fr} + n_{gr}}{n_{tot}} \quad (4.19)$$

que será multiplicado diretamente pelo *shear* através da seguinte expressão (Umetsu, 2010)

$$g_t^{corr} = \frac{g_t}{1 - f} \quad (4.20)$$

Com os valores do *shear* corrigido,  $g_t^{corr}$ , podemos finalmente ajustar o modelo NFW e obter as massas de cada grupo.

Na Figura 4.19 temos o perfil radial do *shear* reduzido  $g_t$  antes e depois dessas correções, em que observamos o aumento de sinal principalmente nas regiões mais próximas do centro onde a contaminação de galáxias pertencentes ao grupo é significativa.

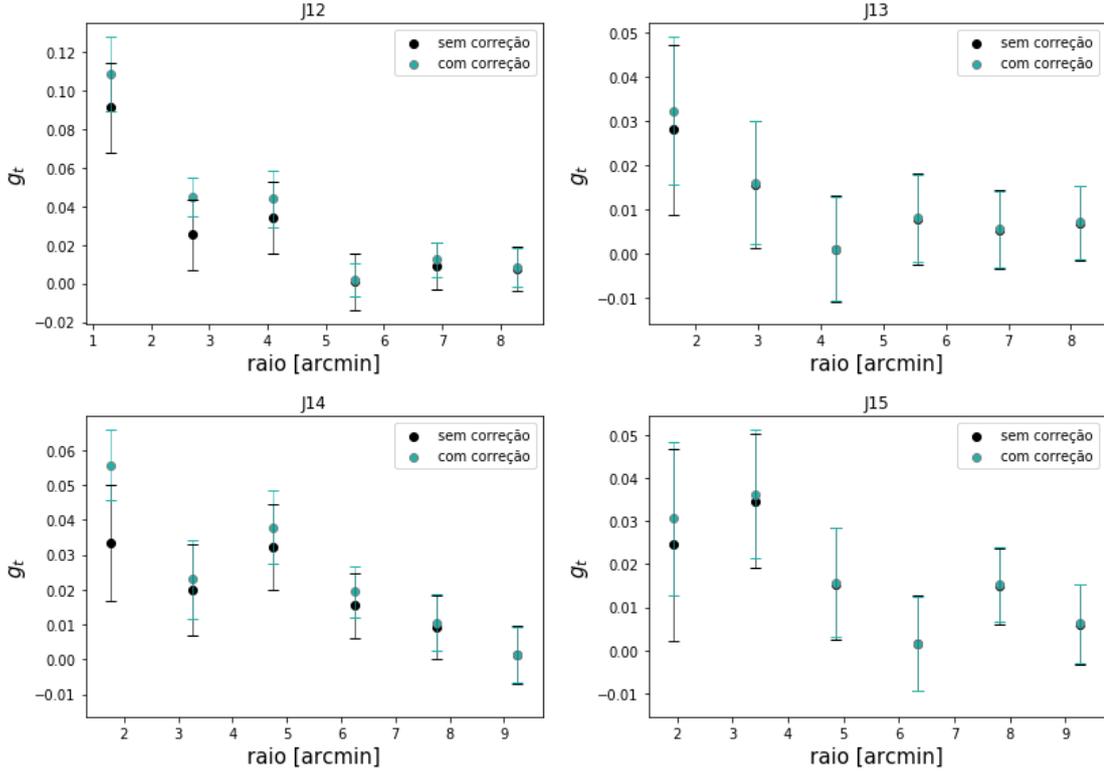


Figura 4.19: Perfil radial da elipticidade tangencial obtida com o IM2SHAPE antes da correção pela contaminação (pontos rosas) e depois da correção (pontos roxos).

#### 4.5.2 Ajuste do perfil NFW para os Grupos Fósseis

O ajuste do perfil NFW para os grupos fósseis estudados aqui foram feitos considerando uma região circular de raio 10 arcmin centrada na galáxia mais brilhante de cada grupo (BCG), dentro da qual foi calculado o valor médio de  $e_t$  para *bins* de 1.5 arcmin.

Os valores encontrados para as massas  $M_{200}$ , assim como os valores para  $R_{200}$  podem ser vistos na Tabela 4.1 e na Figura 4.20 temos o perfil radial da elipticidade tangencial  $g_t$  ajustado pelo perfil NFW para os quatro grupos.

Grupo	$M_{200}(M_{\odot})$	$R_{200}$ (Mpc)
J12	$(4.53 \pm 0.51) \times 10^{14}$	$1.51 \pm 0.23$
J13	$(1.07 \pm 0.40) \times 10^{14}$	$0.93 \pm 0.40$
J14	$(3.37 \pm 0.32) \times 10^{14}$	$1.37 \pm 0.28$
J15	$(2.00 \pm 0.35) \times 10^{14}$	$1.15 \pm 0.33$

Tabela 4.1 - Valores de  $M_{200}$  e  $R_{200}$  para os quatro Grupos Fósseis obtidos através do ajuste do perfil NFW aos dados de lentes fracas medidos com o IM2SHAPE.

Comparamos os valores das massas  $M_{200}$  e dos raios  $R_{200}$  com os obtidos por [Proctor](#)

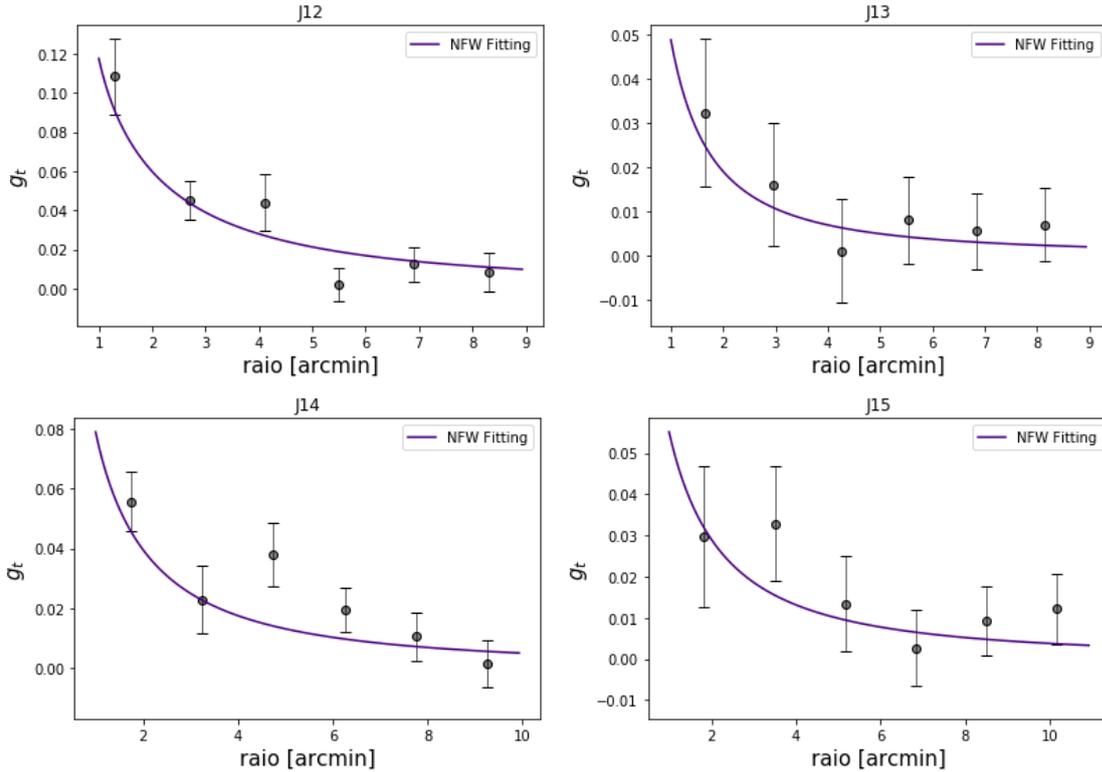


Figura 4.20: Perfil radial da elipticidade tangencial obtida com o IM2SHAPE (pontos) ajustado pelo perfil NFW (linha roxa) para os grupos fósseis J12, J13, J14 e J15.

et al. (2011). Na Tabela 4.2 temos os valores dos raios  $R_{200}$  para os quatro Grupos Fósseis obtidos através do ajuste do perfil NFW aos dados de lentes fracas (este trabalho) comparados com os valores obtidos por Proctor et al. (2011) usando dispersão de velocidades ( $R_{200dyn}$ ) e por Khosroshahi et al. (2007) através de dados em raios-X ( $R_{200X}$ ).

Grupo	$R_{200}$ (Mpc)	$R_{200dyn}$		$R_{200X}$
		Proctor et al. (2011)	Khosroshahi et al. (2007)	
J12	$1.51 \pm 0.23$	$1.37 \pm 0.19$		1.18
J13	$0.93 \pm 0.40$	$1.22 \pm 0.19$		0.81
J14	$1.37 \pm 0.28$	$1.89 \pm 0.20$		1.52
J15	$1.15 \pm 0.33$	$1.86 \pm 0.23$		1.29

Tabela 4.2 - Valores dos raios  $R_{200}$  para os quatro Grupos Fósseis obtidos através do ajuste do perfil NFW aos dados de lentes fracas (este trabalho) comparados com os valores obtidos por Proctor et al. (2011) usando dispersão de velocidades ( $R_{200dyn}$ ) e por Khosroshahi et al. (2007) através de dados em raios-X ( $R_{200X}$ ).

Nas Tabelas 4.3 e 4.4 comparamos nossas massas com as obtidas por Proctor et al. (2011). Ambas as massas,  $M_{200R_{dyn}}$  e  $M_{200dyn}$ , foram calculadas dentro do raio dinâmico

$R_{200dyn}$ . Obtemos neste trabalho valores um pouco maiores do que os determinados por Proctor et al. (2011), porém as massas são similares dentro das barras de erros. Já as massas  $M_{200R_X}$  e  $M_{200X}$ , obtidas dentro de  $R_{200X}$ , estão em bastante concordância com os nossos valores. Observamos, no entanto, que, exceto o grupo J12, os valores de  $R_{200}$  obtidos através de lentes gravitacionais fracas são menores que os encontrados nestes outros trabalhos (ver Tabela 4.2).

Grupo	$M_{200R_{dyn}}$	$M_{200dyn}$	$R_{200dyn}$
J12	$3.35 \pm 0.67$	$3.16 \pm 0.40$	$1.37 \pm 0.19$
J13	$2.37 \pm 0.75$	$1.62 \pm 0.10$	$1.22 \pm 0.19$
J14	$8.80 \pm 1.49$	$7.08 \pm 0.15$	$1.89 \pm 0.20$
J15	$8.38 \pm 2.76$	$5.75 \pm 0.28$	$1.86 \pm 0.23$

Tabela 4.3 - Comparação entre os valores de  $M_{200}$  obtidos neste trabalho ( $M_{200R_{dyn}}$ ) e em Proctor et al. (2011) ( $M_{200dyn}$ ). As massas  $M_{200R_{dyn}}$  e  $M_{200dyn}$  foram calculadas dentro de  $R_{200dyn}$  para os quatro Grupos Fósseis. Os valores das massas são da ordem de  $10^{14}M_{\odot}$  e os raios estão em Mpc.

Grupo	$M_{200R_X}$	$M_{200X}$	$R_{200X}$
J12	$2.14 \pm 0.43$	$2.40 \pm 0.40$	1.18
J13	$0.69 \pm 0.22$	$0.72 \pm 0.10$	0.81
J14	$4.58 \pm 0.77$	$4.57 \pm 0.15$	1.52
J15	$2.80 \pm 0.90$	$2.82 \pm 0.28$	1.29

Tabela 4.4 - Comparação entre os valores de  $M_{200}$  obtidos neste trabalho ( $M_{200R_X}$ ) e em Proctor et al. (2011) ( $M_{200X}$ ). As massas  $M_{200R_X}$  e  $M_{200X}$  foram calculadas dentro de  $R_{200X}$ , extraídos de Khosroshahi et al. (2007). Os valores das massas são da ordem de  $10^{14}M_{\odot}$  e os raios estão em Mpc.

Pela Figura 4.21 podemos observar como os nossos valores da massa  $M_{200R_{dyn}}$  são compatíveis, dentro das barras de erros, com os encontrados por Proctor et al. (2011). No entanto, temos que ressaltar que as barras de erro encontradas no nosso trabalho são grandes.

As massas determinadas via lentes gravitacionais fracas para os quatro grupos fósseis estudados aqui correspondem à massas de aglomerados de galáxias ao invés de grupos, de modo que podemos classificar estes sistemas como aglomerados fósseis.

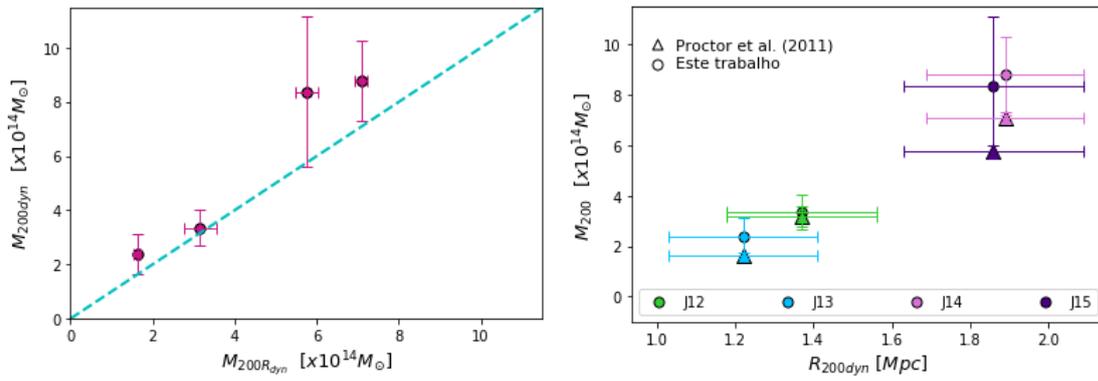


Figura 4.21: Esquerda: Comparação entre os valores de  $M_{200}$  obtidos neste trabalho ( $M_{200R_{dyn}}$ ) e os obtidos em Proctor et al. (2011) ( $M_{200dyn}$ ). Direita: A massas  $M_{200R_{dyn}}$  (círculos) e  $M_{200dyn}$  (triângulos) em função do raio  $R_{200dyn}$  para os quatro Grupos Fósseis.

## Razão Massa-Luminosidade para os grupos fósseis

A última etapa deste trabalho consiste em estimar a razão massa-luminosidade (M/L) para os quatro grupos fósseis estudados aqui.

Para a estimativa da razão M/L, primeiramente faremos a seleção das galáxias pertencentes aos grupos e, em seguida, vamos calcular a luminosidade total de cada grupo dentro de  $R_{200}$ . Com os valores das massas obtidos no capítulo anterior, conseguimos estimar a razão massa-luminosidade para os nossos grupos e compará-las com outros trabalhos.

### 5.1 Seleção das galáxias dos grupos

Como queremos estimar as luminosidades de cada grupo, é importante selecionarmos com bastante cuidado as galáxias que fazem parte desses grupos e, assim, evitarmos a presença de muitas galáxias do campo, contaminando a nossa análise.

A ideia então é selecionar uma região central, cujo raio é igual ao valor de  $R_{200}$  para cada grupo. É esperado, então, que as galáxias pertencentes aos grupos estejam dentro desse raio. Um anel de segurança é necessário para evitar contaminações e todas as galáxias fora desse anel são consideradas galáxias do campo. Na Figura 5.1 temos a região central com raio igual a  $R_{200}$  em laranja e a região contendo as galáxias do campo em roxo para os quatro grupos. Na região central também podemos encontrar galáxias do campo. Assim, através de uma subtração estatística, esperamos excluir essas galáxias.

As Figuras 5.2 a 5.5 mostram a distribuição de galáxias do campo e do grupo em função da magnitude na banda  $r$  para os quatro grupos. Lembrando que temos galáxias do campo juntamente com as galáxias do grupo. Pelas figuras observamos que a quantidade de galáxias do grupo+campo (em laranja nos diagramas) dominam para todo o intervalo

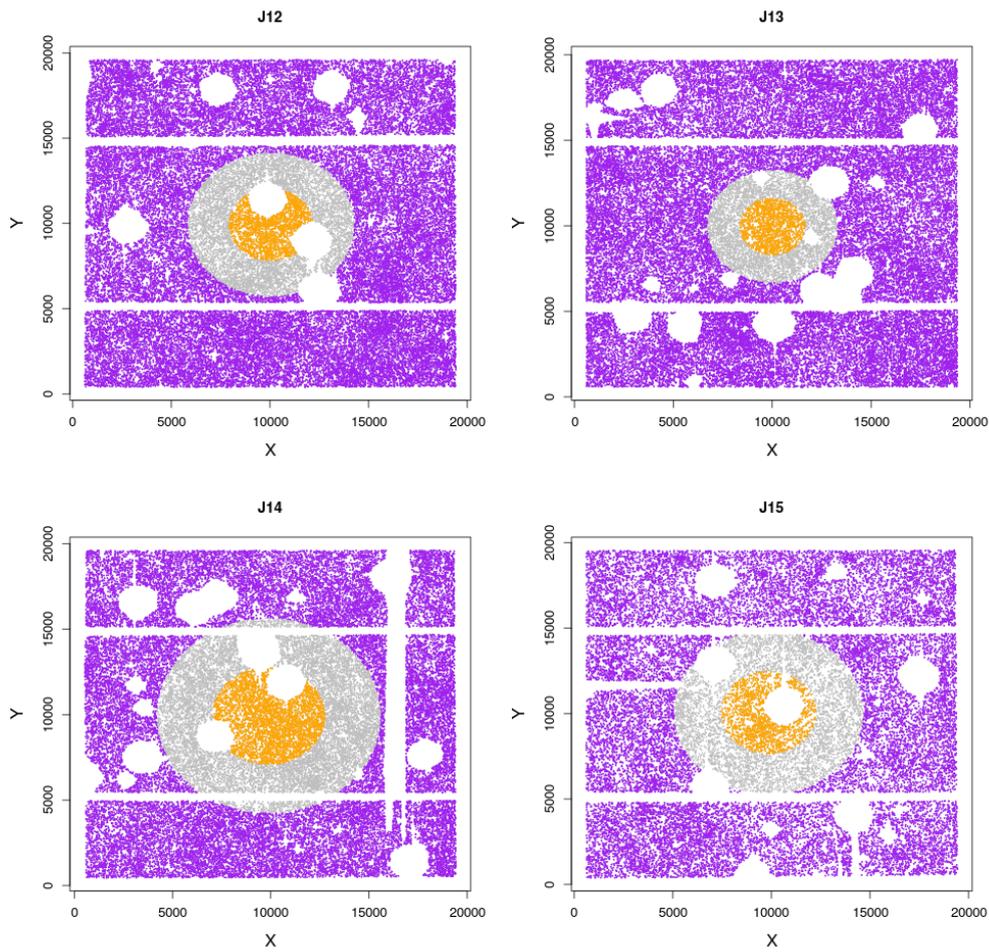


Figura 5.1: Áreas da imagem dos grupos J12, J13, J14 e J15 escolhidas para delimitar a região com as galáxias do campo (em roxo) e a região central com galáxias do grupo+campo (em laranja) dentro de  $R_{200}$ .

de magnitudes.

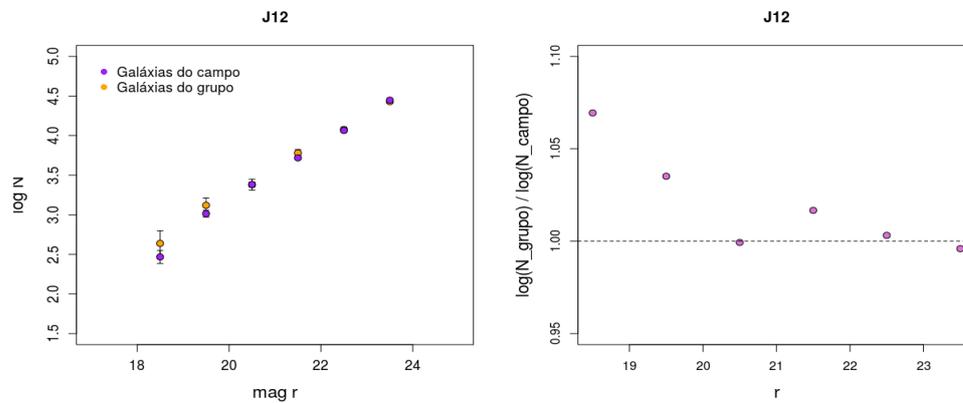


Figura 5.2: Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J12 em função da magnitude na banda  $r$ .

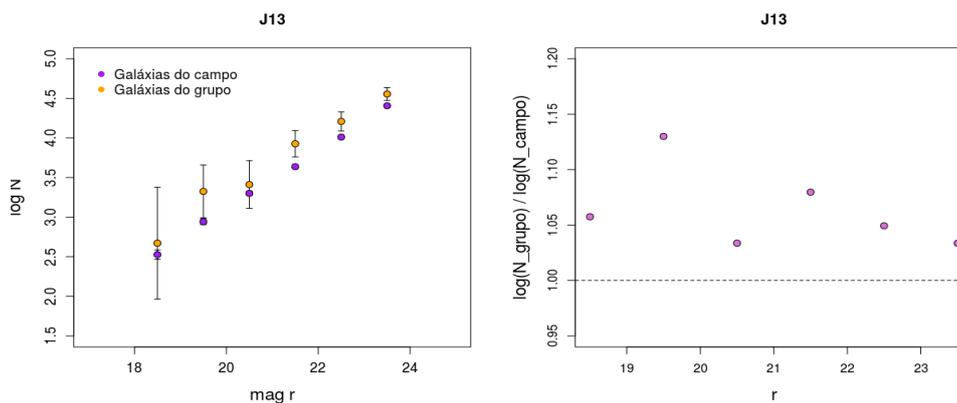


Figura 5.3: Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J13 em função da magnitude na banda  $r$ .

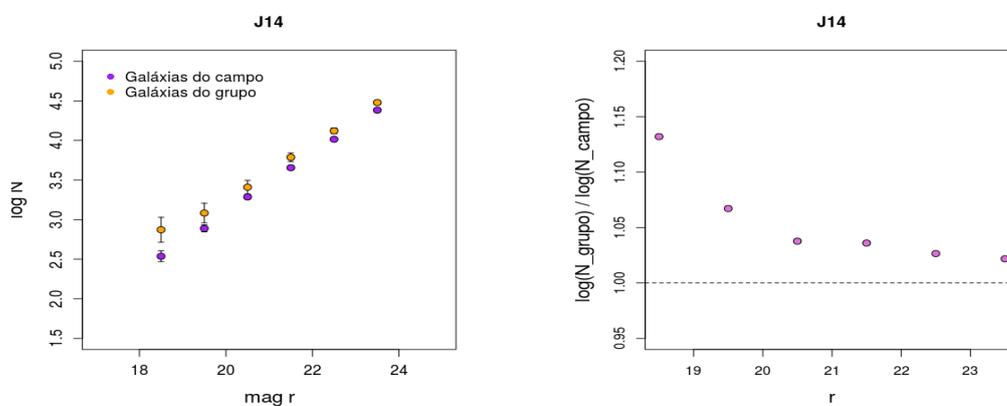


Figura 5.4: Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J14 em função da magnitude na banda  $r$ .

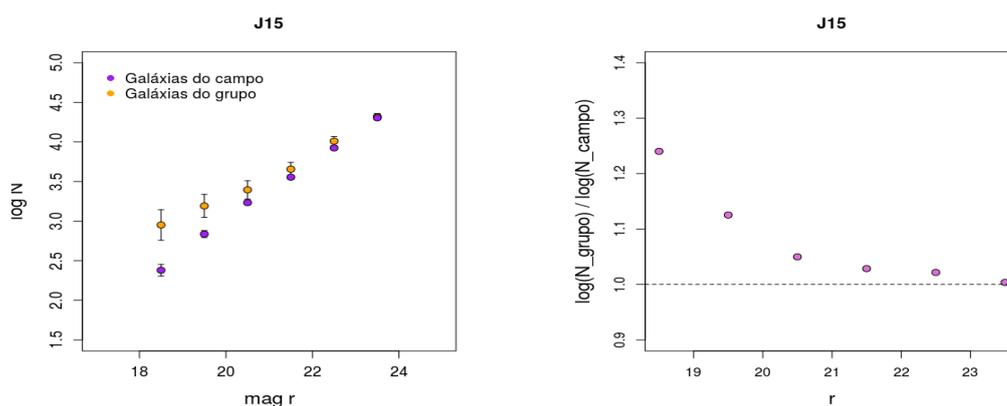


Figura 5.5: Distribuição de galáxias do campo (em roxo) e do grupo+campo (em laranja) do grupo J15 em função da magnitude na banda  $r$ .

Para separar as galáxias dos grupos das galáxias de campo que estão na região central da nossa imagem, faremos uma subtração estatística. Para tal, construímos dois dia-

gramas cor-magnitude utilizando o código de cálculo de densidade baseado num *kernel* Gaussiano Kde2D (Venables & Ripley, 2002) considerando um *grid* de 80x80: um apenas com as galáxias do campo e outro com as galáxias da região central, que contém galáxias do grupo+campo (Figura 5.6 painéis superiores). Subtraindo o campo do diagrama grupo+campo, a sequência vermelha fica bem evidente (diagrama inferior) e podemos localizar melhor a região nesse diagrama dominada por galáxias pertencentes ao grupo.

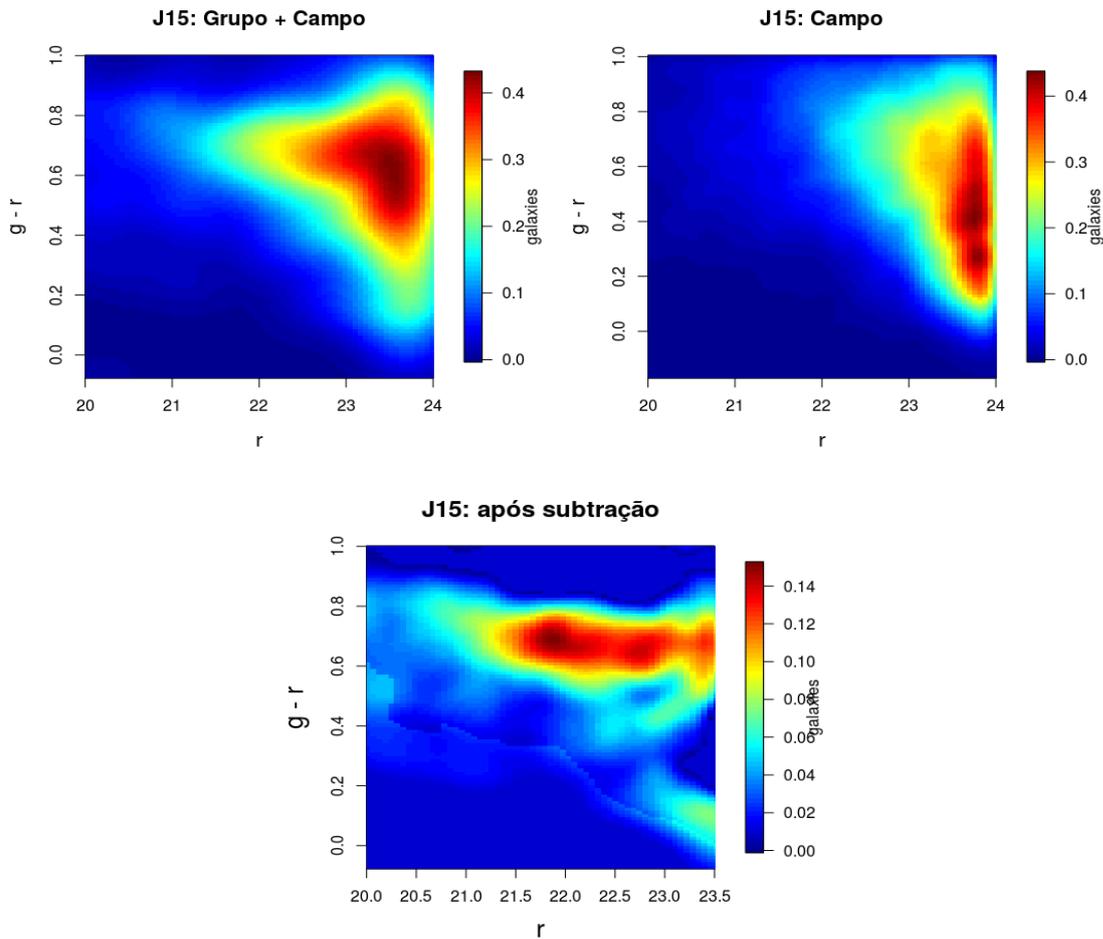


Figura 5.6: Diagramas cor-magnitude para as galáxias do grupo+campo (superior esquerdo); do campo (superior direito) e após a subtração estatística (inferior) para o grupo J15.

Em seguida, associamos uma probabilidade para cada galáxia de pertencer ao grupo. Para isso, utilizamos os diagramas cor-magnitude, que foram criados sobre um *grid* de 80x80, sendo que, para cada pixel desse *grid* foi calculada uma probabilidade da galáxia que se encontrar ali ser do campo ou não. Assim, a probabilidade de uma galáxia ser do campo é

$$P_{campo} = \frac{N_{cp}}{N_{gr}} \quad (5.1)$$

onde  $N_{cp}$  é o número de galáxias do campo dentro de um certo quadradinho nesse diagrama e  $N_{gr}$  é o número de galáxias do grupo+campo dentro do mesmo quadradinho do *grid*.

Assim, a probabilidade de uma galáxia ser do grupo pode ser calculada como

$$P_{grupo} = 1 - P_{campo} \quad (5.2)$$

Para transformar a saída do KDE2D em contagens de galáxias para a região do grupo+campo, multiplicamos a saída do KDE2D, que chamaremos de  $k_{gr}$ , pelo fator

$$F_{gr} = \frac{N_{gr}}{\sum k_{gr}} \quad (5.3)$$

sendo que  $\sum(F_{gr} \times k_{gr})$  nos dá o número total de pontos.

Por fim, é necessário fazer uma normalização devido às áreas do grupo+campo e a do campo através do termo

$$Norm = \frac{A_{gr}}{A_{cp}} \quad (5.4)$$

e assim, obtemos as probabilidades de uma galáxias pertencer ao grupo.

Essas probabilidades estão representadas pelo código de cores da Figura 5.7, onde as maiores probabilidades estão localizadas na região da sequência vermelha. No entanto, nos grupo J14 e J15, observamos regiões com probabilidades altas. Essas regiões foram excluídas da nossa análise sendo que, para o cálculo das luminosidades, utilizamos galáxias que estão na sequência vermelha e abaixo desta.

## 5.2 Luminosidades

Para a estimativa das luminosidades de cada galáxia pertencente aos grupos fósseis, fizemos uso da expressão

$$L = 10^{-0.4(M_r - M_{r\odot})} \times L_{\odot} \quad (5.5)$$

onde  $M_r$  é a magnitude absoluta na banda r,  $M_{r\odot}$  é a magnitude solar na banda r e  $L_{\odot}$  é a luminosidade solar.

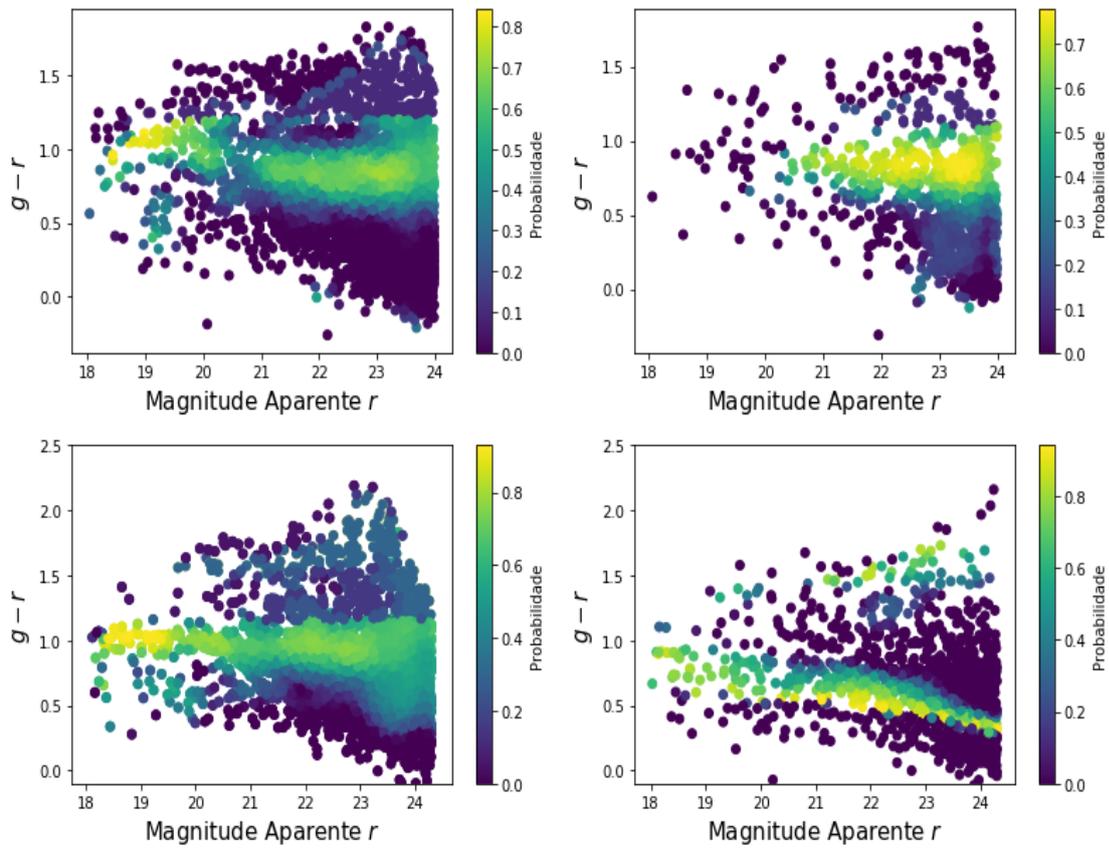


Figura 5.7: Diagrama cor-magnitude dos grupos J12 (acima à esquerda), J13 (acima à direita), J14 (abaixo à esquerda) e J15 (abaixo à direita) com as probabilidades das galáxias pertencerem aos grupos no eixo z.

Primeiramente, será necessário converter as magnitudes aparentes  $m$  em magnitudes absolutas  $M$  através da equação

$$M = m - 5\log(D_l) - 25 - A_g - K(z) \quad (5.6)$$

onde  $D_l$  é a distância de luminosidade (equação .7),  $A_g$  é a absorção galáctica, que corrige a absorção da luminosidade da galáxia distante observada pela poeira e gás da nossa galáxia. Os valores utilizados para  $A_g$  foram extraídos de [Schlegel et al. \(1998\)](#) e se encontram na Tabela 5.1.

Grupo	$A_g$
J12	0.02751
J13	0.01651
J14	0.06602
J15	0.15131

Tabela 5.1 - Valores utilizados na equação 5.6 para a absorção galáctica  $A_g$  ([Schlegel et al., 1998](#)).

O termo  $K(z)$  é a correção K, que compensa o deslocamento em comprimento de onda da radiação emitida por uma galáxia distante devido à expansão do Universo. Nesta análise, utilizamos a seguinte expressão para  $K(z)$  extraída de [O'Mill et al. \(2011\)](#):

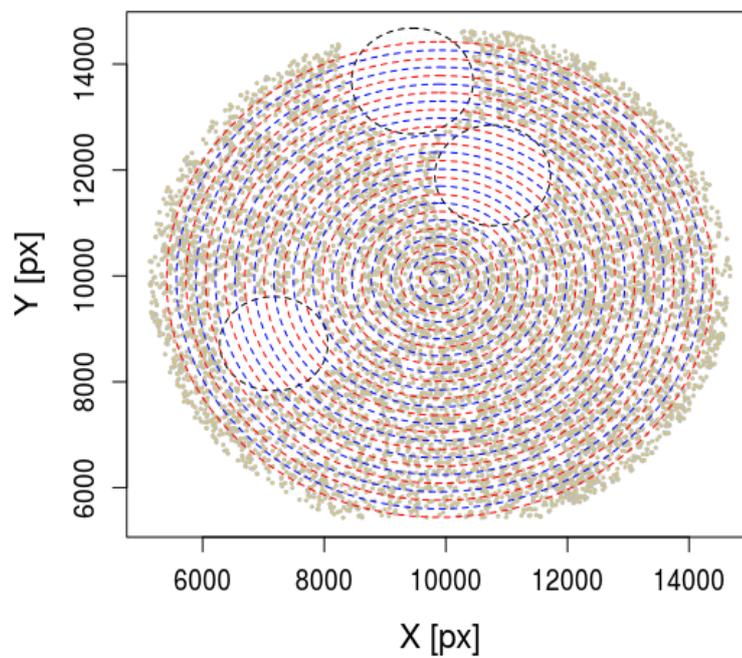
$$K(z) = [1.771(g - r) - 0.529]z + [-0.179(g - r) - 0.048] \quad (5.7)$$

Para a estimativa da luminosidade total construímos o perfil radial de luminosidade calculando as luminosidades totais dentro de vários anéis ao redor do centro do grupo e integrando até  $R_{200}$ , obtendo assim a luminosidade total.

Para estimar o perfil radial de luminosidade calculamos a luminosidade total dentro de vários anéis centrados na BCG de cada grupo, sendo que os raios desses anéis variam de 0.5 arcmin e vão até  $R_{200}$  (Figura 5.8).

Em seguida multiplicamos a luminosidade de cada galáxia pela probabilidade dela pertencer ao grupo. É importante nessa etapa levar em conta as regiões mascaradas e, no exemplo da Figura 5.8 para o grupo J14, temos 3 regiões circulares representando as máscaras usadas para ocultar estrelas muito brilhantes.

A ideia é calcular a luminosidade total dentro de cada anel, sendo que os anéis consecutivos se sobrepõem. As áreas mascaradas também devem ser consideradas e, para isso,



*Figura 5.8:* Região central do grupo J14 centrada na BCG e indo até o raio  $R_{200}$ . As três regiões circulares representam as máscaras usadas para cobrir estrelas bem brilhantes. Os anéis azuis e vermelhos se sobrepõem e são usados para a determinação da luminosidade em cada anel.

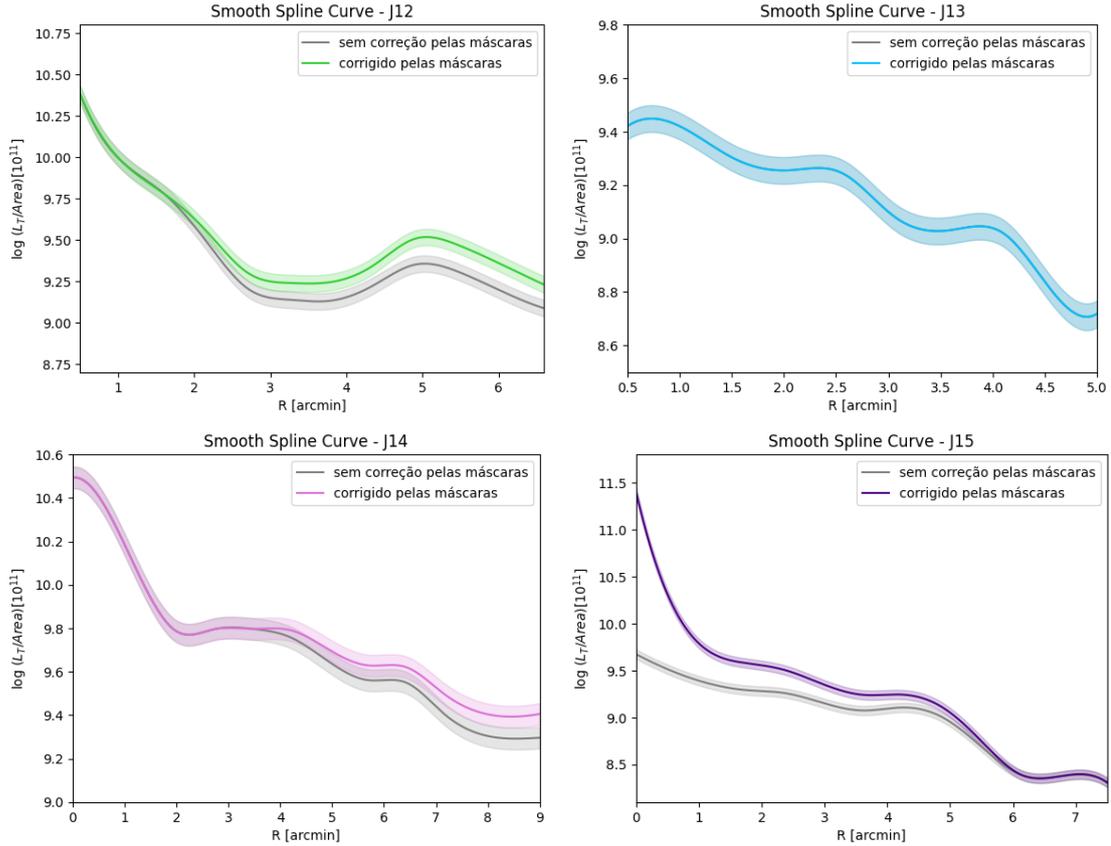


Figura 5.9: Perfil de densidade de luminosidade radial dos quatro grupos fósseis com intervalo de confiança de 0.05. As curvas cinzas representam o perfil antes de considerarmos as regiões mascaradas, enquanto as curvas coloridas são os resultados da correção pelas áreas mascaradas nas imagens.

realizamos o mesmo procedimento de correção explicado na seção 4.5.1.

A próxima etapa foi multiplicar as luminosidades totais dentro de cada anel pelo fator  $f_{corr}$  de correção pelas máscaras e calcular a densidade de luminosidade dentro de cada anel.

Na Figura 5.9, vemos a densidade de luminosidade para as galáxias da sequência vermelha dos grupos em função do raio  $R$ , que representa a distância ao centro do grupo. Os raios aqui vão do centro do grupo até  $R_{200}$ , onde as curvas coloridas representam a densidade de luminosidade depois da correção pelas áreas mascaradas e em cinza, antes da correção. Vale ressaltar que o grupo J13 não possui regiões mascaradas dentro de  $R_{200}$ , e por isso, não vemos diferenças entre as curvas na imagem 5.9. Além disso, o grupo J15 teve uma correção considerável na região central, visto que havia uma máscara nessa região.

Os valores das luminosidades totais se encontram na Tabela 5.2, onde também temos as luminosidades das BCGs de cada grupo.

Grupo	$L_{BCG}(10^{11}L_{\odot})$	$L_T(10^{11}L_{\odot})$
J12	1.965	8.74
J13	1.305	3.98
J14	2.530	7.79
J15	2.260	3.39

Tabela 5.2 - Luminosidade total para as galáxias abaixo da sequência vermelha no diagrama cor-magnitude e dentro de  $R_{200}$  para os quatro grupos fósseis. As luminosidades das BCGs,  $L_{BCG}$  foram obtidas do catálogo do SDSS.

### 5.3 Razão Massa-Luminosidade

Com os valores da massa  $M_{200}$  e da luminosidade  $L_T$  dentro de  $R_{200}$  para os quatro grupos fósseis, podemos encontrar a razão massa-luminosidade  $M/L$  para esses objetos. Os valores estimados de  $M/L$  para os grupos se encontram na Tabela 5.3, juntamente com as luminosidades totais  $L_T$ .

Grupo	$L_T(10^{11}L_{\odot})$	$M/L[M_{\odot}/L_{\odot}]$
J12	8.74	518
J13	3.98	268
J14	7.79	432
J15	3.39	589

Tabela 5.3 - Luminosidade total e razão  $M/L$  para as galáxias abaixo da sequência vermelha no diagrama cor-magnitude dentro de  $R_{200}$  para os quatro grupos fósseis.

Estes quatro grupos fósseis também foram estudados em Proctor et al. (2011), onde confirmaram as altas massas encontradas anteriormente para muitos desses sistemas, sendo mais semelhantes às massas de aglomerados do que de grupos. Também encontraram valores mais altos para a relação massa-luminosidade do que encontrados em grupos normais.

Na Tabela 5.4 comparamos os nossos valores da razão  $M/L$  com os obtidos em Proctor et al. (2011) e na Figura 5.10, temos o diagrama  $M/L$  versus massa comparando os nossos resultados com os obtidos em Proctor et al. (2011), onde observamos que nossos resultados estão em concordância dentro das barras de erro.

Em Proctor et al. (2011), os autores atribuem os altos valores para a razão massa-luminosidade às altas massas e baixas riquezas desses sistemas, que faz com que a luminosidade seja baixa.

Comparamos também nossos resultados com o trabalho de Girardi et al. (2002), que

Grupo	$\log(M/L)[M_{\odot}/L_{\odot}]$ (Proctor et al., 2011)	$\log(M/L)[M_{\odot}/L_{\odot}]$
J12	$2.71 \pm 0.40$	$2.71 \pm 0.51$
J13	$2.40 \pm 0.10$	$2.43 \pm 0.40$
J14	$2.65 \pm 0.15$	$2.64 \pm 0.32$
J15	$2.66 \pm 0.28$	$2.77 \pm 0.35$
Valor médio	2.61	2.63

Tabela 5.4 - Valores encontrados neste trabalho para a razão  $M/L$  para as galáxias dentro de  $R_{200}$  (última coluna). Na coluna do meio temos os valores de  $M/L$  obtidos por Proctor et al. (2011).

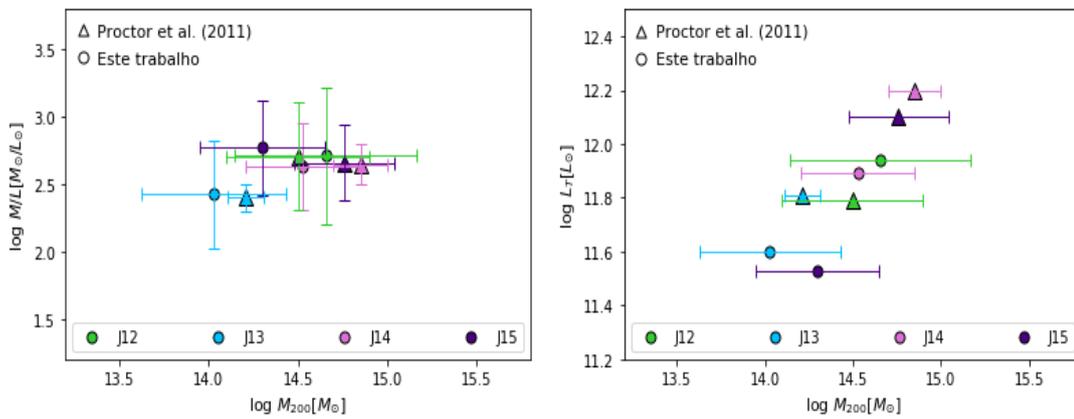


Figura 5.10: Razão Massa-Luminosidade *versus* a Massa para os quatro grupos fósseis estudados neste trabalho (círculos) e em Proctor et al. (2011) (triângulos).

estudaram a razão massa-luminosidade de grupos pobres a aglomerados ricos. Essa comparação pode ser vista na Figura 5.11, onde os valores da massa e  $M/L$  para os nossos grupos fósseis estão sobrepostos aos valores de sistemas não fósseis. Nossos valores se localizam na região de valores mais altos para  $M/L$ , confirmando os resultados obtidos por Proctor et al. (2011). Aqui vale ressaltar que os dados utilizados em Girardi et al. (2002) não selecionou sistemas com baixo valor do *gap* de magnitudes  $m_{1,2}$ , podendo conter provavelmente grupos fósseis nessa amostra.

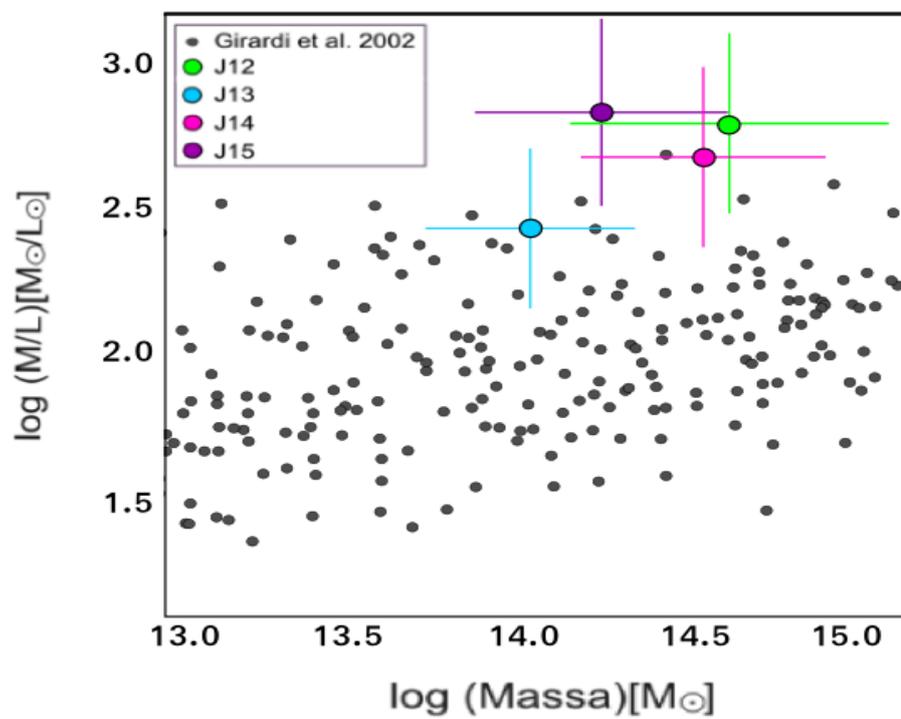


Figura 5.11: Razão Massa-Luminosidade *versus* a Massa para os quatro grupos fósseis estudados neste trabalho. Os pontos cinzas são os valores para grupos e aglomerados não-fósseis extraídos de [Girardi et al. \(2002\)](#)

### Sumário, discussão e perspectivas

Neste trabalho, analisamos quatro grupos previamente classificados como fósseis com o objetivo de estudar a massa e a luz desses objetos, visto que a estimativa da razão  $M/L$  ainda não é bem determinada, possuindo valores contraditórios na literatura.

Contamos com observações do CFHT em duas bandas fotométricas,  $r$  e  $g$ , cuja redução e tratamento das imagens foram feitas pela equipe do *Terapix*. As massas desses grupos foram obtidas através da técnica de lentes gravitacionais fracas utilizando o programa IM2SHAPE para medir a forma dos objetos. Este programa, através de um método Bayesiano, recupera a imagem original de objetos astronômicos através de um ajuste das elipticidades observadas, fazendo a deconvolução pela PSF.

Através do ajuste de um perfil NFW aos nossos dados de lentes fracas, estimamos as massas dentro de  $R_{200}$  para os quatro grupos fósseis estudados aqui. Os valores das massas  $M_{200}$  com seus respectivos erros podem ser vistos na Tabela 4.1 juntamente com os valores de  $R_{200}$ . Os valores estimados para as massas dos quatro grupos fósseis são similares à massas de aglomerados e, por isso, podem ser melhor classificados como aglomerados fósseis.

Para a análise por lentes gravitacionais fracas, é necessário medirmos o formato das galáxias que se encontram no plano de fundo dos grupos, visto que são essas galáxias as afetadas pelo efeito de lente gerado pelo grupo. Separar essas galáxias exige grande cuidado para evitar contaminações por galáxias que pertencem aos grupos ou que estão na frente destes. E para isso, várias etapas foram realizadas para que pudéssemos ter uma amostra com baixa contaminação.

Uma dessas etapas foi levar em consideração as regiões mascaradas das imagens, a contaminação devido às galáxias pertencentes aos grupos e as que se encontram na frente

destes. Tentamos também neste trabalho fazer uma seleção muito cuidadosa das galáxias membro desses grupos a fim de obter suas luminosidades totais. Para isso, foi utilizada uma subtração estatística das galáxias de campo no diagrama cor-magnitude para detectarmos a região característica onde se localizam as galáxias pertencentes aos grupos (sequência vermelha). Além disso, para dar mais robustez à nossa seleção, foram calculadas as probabilidades das galáxias pertencerem ao grupo no diagrama cor-magnitude. Essas probabilidades foram consideradas no cálculo das luminosidades desses grupos (Tabela 5.2).

Um outro processo bastante delicado é estimar os efeitos que a atmosfera causa em nossas imagens (PSF). Desde a seleção das estrelas, modelagem da PSF e correção em nossas imagens, todas essas etapas foram realizadas muito cuidadosamente. Usamos e adquirimos experiência com o programa PSFEX, a fim de compararmos nossa modelagem da PSF. O PSFEX é utilizado em grandes projetos da atualidade, como o *Dark Energy Survey*. Em [Zhuang & Shen \(2023\)](#), fazendo uma análise detalhada da PSF na câmera em infravermelho próximo do Telescópio Espacial James Webb (NIRCam), os autores testaram três tipos de programas para modelagem da PSF e concluíram que o PSFEX tem a melhor performance.

Como mencionado previamente, estudos envolvendo a razão massa-luminosidade de grupos fósseis são ainda contraditórios, sendo que, em alguns trabalhos, esses valores são compatíveis com grupos normais ([Sun et al., 2004](#); [Khosroshahi et al., 2004, 2006](#)), enquanto que em outros estudos ([Vikhlinin et al., 1999](#); [Proctor et al., 2011](#); [Yoshioka et al., 2004](#)) foram encontrados valores mais altos para a razão massa-luminosidade em grupos fósseis quando comparados com grupos normais.

[Proctor et al. \(2011\)](#) encontraram valores de  $M/L$  para os grupos fósseis que estão entre os mais altos dentro de uma amostra com uma população geral de sistemas similares. Suas massas foram estimadas usando a dispersão de velocidades de suas galáxias. Esses autores sugerem então que os grupos fósseis poderiam ser grupos escuros (*dark clusters*). Isso se explicaria considerando que os grupos fósseis, apesar de possuírem uma galáxia central brilhante, estivessem envoltos em um ambiente pobre fazendo com que tanto a luminosidade total no ótico quanto o número de membros fossem baixos. Os autores sugerem que grandes diferenças entre as luminosidades das duas galáxias mais brilhantes do grupo são simplesmente o resultado das altas luminosidades da BCG e baixas riquezas

desses objetos. Assim, este estudo também sugere que os sistemas fósseis podem ser caracterizados como aglomerados em suas massas e luminosidades da BCG, mas possuindo as riquezas e luminosidades ópticas de grupos relativamente pobres (Proctor et al., 2011).

Girardi et al. (2002) estudaram a razão  $M/L$  para objetos não-fósseis (desde grupos pobres até aglomerados ricos) utilizando uma grande amostra de objetos e luminosidades na banda  $B$ . Os resultados foram consistentes com as previsões teóricas e podem ser usados para fins de comparação com Grupos Fósseis. A razão  $M/L$  para grupos ricos obtida pelos autores foi  $223_{-80}^{+62} [h(M/L_B)_\odot]$ . Comparamos nossos resultados com os obtidos em Girardi et al. (2002) e, pela Figura 5.11 notamos nossos valores na região de valores mais altos para a razão  $M/L$ . No entanto, é importante ressaltar que nossas barras de erro são grandes.

O presente trabalho pretendeu estimar a massa e a razão massa-luminosidade de uma amostra de quatro grupos fósseis e compará-las com outros estudos. Os resultados do nosso trabalho mostraram que as massas e razões  $M/L$  para quatro grupos fósseis dessa amostra são compatíveis com os encontrados por Proctor et al. (2011). Isso pode ser visto na Figura 5.10 onde temos as comparações entre as massas, luminosidades e as razões  $M/L$ . Isso indica que as estimativas dinâmicas não introduziram vieses na determinação das massas, o que se esperaria de sistemas fósseis. Por outro lado, com os resultados apresentados, não excluimos a existência de aglomerados escuros, como proposto por Proctor et al. (2011).

Levando tudo em consideração, entendemos que a questão da associação entre uma grande diferença de magnitudes entre as duas galáxias centrais de um grupo ou aglomerado de galáxias e a razão  $M/L$  desses sistemas não está bem determinada. Vale ressaltar que as incertezas que obtivemos não são competitivas com as obtidas pela massa dinâmica, porém quando aplicarmos todos os procedimentos descritos nesta tese para a estimativa dessas grandezas em grandes amostras, haverá a diminuição das nossas incertezas (Jarvis et al., 2016). Assim, os procedimentos descritos nesta tese são caminhos que podem ser usados no futuro, com dados de levantamentos de grande porte e utilizando a técnica do empilhamento para medir massas via lentes gravitacionais, o que garantiria essas incertezas muito menores. Desse modo também poderíamos garantir uma comparação muito mais homogênea entre os sistemas fósseis e os não-fósseis.



## Referências Bibliográficas

- Aguerri, J. A. L., Girardi, M., Boschini, W., et al. 2011, *A& A*, 527, A143
- Aguerri, J. A. L., Longobardi, A., Zarattini, S., Kundert, A., D'Onghia, E.D., Domínguez-Palmero, L., 2018, *A& A*, 609, A48
- Aguerri, J. A. L. & Zarattini, S. 2021, *Universe*, 7, 132
- Alamo-Martínez K. A., West M. J., Blakeslee J. P., González-Lópezlira R. A., Jordán A., Gregg M., Côté P., et al., 2012, *A&A*, 546, A15
- Alpher, R. A. and Bethe, H. & Gamow, G., 1948, *Phys. Rev.*, 73, 803-804
- Barnes, J. E. 1989, *Nature*, 338, 123
- Bartelmann, M., 1995, *A & A*, 303, 643.
- Becker M. R., Kravtsov A. V., 2011, *ApJ*, 740, 25
- Becker M. R., Troxel M. A., MacCrann N., Krause E., Eifler T. F., Friedrich O., Nicola A., et al., 2016, *PhRvD*, 94, 022002. doi:10.1103/PhysRevD.94.022002
- Bertin, E., Arnouts, S., 1996, *A & A*, 117, 393.
- Bertin E., Mellier Y., Radovich M., Missonnier G., Didelon P., Morin B., 2002, *ASPC*, 281, 228
- Bertin E., 2011, *ASPC*, 442, 435
- Bertin, E. Automated Morphometry with SExtractor and PSFEx. *Em Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 442:435–438, 2011

- Blumenthal G. R., Faber S. M., Primack J. R., Rees M. J., 1984, *Natur*, 311, 517
- Bond J. R., Szalay A. S., Turner M. S., 1982, *PhRvL*, 48, 1636
- Bond J. R., Kofman L., Pogosyan D., 1996, *Natur*, 380, 603
- Boylan-Kolchin, M., Springel, V., White, S.D.M., Jenkins, A., Lemson, G., 2009, *MNRAS*, 398, 1150
- Bridle, S., Kneib, J.-P., Bardeau, S. & Gull, S.F., 2002, in: “The shapes of Galaxies and their Dark Halos”, Yale Cosmology Workshop, 28-30 May 2001, World Scientific
- Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, 344, 1000. doi:10.1046/j.1365-8711.2003.06897.
- Busha M. T., Adams F. C., Wechsler R. H., Evrard A. E., 2003, *ApJ*, 596, 713
- Chang C., Pujol A., Mawdsley B., Bacon D., Elvin-Poole J., Melchior P., Kovács A., et al., 2018, *MNRAS*, 475, 3165. doi:10.1093/mnras/stx3363
- Clampitt J., Sánchez C., Kwan J., Krause E., MacCrann N., Park Y., Troxel M. A., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 4204. doi:10.1093/mnras/stw2988
- Coupon, J., et al., 2009, *A& A*, 500, 981.
- Cramer, W.J., Kenney, J.D.P., Sun, M., Crowl H., Yagi, M., Jáchym, P., Roediger, E., Waldron, W., 2018, (preprint arxiv.org/abs/1811.04916)
- Cypriano E. S., Mendes de Oliveira C. L., Sodré L. Jr., 2006, *AJ*, 132, 514
- Dariush, A., Khosroshahi, H. G., Ponman, T. J., et al. 2007, *MNRAS*, 382, 433
- Dariush, A.A., Raychaudhury, S., Ponman, T.J., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 1873
- Deason, A. J., Conroy, C., Wetzel, A. R., & Tinker, J. L. 2013, *ApJ*, 777, 154
- Díaz-Giménez, E., Zandivarez, A., Proctor, R., Mendes de Oliveira, C., & Abramo, L. R. 2011, *A& A*, 527, A129
- D’Onghia, E., & Lake, G. 2004, *ApJ*, 612, 628
- D’Onghia E., Sommer-Larsen J., Romeo A. D., Burkert A., Pedersen K., Portinari L., Rasmussen J., 2005, *ApJL*, 630, L109

- D'Onghia, E., Sommer-Larsen, J., Romeo, A. D., et al. 2005a, *ApJ*, 630, L109
- D'Onghia, E., Sommer-Larsen, J., Romeo, A. D., et al. 2005b, *ApJ*, 630, L109
- Dünner R., Araya P. A., Meza A., Reisenegger A., 2006, *MNRAS*, 366, 803
- Dünner R., Reisenegger A., Meza A., Araya P. A., Quintana H., 2007, *MNRAS*, 376, 1577
- Duffy A. R., Schaye J., Kay S. T., Dalla Vecchia C., 2008, *MNRAS*, 390, L64
- Dutton, A. A., & Maccio, A.V., 2014, *MNRAS*, 441, 3359
- Dyson, F.W., Eddington, A.S., Davidson, C.R., 1920, *Mem. R. Astron. Soc.*, 62, 291.
- Einstein, A., 1915, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften*, 844-847
- Einstein, A., 1936, *Science*, 84, 506.
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., Woods, D., 1994, *ApJ*, 437, 56.
- Farhang A., Khosroshahi H. G., Mamon G. A., Dariush A. A., Raouf M., 2017, *ApJ*, 840, 58
- Foëx, G., Soucail, G., Pointecouteau, E., Arnaud, M., Limousin, M., Pratt, G., W., 2012, *A & A*, 546, A106.
- Foëx, G., Motta, V., Limousin, M., Verdugo, T., More, A., Cabanac, R., Gavazzi, R., Muñoz, R. P., 2013, *A & A*, 559, A105
- Foëx, G., Motta, V., Jullo, E., Limousin, M., Verdugo, T., 2014, *A & A*, 572, A19
- Gastaldello, F., Buote, D. A., Humphrey, P. J., et al. 2007, *ApJ*, 669, 158
- Gavazzi, R., Mellier, Y., Fort, B., Cuillandre, J.C., Dantel-Fort, M., 2004, *A & A*, 422, 407.
- George, M. R. et al., 2012, *ApJ*, 757, 2
- Girardi, M., Manzato, P., Mezzetti, M., 2002, *ApJ*, 569, 720-741
- Gladders, M. D., & Yee, H.K., C. 2000, *AJ*, 120, 2148

- Goto, T., Yamauchi, C., Fujita, Y., Okamura, S., Sekiguchi, M., Smail, I., Bernardi, M., Gomez, P.L., 2003, MNRAS, 346, 601
- Gott J. R., III, Rees M. J., 1975, A&A, 45, 365
- Gunn J. E., Gott J. R., III, 1972, ApJ, 176, 1
- Gozaïasl, G., Finoguenov, A., Khosroshahi, H.G., et al. 2014, A&A, 566, A410
- Harrison, C.D., Miller, C.J., Richards, J.W., et al. 2012, ApJ, 752, 12
- Hetterscheidt, M., Erben, T., Schneider, P., Maoli, R., Van Waerbeke, L., Mellier, Y., 2005, A& A, 442, 43.
- Hewitt, J.N., Turner, E.L., Schneider, D.P., Burke, B.F., Langston, G.I., Lawrence, C.R., 1988, Nature, 333, 537.
- Hickson P., 1982, ApJ, 255, 382
- Hickson P., Mendes de Oliveira C., Huchra J. P., Palumbo G. G., 1992, ApJ, 399, 353
- Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., Carlberg, R.G., 2001, ApJ, 548, 5
- Hogg, D.,W. 2000, astro.ph/9905116v4.
- Hubble E., 1929, PNAS, 15, 168
- Jarvis, M., Bernstein G. M., Fischer P., Smith D., Jain B., Tyson J. A., Wittman D., 2003, AJ, 125, 1014
- Jarvis, M. 2015, TreeCorr: Two-point correlation functions, Astrophysics Source Code Library, ascl:1508.007
- Jarvis, M., Sheldon, E., Zuntz, J., Kacprzak, T., Bridle, S.L., et al. 2016, MNRAS, 460, 2245
- Jeans, J.H., 1902, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 199, 1.
- Jenkins A., et al., 1998, ApJ, 499, 20
- Jones C., Forman W., 1984, ApJ, 276, 38

- 
- Jones, L. R., Ponman, T. J., & Forbes, D. A. 2000, MNRAS, 312, 139
- Jones, L. R., Ponman, T. J., Horton, A., Babul, A., Ebeling, H., & Burke, D. J. 2003, MNRAS, 343, 627
- Kacprzak T., Zuntz J., Rowe B., Bridle S., Refregier A., Amara A., Voigt L., et al., 2012, MNRAS, 427, 2711
- Kaiser N., Squires G., 1993, ApJ, 404, 441.
- Kanagusuku, M.J., Díaz-Giménez, E., Zandivarez, A., 2016, A & A, 586, A40
- Kelly P. L., et al., 2015, Sci, 347, 1123
- Khosroshahi, H. G., Jones, L. R., & Ponman, T. J. 2004, MNRAS, 349, 1240
- Khosroshahi H. G., Maughan B. J., Ponman T. J., Jones L. R., 2006, MNRAS 369, 1211-1220
- Khosroshahi H. G., Ponman T. J., Jones L. R., 2007, MNRAS, 377, 595
- Kitching T. D., Miller L., Heymans C. E., van Waerbeke L., Heavens A. F., 2008, MNRAS, 390, 149
- Kneib J.P., R. Ellis, 1996, Astronomy Now.
- Koester B. P., McKay T. A., Annis J., Wechsler R. H., Evrard A., Bleem L., Becker M., Johnston D., 2007, AJ 660:239-255
- Kravtsov A. V., Borgani S., 2012, ARA& A, 50, 353
- Kuijken, K., 1999, A& A 352, 355.
- Kundert, A., D'Onghia, E., Aguerri, J. A. L. 2017, ApJ, 845,45
- La Barbera, F., de Carvalho, R.R., de la Rosa, I.G., et al. 2009, AJ, 137, 3942
- Lacey C., Cole S., 1993, MNRAS, 262, 627
- Leonard, A., Pires, S., Starck, J., 2012, MNRAS, 423, 3405.
- Leonard A., Lanusse F., Starck J.-L., 2014, MNRAS, 440, 1281

- Lima Neto, G.B., 2022, "Astronomia Extragaláctica: Notas de aula", versão 28/02/2022
- Lin Y.-T., Mohr J. J., Stanford S. A., 2004, *ApJ*, 610, 745
- Lodge, O.J., 1919, *Nature*, 104, 354.
- Lynds, R. & Petrosian, V. 1986, *BAAS* 18, 1014.
- Makarov, D. & Karachentsev, I. 2011, *MNRAS*, 412, 2498
- Mandelbaum R. et al., 2014b, *ApJS*, 212, 5
- Marshall, P. J., Hobson, M. P., Gull, S. F., Bridle, S. L., 2002, *MNRAS*, 335, 1037.
- McClintock, T., Varga, T.N., Gruen, D., Rozo, E., Rykoff, E.S., Shin, T., Melchior, P., DeRose, J., Seitz, S., Dietrich, J.P., Sheldon, E., Zhang, Y., von der Linden, A., et al., 2019, *MNRAS*, 482, 1352
- Mendes de Oliveira, C. L., Cypriano, E. S., & Sodré, Jr., L. 2006, *AJ*, 131, 158
- Mendes de Oliveira C. L., Carrasco E. R., 2007, *ApJL*, 670, L93
- Mendes de Oliveira C. L., Cypriano E. S., Dupke R. A., Sodré L. Jr., 2009, *AJ*, 138, 502
- Méndez-Abreu J., Aguerri J. A. L., Barrena R., Sánchez-Janssen R., Boschijn W., Castro-Rodríguez N., Corsini E. M., et al., 2012, *A&A*, 537, A25
- Miles T. A., Raychaudhury S., Forbes D. A., Goudfrooij P., Ponman T. J., Kozhurina-Platais V., 2004, *MNRAS*, 355, 785
- Miller L., Kitching T. D., Heymans C., Heavens A. F., van Waerbeke L., 2007, *MNRAS*, 382, 315
- Miller L., Heymans C., Kitching T. D., van Waerbeke L., Erben T., Hildebrandt H., Hoekstra H., et al., 2013, *MNRAS*, 429, 2858
- Moore B., Katz N., Lake G., Dressler A., Oemler A., 1996, *Nature* 379, 613
- Nagamine K., Loeb A., 2003, *NewA*, 8, 439
- Narasimha, D., & Chitre, S. M., 1998, *ApJ*, 332, 75.

- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M., 1995, *MNRAS*, 275, 56.
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563.
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493.
- Nychka D., Furrer R., Sain S., 2014 *Fields: Tools for spatial data*
- Oegerle W. R., Hill J. M., 2001, *AJ*, 122, 2858
- O Mill A. L., Duplancic F., Lambas D. G., Sodre L. Jr., 2011, *arXiv:1012.3752v1*
- Paczynski, B., 1987, *Nature*, 325, 572.
- Padmanabhan T., *Structure Formation in the Universe*, 1993.
- Pereira, M.E., *Dissertação de mestrado*, 2012, Rio de Janeiro.
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R.A., Nugent, P., Castro, P.G., et al., 1999, *ApJ*, 517, 565-586
- Ponman, T. J. & Bertram, D. 1993, *Nature*, 363, 51
- Ponman, T. J., Allan, D. J., Jones, L. R., et al. 1994, *Nature*, 369, 462
- Popesso, P., Biviano, A., Bohringer, H., & Romaniello, M. 2006, *A & A*, 445, 29
- Prada F., Klypin A. A., Cuesta A. J., Betancort-Rijo J. E., Primack J., 2012, *MNRAS*, 423, 3018
- Prat J., Sánchez C., Fang Y., Gruen D., Elvin-Poole J., Kokron N., Secco L. F., et al., 2018, *PhRvD*, 98, 042005. doi:10.1103/PhysRevD.98.042005
- Press, W. H & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- Primack J. R., 1997, *arXiv*, astro-ph/9707285. doi:10.48550/arXiv.astro-ph/9707285
- Proctor R. N., Mendes de Oliveira C., Dupke R., Lopes de Oliveira R., Cypriano E. S., Miller E. D., Rykoff E., 2011, *MNRAS*, 418, 2054-2073
- Proctor, R. N., Mendes de Oliveira, C., & Eigenthaler, P. 2014, *MNRAS*, 439, 2281
- Proust D., et al., 2006, *A& A*, 447, 133

- Quintana H., Lawrie D. G., 1982, *AJ*, 87, 1
- Raouf, M., Khosroshahi, H. G., & Dariush, A. 2016, *ApJ*, 824, 140
- Raouf, M., Khosroshahi, H. G., Mamon, G. A., et al. 2018, *ApJ*, 863, 40
- Raouf, M., Khosroshahi, H. G., Ponman, T. J., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 1578
- Reisenegger A., Quintana H., Carrasco E.R., Maze J., 2000, *AJ*, 120, 523
- Riess, A.G., Filippenko, A.V., Challis, P., Clocchiattia, A., Diercks, A., et al., 1998, *AJ*, 116, 1009-1038
- Riess A. G., Strolger L.-G., Tonry J., Casertano S., Ferguson H. C., Mobasher B., Challis P., et al., 2004, *ApJ*, 607, 665
- Rose, J.A., 1977, *ApJ* 211, 311
- Rowe B. T. P., et al., 2015, *Astronomy & Computation*, 10, 121
- Samuroff S., Bridle S. L., Zuntz J., Troxel M. A., Gruen D., Rollins R. P., Bernstein G. M., et al., 2018, *MNRAS*, 475, 4524. doi:10.1093/mnras/stx3282
- Santos, W., Mendes de Oliveira, C., & Sodre, Jr., L. 2007, *AJ*, 134, 1551
- Schirmer, M., 2004, Dissertation, Universitat Bonn.
- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, *AJ* 500:525-553
- Schneider, P., 1996, *MNRAS*, 283, 837
- Schneider, P., Van Waerbeke, L., Jain, B., & Kruse, G., 1998, *MNRAS*, 296, 873
- Schneider P., *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, 2006, ISBN-10 3-540-33174-3.
- Schneider, P., Kochanek, C., Wambsganss, J., 2006
- Seitz, C., & Schneider, P. 1997, *A& A*, 318, 687
- Sérsic, J.L., *Atlas de galaxias australes*. 1968
- Shakhbazian, R.K., 1973, *Astrofísica* 9, 495

- Sheldon E., et al. , arXiv:1702.02601v2  
bibitem[
- Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J.P., 1987, *A& A* 172, L14.
- de Souza, F. N., 2013, Dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo.
- Spinelli, P., F., 2011, Dissertação de doutorado, University of Munich.
- Spinelli, P. F., Seitz, S., Lerchster, M., Brimiouille, F., Finoguenov, A., 2012, *MNRAS*, 420, 1384
- Springel, V., White, S.D.M., Jenkins, A., et al. 2005, *Nature*, 435, 629
- Squires, G., Kaiser, N., 1996, *AJ*, 473, 65
- Stephan, M.E., 1877, *MNRAS*, 37:334-39
- Sun, M., Forman, W., Vikhlinin, A., et al. 2004, *ApJ*, 612, 805
- Tavasoli, S., Khosroshahi, H.G., Koohpae, A., Rahmani, H., & Ghanbari, J. 2011, *PASP*, 123, 1
- Tovmassian H., 2010, *RMxAA*, 46, 61
- Tyson, J. A., Valdes, F., Jarvis, J. F., & Mills, A. P., Jr. 1984, *ApJL*, 281, L59 .
- Tyson, J.A., Valdes, F., Wenk, R.A., 1990, *ApJ*, 349, L1.
- Umetsu K., 2010, arXiv, arXiv:1002.3952, aulas dadas no Escola Internacional de Fisica, Enrico Fermi, Curso CLXXII - Astrophysics of Galaxy Clusters, Varenna, Italia, July 2008, A. Cavaliere and Y. Rephaeli (eds.)
- Venables, W. N. & Ripley, B. D., 2002, *Modern Applied Statistics with S*. Fourth edition. Springer.
- Vikhlinin, A., McNamara, B. R., Hornstrup, A., et al. 1999, *ApJ*, 520, L1
- Vitorelli, A. Z., Cypriano, E. S., Makler, M., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 866
- Vogelsberger M., Genel S., Springel V., Torrey P., Sijacki D., Xu D., Snyder G., et al., 2014, *Natur*, 509, 177. doi:10.1038/nature13316

- von Benda-Beckmann, A. M., D'Onghia, E., Gottlöber, S., et al. 2008, MNRAS, 386, 2345
- Walsh, D., Carswell, R.F., and Weymann, R.J., 1979, Nature, 279, 381.
- Wambsganss, J., Gravitational Lensing in Astronomy, *Living Rev. Relativity*, 1998, 1,12.
- White, S. D. M. & Frenk, C. S. 1991, ApJ, 379, 52
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, MNRAS, 183, 341
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, MNRAS, 183, 341
- Wright, C., O. & Brainerd, T., G. 2000, ApJ, 534, 34.
- Wright, C., O. & Brainerd, T., G. 2000, ApJ, 534, 34
- Yagi, M., Komiyama, Y., Yoshida, M., Furusawa, H., Kashikawa, N., Koyama, Y., and Okamura, S., 2007, ApJ, 660:1209–1214
- Yoshioka, T., Furuzawa, A., Takahashi, S., et al. 2004, Advances in Space Research, 34, 2525
- Young, P., Gunn, J. E., Kristian, J., Oke, J. B., & Westphal, J. A. 1980, ApJ, 241, 507
- Zabludoff A. I., Huchra J. P., Geller M. J., 1990, ApJS, 74, 1
- Zandivarez, A., Díaz-Giménez, E., Taverna, A., 2022, MNRAS, 514, 231
- Zarattini, S., Aguerri, J. A. L., Sánchez-Janssen, R., et al. 2015, A & A, 581, A16
- Zarattini, S., Barrena, R., Girardi, M., et al. 2014, A & A, 565, A116
- Zarattini, S., Girardi, M., Aguerri, A.L., Boschin, W., Barrena, R., del Burgo, C., Castro-Rodriguez, N., Corsini, E.M., D'Onghia, E.D., Kundert, A., Méndez-Abreu, J., Sánchez-Janssen, R., 2016, A & A, 586, A63
- Zarattini, S., Aguerri, J.A.L., Biviano, A., et al. 2019, A & A, 631, A16
- Zhuang M.-Y., Shen Y., 2023, arXiv, arXiv:2304.13776
- Zibetti S., Pierini D., Pratt G. W., 2008, MNRAS, 392, 525-536
- Zuntz J., Kacprzak T., Voigt L., Hirsch M., Rowe B., Bridle S., 2013, MNRAS, 434, 1604

---

Zuntz J., et al. , arXiv:1708.01533v1

Zuntz J., Sheldon E., Samuroff S., Troxel M. A., Jarvis M., MacCrann N., Gruen D., et al., 2018, MNRAS, 481, 1149. doi:10.1093/mnras/sty2219

Zwicky F., 1933, *Helv. Phys. Acta* 6, 110.

Zwicky, F., *Phys. Rev. Lett.*,1937, 51, 290.

Zwicky, F., E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, and C. T. Kowal, 1961-1968, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, Vol. 1-6. Pasadena: Caltech.



# Apêndice



## .1 Apêndice A - Distâncias e Parâmetros Cosmológicos

As distâncias em astronomia extragaláctica são geralmente expressas em termos do *redshift* (observável), e precisam levar em conta a expansão do Universo, visto que a distância entre dois objetos num Universo em expansão é maior que a distância desses objetos em um Universo estático. Assim, definimos a *distância comóvel*  $D_C$ , que segue essa expansão, ou seja, se mantém fixa conforme o Universo se expande

$$D_C = D_H \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}. \quad (.1)$$

em que  $D_H$  é a distância de Hubble definida como

$$D_H = \frac{c}{H_0}, \quad (.2)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz.

Para a análise por lentes gravitacionais é necessário calcular as distâncias entre os objetos (aglomerados e galáxias do campo) e entre esses objetos e nós. Isso é feito através do cálculo das distâncias de diâmetro angular  $D_A$ , que é definida como a razão entre o diâmetro físico do objeto  $l$  e seu tamanho angular  $\theta$  como é visto no céu.

$$D_A = \frac{l}{\theta}. \quad (.3)$$

A distância de diâmetro angular se relaciona com a distância comóvel da seguinte forma

$$D_A = \frac{D_C}{1+z}. \quad (.4)$$

É interessante ressaltar que  $D_A$  não aumenta indefinidamente quando  $z \rightarrow \infty$ , mas atinge um máximo em  $z \sim 1$  antes de começar a decrescer. Como consequência, objetos mais distantes podem parecer maiores em tamanho angular.

Para calcular a distância de diâmetro angular entre dois objetos situados em diferentes *redshifts*,  $z_1$  e  $z_2$ , sendo  $z_1 < z_2$ , não podemos simplesmente subtrair as distâncias individuais. Ao invés disso, usa-se a equação (Hogg, 2000)

$$D_{A12} = \frac{1}{1+z_2} \left[ D_{C2} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{C1}^2}{D_H^2}} - D_{C1} \sqrt{1 + \Omega_k \frac{D_{C2}^2}{D_H^2}} \right]. \quad (.5)$$

Como foi considerado  $\Omega_k = 0$ , a equação acima se resume a

$$D_{A12} = \frac{1}{1 + z_2} [D_{C2} - D_{C1}]. \quad (.6)$$

Para a conversão das magnitudes aparentes em magnitudes absolutas, faremos uso da *distância de luminosidade*  $D_L$ , que é definida pela relação entre o fluxo bolométrico  $S$  e a luminosidade bolométrica  $L$ .

$$D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi S}} \quad (.7)$$

A distância de luminosidade tem relação com a distância comóvel e com a distância do diâmetro angular de acordo com a expressão

$$D_L = (1 + d)D_C = (1 + z)^2 D_A \quad (.8)$$

Para mais detalhes sobre distâncias cosmológicas, sugerimos a leitura de [Hogg \(2000\)](#).

Os valores dos parâmetros cosmológicos utilizados nesse trabalho se encontram na [Tabela .1](#).

Parâmetro	Valor
$\Omega_m$	0.30
$\Omega_\Lambda$	0.70
$\Omega_k$	0
$H_0$	70 km/s/Mpc

*Tabela .1* - Parâmetros cosmológicos utilizados neste trabalho.